

SISTEMAS TROPICAIS: ASPECTOS OBSERVADOS E TEÓRICOS

por

VADLAMUDI BRAHMANANDA RAO
SERGIO HENRIQUE FRANCHITO

Vandlamudi, Brahmananda Rao; Franchito, Sergio H..
Sistemas tropicais: aspectos observados e teóricos.
Anais. 1987.
(PRE).

Apresentado em: Colóquio... Conhecimento da Dinâmica...
previsão de tempo no Brasil, 1; São José dos Campos, jul. 1987.
CP1
INPE-8753-PRE/753.

SISTEMAS TROPICAIS - ASPECTOS OBSERVADOS

Vadlamudi Brahmananda Rao

O interesse nos distúrbios tropicais foi renovado devido à descoberta de ondas planetárias na estratosfera tropical, juntamente com um estudo detalhado de sistema de baixa e alta atmosfera, os estudos teóricos de ondas tropicais também teve seu papel em estimular a pesquisa nesse importante ramo da meteorologia tropical. Sistemas tropicais ou distúrbios tropicais foram estudados do ponto de vista de ondas.

Nesse capítulo discutiremos os distúrbios tropicais dentro de uma escala de 1500 a 3000 km e com a duração de alguns dias. Nos trópicos quase 75% de precipitação é produzida por sistemas sinóticos. A frequência média em geral é de um sistema cada 5 dias. Dois ou três episódios de precipitação, em geral, explica quase metade da precipitação de uma estação chuvosa. Assim a não ocorrência desses eventos facilmente pode gerar seca.

Foram usados essencialmente 3 métodos para estudar os sistemas tropicais. 1) Método Sinótico; 2) Usando-se imagens de satélite e inspeção visual e 3) Método Estatístico.

1) Método Sinótico

Neste método os autores usaram dados sinóticos e descreveram os sistemas tropicais. Um desses sistemas que foi estudado deta

lhadamente é o de ondas nos ventos de leste. Normalmente dizemos ondas em uma corrente quando estas realizam oscilações razoavelmente senoidais. As correntes mais permanentes da atmosfera são de ventos de oeste nas latitudes médias e os ventos tropicais de leste. Dizemos então, de "ondas nos ventos de oeste" e de "ondas nos ventos de leste". As primeiras já foram razoavelmente bem entendidas e as outras ainda não foram bem estudadas e entendidas.

No caso de ondas de leste os controles externos variam muito de um ano para outro, de uma região para outra. A estrutura é sensível para o vento básico. Aqui descreveremos algumas características gerais dessas ondas. Duas regiões mais comuns de ocorrência das ondas de leste são (1) Mar do Caribe e (2) África do Norte.

A Figura 1 mostra a estrutura da onda de leste no Caribe. Os ventos mostram componente de norte na região dianteira da onda e componente de sul na região traseira da onda. Também podemos notar (linha tracejada) uma camada profunda de umidade.

A Figura 2 mostra outro exemplo. Podemos notar a mudança de direção do vento e o campo de vorticidade associado.

A Figura 3 mostra uma composição de ondas de leste no Atlântico leste - África oeste, baseado em 8 casos. Notamos o cavado equatorial na superfície, o ciclone em 850 mb, e mudança de fase com a altura.

A Figura 4 mostra o vento meridional. Observamos as mudanças de direção com a altura, na latitude central da figura.

A Figura 5 mostra velocidade vertical, temperatura e umidade relativa. Notamos a correlação negativa entre o vento meridional e a temperatura, principalmente nos baixos n^{íveis}, onde o vento meridional é mais forte. Isso mostra o transporte de calor sensível para sul numa corrente zonal de leste. Assim a energia potencial disponível média é convertida para a das ondas. Também nas figuras podemos notar que o movimento ascendente nos baixos n^{íveis} é associado com os desvios positivos de temperaturas. Isso implica, pelos menos parcialmente, numa conversão de energia potencial disponível das ondas para energia cinética das ondas. Na Figura 3 podemos notar uma inclinação da onda, no nível de 700 mb, de Nordeste para Sudeste. Isso mostra um forte transporte de momentum associado à inclinação na horizontal. Assim, a troca entre a energia cinética do vento zonal e da onda também parece ser importante.

Baseado em dados de GATE, mostrados nas figuras anteriores, Reed et al (1977) determinaram o comprimento das ondas de leste como sendo igual a 2500 km e a velocidade de fase de 8 mb^{-1} .

Ondas de Leste no Brasil Norte

A presença de ondas de Leste ainda não foi confirmado na região dos ventos alísios no norte do Brasil. Entretanto, (Kagano, 1979) examinando as seções de tempo para Manaus ($59^{\circ}, 98' \text{W}$, $3^{\circ} 15' \text{S}$) e

Belém ($68^{\circ}48'W$, $1^{\circ}36'S$) verificou esta presença. A Figura 6 mostra as seções de tempo versus altura para Manaus e Belém. Notamos a mudança do vento meridional indicando a passagem de ondas. Na Figura 7 mostra-se a variação na umidade relativa associada à onda.

2) Imagens de Satélite e Distúrbios Tropicais

Imagens de satélite podem ser usadas para estudar os distúrbios tropicais. Distúrbios transientes de escala sinótica são associadas com bandas de nuvens (Chang, 1970). Nos ventos de leste essas bandas propagam-se para oeste. A propagação para oeste pode ser vista nas seções de tempo versus longitude, preparadas usando imagens diárias de satélite, em forma de faixas zonais. A Figura 8 mostra um exemplo dessas faixas. Nessa figura podemos notar bandas definidas inclinando da direita para a esquerda. Podemos obter a velocidade de fase determinando a inclinação. Sabendo o número de linhas (ou distúrbios) num intervalo de tempo podemos determinar a frequência e, finalmente, podemos calcular a escala dos distúrbios. Chang determinou uma velocidade de fase da ordem de $9-10\text{ms}^{-1}$, um período de 4-5 dias e uma escala em torno de 3000-4000 km.

Yamazaki e Rao (1977) usaram essa metodologia para estudar distúrbios tropicais no Atlântico Sul e Brasil Leste. Eles notaram, através de imagens de satélites, distúrbios que se propagam somente durante junho e agosto. Usando a metodologia citada acima calcularam uma velocidade de fase de 10ms^{-1} , uma frequência de 4 dias e uma escala de alguns milhares de quilômetros.

Ciclones de Alta Troposfera:

Nos trópicos as vezes podemos notar a formação e deslocamento de ciclones na alta troposfera. Estes ciclones são de centro frio. Este tipo de distúrbio é notado no Caribe.

Ciclones na alta troposfera são observados no Atlântico Sul, perto da costa do nordeste do Brasil, durante o verão (Kousky e Gan, 1981). O movimento desses distúrbios é irregular e quando estes chegam perto da costa podemos notar a ocorrência de convecção. O centro desses ciclones também parece que é frio e a convecção é observado na periferia. A Figura 9 mostra um caso típico de desenvolvimento durante março de 1978. Podemos notar a formação e movimento de um ciclone perto da Costa do nordeste brasileiro.

Posteriormente, discutiremos os mecanismos responsáveis para a formação desses ciclones.

3) Método Estatístico

Neste método foi usado análise espectral de série de dados temporais. Fazendo análise espectral de várias estações podemos inferir características importantes das ondas, tais como frequência dominante, níveis de dominância e comprimento. A Figura 10 mostra dois exemplos. Notemos no componente v, a frequência dominante de 5 dias.

SISTEMAS TROPICAIS: ASPECTOS TEÓRICOS

Informação interessante poderia ser obtida através do mê todo de Análise de Escala. As equações de movimento, energia, conti nuidade e aproximação hidrostática podem ser escritas nas coordenadas $(x, y, \log p, t)$

$$\frac{dV}{df} + f k \times V = - \nabla \phi \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z^*} = \frac{RT}{H} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega^*}{\partial z^*} - \frac{\omega^*}{H} = 0 \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial f} + V \cdot \nabla \right) T + \omega^* s = \frac{\dot{Q}}{c_p} \quad (4)$$

$\dot{Q}$ é aquecimento diabático e $s = \frac{\partial T}{\partial z^*} + \frac{RT}{c_p H} \sim 3^\circ \text{C km}^{-1}$ é um valor quase constante.

As escalas são:

$U \sim 10 \text{ ms}^{-1}$ - escala de velocidade horizontal

$L \sim 10^6 \text{ m}$ - escala horizontal de comprimento

- W - escala de velocidade vertical
 D - escala vertical
 $\Delta\phi$ - escala de flutuação de geopotencial
 $\frac{L}{U} \sim 10^5 \text{s}$ - escala de tempo para advecção

Aqui as escalas assumidas para U e L são as mesmas nos trópicos e nas latitudes médias. A idéia é ver como as outras escalas mudam de pendendo das características dinâmicas

Nós podemos inferir o limite superior para W imposto pe la eq. de continuidade 3. Assim,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \lesssim \frac{U}{L}$$

para movimentos de escala vertical igual ou menor da altura da escala (scale height) ($D \leq H$)

$$\frac{\partial w^*}{\partial z^*} = \frac{w^*}{H} \sim \frac{W}{D} \quad (5)$$

Assim a escala de velocidade vertical deve satisfazer

$$W \lesssim \frac{D}{L} U$$

Podemos estimar a magnitude das flutuações de geopotencial usando a eq. do momentum, para isso é conveniente comparar a magnitude da aceleração inercial.

$$V \cdot \nabla V \sim \frac{U^2}{L}$$

Com cada um dos termos de (1).

$$\left| \frac{\frac{\partial V}{\partial T}}{V \cdot \nabla V} \right| \sim 1 \quad (6)$$

$$\left| \frac{w^* \frac{\partial V}{\partial z^*}}{V \cdot \nabla V} \right| \sim \frac{WL}{UD} \lesssim 1 \quad (7)$$

$$\left| \frac{fk \times V}{V \cdot \nabla V} \right| \sim \frac{fL}{U} = R_0^{-1} \quad (8)$$

$$\left| \frac{\nabla \phi}{V \cdot \nabla V} \right| \sim \frac{\Delta \phi}{U^2} \quad (9)$$

Nas latitudes médias $f \sim 10^{-4} s^{-1}$ o número de Rossby, R_0 é pequeno tal que numa primeira aproximação a força de coriolis balancea a força de gradiente de pressão. Assim $\Delta \phi \sim R_0^{-1} U^2 = 1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. Nas regiões equatoriais $f \lesssim 10^{-5} s^{-1}$ e o $R_0 \sim 1$ ou maior. Portanto, não é apropriado assumir que a força de coriolis balancea o grediente de pressão. Nós podemos notar nos termos (6) - (9) que o gredien

te de pressão deve balancear o termo de deceleração inercial, de tal modo que $\Delta\phi \sim U^2 R_0^{-1}$ ou $\Delta\phi \sim 100 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$. Assim as perturbações no geopotencial associadas à escala sinótica equatoriais são uma ordem de grandeza menor, comparando com os sistemas de latitudes médias com a mesma escala.

Essa restrição nas flutuações de geopotencial nos trópicos tem consequências profundas para a estrutura dos sistemas tropicais de escala sinótica. Essas consequências podem ser entendidas usando argumentos de escala para a eq. de energia. Vamos primeiro obter uma estimativa de flutuação de temperatura usando (2)

$$T = \frac{H}{R} \frac{\partial\phi}{\partial z^*} \sim \frac{H}{D} \frac{\Delta\phi}{R} \quad (10)$$

$$T \sim \frac{U^2}{R} \quad (D \sim H)$$

$$\sim 0.3^\circ \text{ C}$$

Portanto sistemas tropicais profundos são caracterizados por flutuações de temperaturas muito pequenas.

Portanto, sistemas tropicais profundos são caracterizados por flutuações de temperatura desprezíveis. Usando a eq. de energia termodinâmica (4), nós podemos notar que

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V \cdot \nabla \right) T \sim 0.3^\circ\text{C dia}^{-1}$$

Na ausência de precipitação, o aquecimento diabático $\bar{e}$ devido a radiação de onda longa que tende a resfriar a troposfera numa taxa de $\dot{Q}/c_p \sim -1^\circ\text{C dia}^{-1}$. Como as flutuações de temperatura são pequenas, esse esfriamento deve ser balanceado por um movimento descendente. Assim para uma aproximação de primeira ordem (4) fica:

$$W^* S \approx \frac{\dot{Q}}{c_p} \quad (11)$$

Para atmosfera tropical $S \sim 3^\circ\text{C km}^{-1}$ e a escala de movimento ascendente deve satisfazer

$$W \sim \frac{\dot{Q}}{S c_p} \sim 0.3 \text{ cm s}^{-1}. \quad (12)$$

Portanto, na ausência de precipitação, o movimento vertical $\bar{e}$ menor do que aquele que $\bar{e}$ encontrado nos sistemas extratrosféricos com mesma escala horizontal. Portanto os movimentos horizontais são governados pela equação de vorticidade

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_\psi \cdot \nabla \right) (\zeta+f) + (\zeta+f) \nabla \cdot V = 0 \quad (13)$$

(13) $\bar{e}$ obtida por $\nabla \times (1)$, deixando termos que envolvem W^* e aproximando V por V_ψ no termo de advecção

Nas latitudes médias $\zeta < f$, e o termo de divergência pode ser aproximado simplesmente como $f \nabla \cdot V$. Nos trópicos $\zeta \sim f$. Entretanto, os termos

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_{\psi} \cdot \nabla \right) \zeta \sim \frac{U^2}{L^2} \sim 10^{-10} \text{ s}^{-2}$$

$$V_{\psi} \cdot \nabla \zeta \sim U\beta \sim 10^{-10} \text{ s}^{-2}$$

têm a mesma ordem de grandeza como nas latitudes médias. Mas nos trópicos $(\zeta+f) \sim 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ e para sistemas profundos $\nabla \cdot V \sim \frac{W}{H} \sim 0,3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, nas regiões sem precipitação

$$(\zeta+f) \nabla \cdot V \sim 10^{-11} \text{ s}^{-2}.$$

Assim aproximadamente (13) pode ser escritos como

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V_{\psi} \cdot \nabla \right) (\zeta+f) = 0 \quad (14)$$

Portanto, na ausência de condensação, movimentos de grande escala nos trópicos são barotróficos. Assim sistemas tropicais sem precipitação, devem ser dirigidos por acoplamento lateral ou por conversão barotrófica de energia.

Para sistemas sinóticos nos trópicos com precipitação as considerações de escala mudam. Nesses sistemas a precipitação as

sociada é da ordem de 2 cm dia^{-1} . Isso é equivalente a uma precipitação de $m_w = 20 \text{ kg}$ de água para uma coluna de atmosfera de 1 m^2 de área. Com a liberação de calor latente $L_c = 2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$, essa taxa de precipitação significa uma adição de energia para atmosfera de $m_w L_c \sim 5 \times 10^7 \text{ J m}^{-2} \text{ dia}^{-1}$.

Se esse calor é distribuído uniformemente na coluna da atmosfera de massa $p_0/g \sim 10^4 \text{ kg m}^{-2}$, a taxa de aquecimento por unidade de massa do ar é

$$\frac{\dot{Q}}{c_p} \sim \frac{L_c m_w}{c_p (p_0/g)} \sim 5^\circ \text{C dia}^{-1}$$

Na verdade a condensação e a liberação de calor latente não é distribuído uniformemente na coluna vertical, mas é máximo entre 300 - 400 mb, onde o aquecimento pode ser $10^\circ \text{C dia}^{-1}$. Neste caso o balanço (11) implica $W \sim 3 \text{ cm s}^{-1}$, nos sistemas com precipitação.

Portanto, a velocidade vertical nos sistemas tropicais com precipitação é uma ordem de grandeza maior comparada com a velocidade vertical fora da região de precipitação.

Fora da região de precipitação, movimentos de grande escala devem ser não-divergentes e o campo de escovamento nos altos níveis é independente de perturbações nos baixos níveis.

Nos trópicos pode existir um sistema com escala horizontal $L \sim 10^7$ m e $R_0 \ll 1$, apesar de f ser $10^{-5} s^{-1}$. Assim, as características de escala planetária parecem ser quase-geostróficas. Exemplos dessas escalas são, circulação de Walker, circulação monsonicas e as marés atmosféricas. Nesses sistemas as variações térmicas podem ser maiores comparando com os sistemas sinóticos.

Energética dos Sistemas Tropicais

O entendimento do ciclo de energia dos sistemas tropicais é relacionado com a interpretação teórica dos sistemas tropicais e o papel deles na circulação geral nos trópicos.

Para entendimento conceitual, nós podemos escrever as equações de energia da seguinte maneira: vamos assumir que os sistemas de ondas tropicais são distúrbios propagando-se superimpostos sobre uma corrente zonal em equilíbrio hidrostático geostrófico.

$$\left. \begin{aligned} f \bar{u}(y,p) &= - \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} \\ \bar{\alpha}(y,p) &= - \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

As equações de movimento, equação de energia termodinâmica e continuidade na forma linearizada são

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) v' + \omega' \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} + \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + f u' + \frac{\partial \phi'}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right) - f \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} v' + s \omega' + \frac{R}{p c_p} \dot{Q} = 0$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial u'}{\partial y} + \frac{\partial \omega'}{\partial p} = 0 \quad (2)$$

onde

$$S = - \frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}, \text{ a estabilidade estática}$$

$$f \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = \frac{\partial \alpha}{\partial y}, \text{ uma medida de baroclinica do estado básico}$$

Q é o aquecimento diabático para unidade de massa de ar.

Todas quantidades primas são perturbações e dependem em x e t e também em y e z .

Vamos definir energia cinética como:

$$K = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2) \quad (3)$$

e energia potencial disponível

$$e = \frac{1}{2S} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)^2 \quad (4)$$

Multiplicando a primeira equação do (2) por u' , a segunda por v' e somando as duas:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial k}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} v' u' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \omega' u' + u' \frac{\partial \phi'}{\partial x} + u' \frac{\partial \phi'}{\partial y} = 0$$

Multiplicando terceira do (2) por $\frac{1}{S} \frac{\partial \phi'}{\partial p}$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial e}{\partial x} - f \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} v' \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \omega' \frac{\partial \phi'}{\partial p} + \frac{R}{P C_p} \dot{Q} \frac{\partial \phi'}{\partial p} = 0$$

Agora fazendo média zonal

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \bar{k} + \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v' \phi'}) + \frac{\partial}{\partial p} (\overline{\omega' \phi'}) = \\ = - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \overline{v' u'} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \overline{u' \omega'} - \overline{\omega' \alpha'} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} e = - f \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \overline{v' \alpha'} + \overline{\omega' \alpha'} + \frac{R}{P C_p S} \overline{\alpha' \dot{Q}} \quad (6)$$

Nós podemos considerar o ciclo de energia para dois casos: 1) Caso de latitudes médias e 2) Caso dos trópicos. Nas latitudes médias e altas, o fonte mais importante para K é conversão de energia potencial disponível, $-\overline{\omega'\alpha'} (>0)$. O processo associado é de ar quente subindo e ar frio descendo ($\omega < 0$, $\alpha > 0$ e $\omega > 0$, $\alpha < 0$). A energia cinética é gerada e redistribuída verticalmente e latitudinalmente por $\partial/\partial p (\overline{\omega'\phi'})$ e $\partial/\partial y (\overline{v'\phi'})$ e também parcialmente convertida em energia cinética zonal por $-\partial\bar{u}/\partial y \overline{v'u'}$. A fonte de energia potencial disponível em latitudes médias é o gradiente de temperatura ($-f \partial\bar{u}/\partial p \overline{v'u'} > 0$ em ventos de oeste). A Figura 11 mostra esse ciclo.

O quadro nostrópicos é diferente. A energia cinética é fornecida por latitudes médias devido (1) O acoplamento lateral ($-f \partial\bar{u}/\partial y \overline{v'u'} > 0$) ou 2) A instabilidade barotrópica ($-\partial\bar{u}/\partial y \overline{v'u'} > 0$) ou (3) Por conversão de energia potencial disponível ($-\overline{\omega'\alpha'} > 0$).

A Figura 11 mostra esse ciclo. Nos trópicos $\partial\bar{u}/\partial p$ é pequeno. Assim a energia potencial disponível das perturbações é gerada por aquecimento, principalmente pela liberação de calor latente.

Inclinação dos distúrbios tipo onda na horizontal e na vertical

O transporte de momentum por ondas é relacionado com a inclinação na horizontal e o transporte de calor sensível com a inclinação na vertical.

Inclinação na horizontal: vamos escrever ψ , a função de corrente na forma

$$\psi = R(y) \sin [kx + \delta(y)] \quad (1)$$

$$\text{Então} \quad \overline{uv} = - \frac{\overline{\partial \psi}}{\partial y} \frac{\overline{\partial \psi}}{\partial x} = - \frac{1}{K} \overline{v^2} \frac{\partial \delta}{\partial y} \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial R}{\partial y} \sin(kx+\delta) + \frac{\partial \delta}{\partial y} R \cos(Kx+\delta) \right]$$

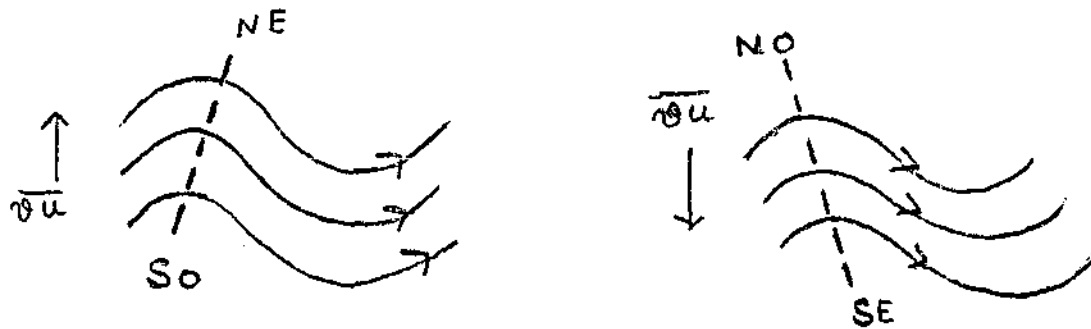
$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = K R \cos(Kx+\delta)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial y} = KR \frac{\partial R}{\partial y} \sin(kx+\delta) \cos(Kx+\delta) + KR^2 \cos^2(Kx+\delta) \frac{\partial \delta}{\partial y}$$

$$= KR \frac{\partial R}{\partial y} \sin(Kx+\delta) \cos(Kx+\delta) + \frac{v^2}{K} \frac{\partial \delta}{\partial y}$$

$$\left[\frac{\overline{\partial \psi}}{\partial x} \cdot \frac{\overline{\partial \psi}}{\partial y} = \frac{\overline{v^2}}{K} \frac{\partial \delta}{\partial y} \quad \text{ou} \quad \overline{uv} = - \frac{\overline{v^2}}{K} \frac{\partial \delta}{\partial y} \right]$$

O transporte de momentum $\bar{v}u$ é positivo (para norte), quando o eixo de distúrbio inclina de nordeste para sudoeste



Inclinação na vertical: vamos escrever ψ , a função da corrente na forma

$$= R_{\psi}(p,t) \sin(Kx + \delta(p))$$

usando aproximação geostrofica $\phi/f = \psi$, nós podemos derivar

$$\bar{v} \frac{\partial \phi}{\partial p} = \frac{f}{K} \bar{v}^2 \frac{\partial \delta}{\partial p}$$

$$\bar{v} = \frac{\partial \psi}{\partial x} = RK \cos(Kx + \delta), \quad \frac{\partial \phi}{\partial p} = f \frac{\partial \psi}{\partial p} =$$

$$= f \left[\frac{\partial R}{\partial p} \sin(Kx + \delta) + R \cos(Kx + \delta) \frac{\partial \delta}{\partial p} \right],$$

$$v \frac{\partial \phi}{\partial p} = RKf \frac{\partial R}{\partial p} \sin(Kx+\delta) \cos(Kx+\delta) + R^2 K f \cos^2(Kx+\delta) \frac{\partial \delta}{\partial p}$$

$$= RKf \frac{\partial R}{\partial p} \sin(Kx+\delta) \cos(Kx+\delta) + \frac{v^2 f}{K} \frac{\partial \delta}{\partial p}$$

$$v \frac{\partial \phi}{\partial p} = \frac{f}{K} \overline{v^2} \frac{\partial \delta}{\partial p}$$

$$\text{Notemos, também, que } \overline{vT} = - \frac{R f}{p k} \overline{v^2} \frac{\partial \delta}{\partial p} \quad \Bigg|$$

Quando o eixo de distúrbio inclina para oeste com altura ($\frac{\partial \delta}{\partial p} > 0$),

o transporte de calor sensível é para direção do polo ($\overline{vT} < 0$), o inverso ocorre quando o eixo inclina para este ou o transporte do calor é na direção equatorial ($\overline{vT} > 0$).

O papel de instabilidade barotrófica nos sistemas tropicais

Como nós vimos anteriormente, os sistemas tropicais sem precipitação são essencialmente barotrópicos. Neste caso, a instabi_lidade barotrófica pode ser importante no desenvolvimento dos distúr_bios incipientes.

Nitta e Yanai (1969) desenvolveram um método de dife_renças finitas para calcular a taxa de crescimento das ondas devido instabilidade barotrópica. A Figura 12 mostra o perfil de vento zo

nal é a vorticidade absoluta. Notamos que o critério necessário é ter extremo da vorticidade absoluta é satisfeito dentro da região. A Figura 13 mostra a taxa de crescimento ω_{c_j} (10^{-6} s^{-1}). A onda mais instável é de aproximadamente 2000/km. A Figura 14 mostra a estrutura de distúrbios. Esta análise mostra que as ondas de leste na área de Marshel Islands podem ser barotropicamente instáveis.

A Figura 15 mostra a vorticidade absoluta para o jato da África. A região sombreada indica a área onde o gradiente de vorticidade é negativo. Assim, o jato de África satisfaz o critério necessário para instabilidade barotrópica. O cálculo de taxa de crescimento e outras características concordam qualitativamente com as características observadas.

A seguir, discutiremos o papel da instabilidade barotrófica no desenvolvimento de Sistemas Tropicais no Brasil.

Nordeste Brasileiro: baixa atmosfera

Durante os anos com precipitação normal no nordeste, é de esperar que existam distúrbios. Assim durante anos com precipitação normal no nordeste, deve existir condições favoráveis para o desenvolvimento de distúrbios transientes. Num estudo de instabilidade barotrópica Rao et al (1984) analisaram o caso de 1974 e 1976. No ano de 1974 a precipitação foi em excesso no nordeste. Durante o ano de 1976, por outro lado, ocorreu seca no nordeste. Usando o método numérico de

Nitta e Yanai o perfil de vento zonal é examinado para instabilidade barotrófica. A Figura 16 mostra os perfis de vento zonal para os dois anos. A Figura 16 mostra a vorticidade absoluta. Notamos que o critério necessário para instabilidade barotrófica é satisfeito durante 1970 e durante 1974. A vorticidade absoluta aumenta monotonicamente. A Figura 17 mostra a taxa de crescimento para o caso de 1974. A onda mais instável é de 1250 km com uma taxa de crescimento de $1,6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (efolding time 6 dias). A velocidade de fase 2.7 m s^{-1} para oeste.

Vórtices ciclônicos na troposfera superior

Nós vimos anteriormente aspectos observados dos vórtices ciclônicos na troposfera superior sobre Atlântico Sul e a Costa do Brasil) durante o verão. Esses sistemas formam-se no verão. A tabela mostra o número de vórtices durante 5 anos. A Figura 18 mostra a posição no Atlântico e no Brasil desta. A Figura 19 mostra a vorticidade e campo de ventos durante verão de 77/78 no nível de 200 mb. Notamos que o Anticiclone sobre a Bolívia (Alta da Bolívia) e o ciclone sobre o nordeste brasileiro. Portanto nós podemos notar que os vórtices formam na região de ciclone médio. Também estes vórtices formam-se localmente o que sugere a atuação de um mecanismo de instabilidade. Nós examinamos a possibilidade de instabilidade barotrópica. A Tabela mostra o termo de troca de energia entre Energia Cinética do estado básico, K_z e dos distúrbios K_E , durante o verão de 1977/78.

Notamos que durante alguns dias o termo $\bar{e}$ é positivo mostrando a troca de energia $K_Z \rightarrow K_E$, e durante outros dias a troca é oposta. Isso mostra os ciclos de transferência de energia cinética e portanto intensificação e decaimento de distúrbios transitórios durante o verão. Assim podemos dizer que essa troca de energia pode ser o mecanismo para desenvolvimento de distúrbios na troposfera superior, de vórtices ciclônicos.

A Figura 20a mostra o perfil do vento zonal nos níveis de 200 mb para janeiro de 1978. O perfil é médio entre as longitudes $20^{\circ}W - 45^{\circ}W$.

A Figura 20b mostra o termo $(\beta - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2})$. Notemos que o critério necessário para ter instabilidade barotrópica $(\beta - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0)$ é satisfeito dentro de canal. A Figura 20c mostra a taxa de crescimento para as várias ondas, calculado usando o método de diferenças finitas. Notemos que a onda mais instável tem o comprimento de 1500 Km e uma taxa de crescimento de $1.2 \times 10^{-6} s^{-1}$ (efolding time mais de 8 dias). A velocidade de fase é $1,2 ms^{-1}$ para oeste. Assim nós podemos dizer que, apesar da atuação da instabilidade barotrópica, a taxa de crescimento é baixa. Isso mostra a importância de outros mecanismos.

Outros Mecanismos

A liberação de calor latente pode ser uma fonte de energia que pode aumentar a taxa de crescimento das ondas. Kausky e Gan (1981) notaram convecção na periferia dos vórtices. Eles sugeriram o mecanismo de ar quente subindo na periferia do vórtice e ar frio descendo no centro de ciclone. Mak (1983) recentemente desenvolveu uma teoria de instabilidade barotrófica incluindo a liberação de calor latente. Ele notou que a taxa de crescimento de ondas aumentou, além de diminuir um pouco o comprimento de onda mais instável. Mak notou também a ocorrência de o ar quente subindo e o ar frio descendo.

Um aspecto interessante de circulação de verão é o papel do Alta de Bolívia na formação de ciclones transientes. Bjerknes (1951) sugeriu que um aumento da intensidade de anticiclone eventualmente pode gerar um ciclone. A Figura 21 mostra a sequência de eventos que podem levar à formação de um ciclone, devido a conservação de vortividade absoluta das partículas de um fluido. A sequência de ventos são: uma frente fria penetrando na região Amazônica provocaria um aumento de convergência em baixos níveis e convecção, que por sua vez contribui para intensificação da alta da Bolívia. Essa intensificação leva à formação de um ciclone como sugerido por Bjerknes. A descrição de eventos sinóticos dados por Kausky e Gan parecem concordar com essa hipótese.

Mais um mecanismo relevante nesse contexto é o acoplamento meridional entre trópicos e extratropicos. A Figura 22 sugere que o Atlântico tropical é uma região favorável para o acoplamento lateral durante verão de H.S., época na qual os ciclones formam-se na alta troposfera.

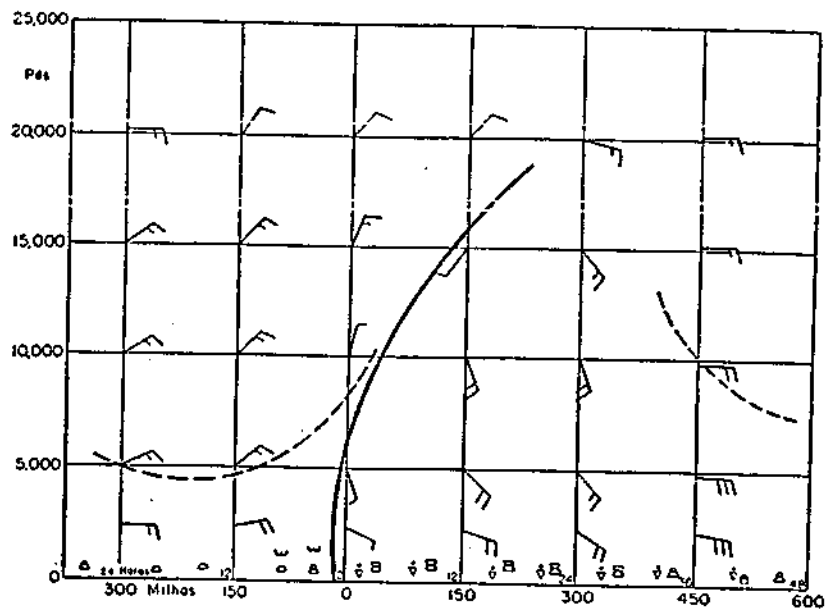


Fig. 9.5. Modelo de ondas nos ventos leste: vento, tempo e espessura da camada úmida (linha tracejada) em seção vertical (14).

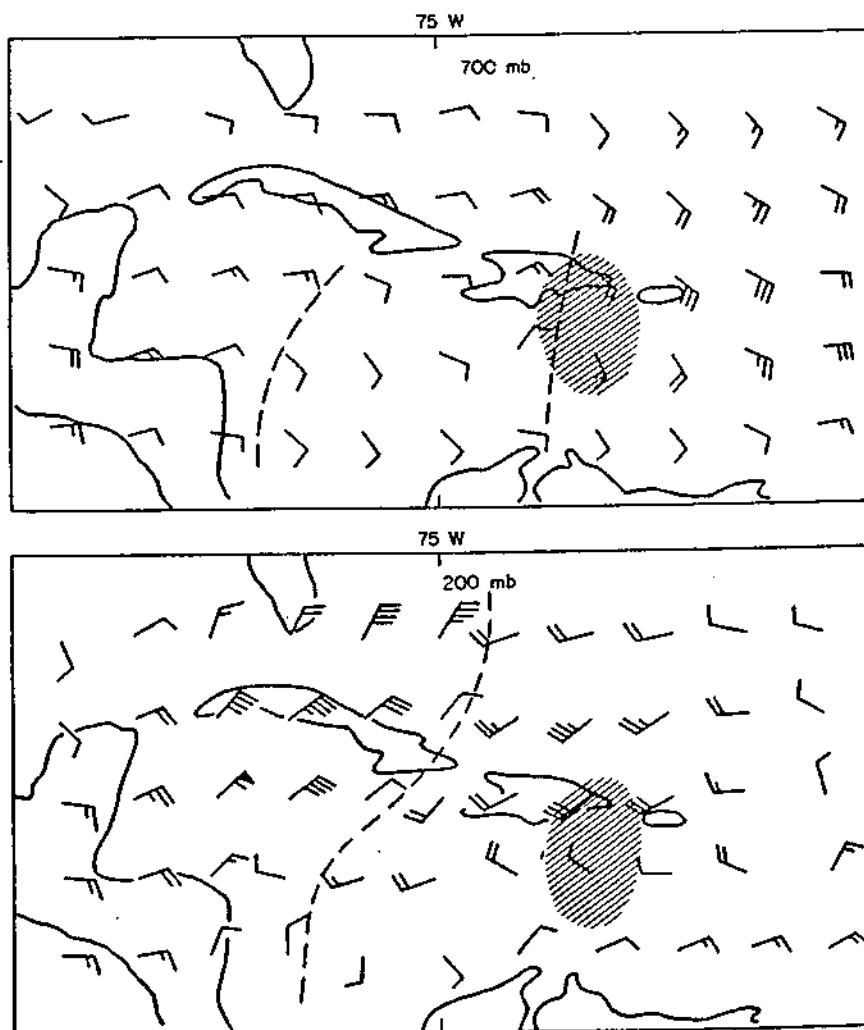


Fig. 8.19. Computer-analyzed wind charts (knots) at 700 and 200 mb for the Caribbean area, 23 August, 1962, 1200 GMT (89). Dashed curves mark cyclonic vorticity maxima. Figures 8.19 and 8.20 courtesy of Dr. Michio Yanai, University of California, Los Angeles.

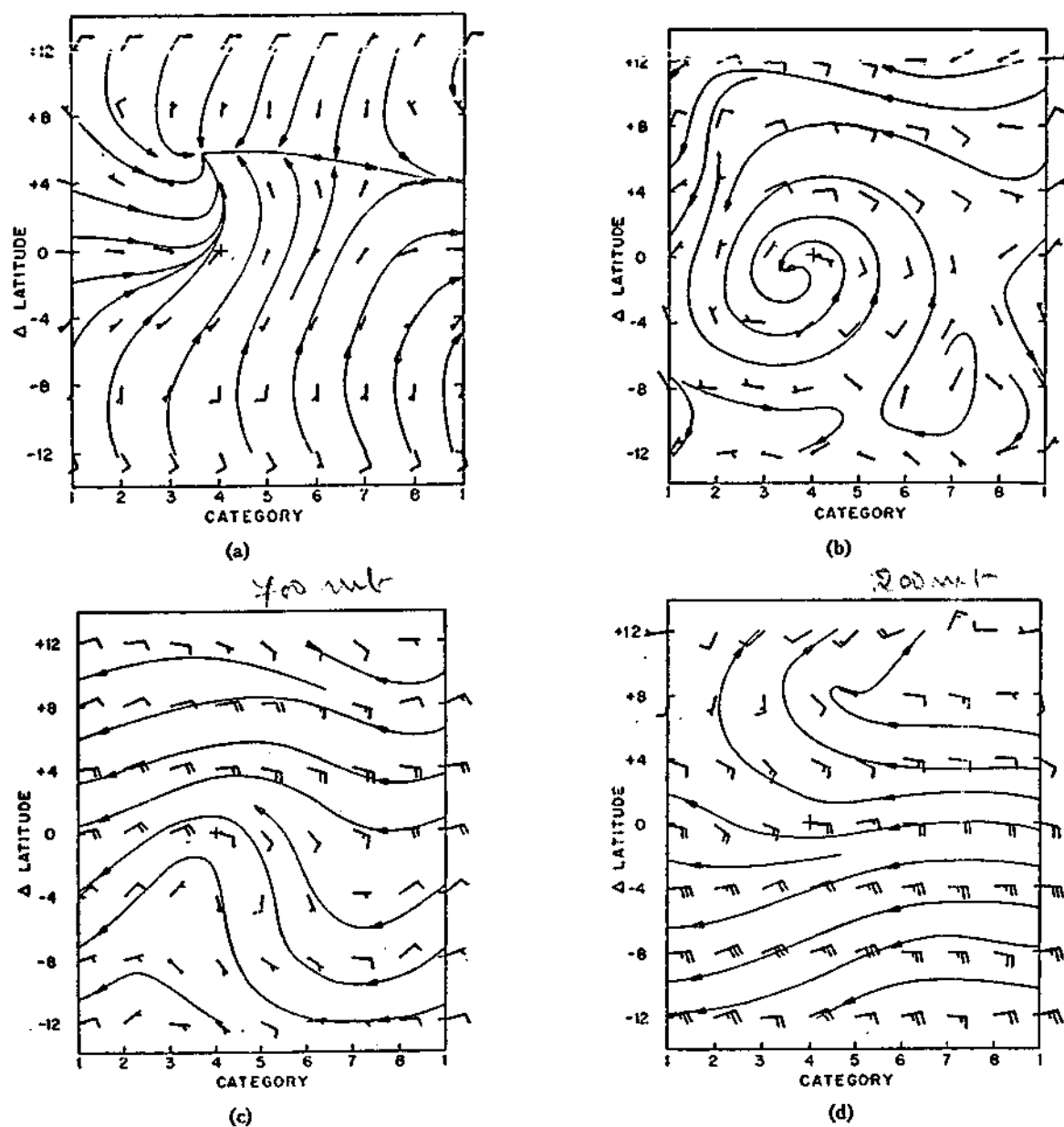


FIG. 3. Streamlines for the total wind field. Category separation is approximately 3° longitude. Cross denotes disturbance center at 700 mb. One full barb corresponds to 5 m s^{-1} , one-half barb to 2.5 m s^{-1} and no barb to 1 m s^{-1} . (a) Surface, (b) 850 mb, (c) 700 mb, (d) 200 mb.

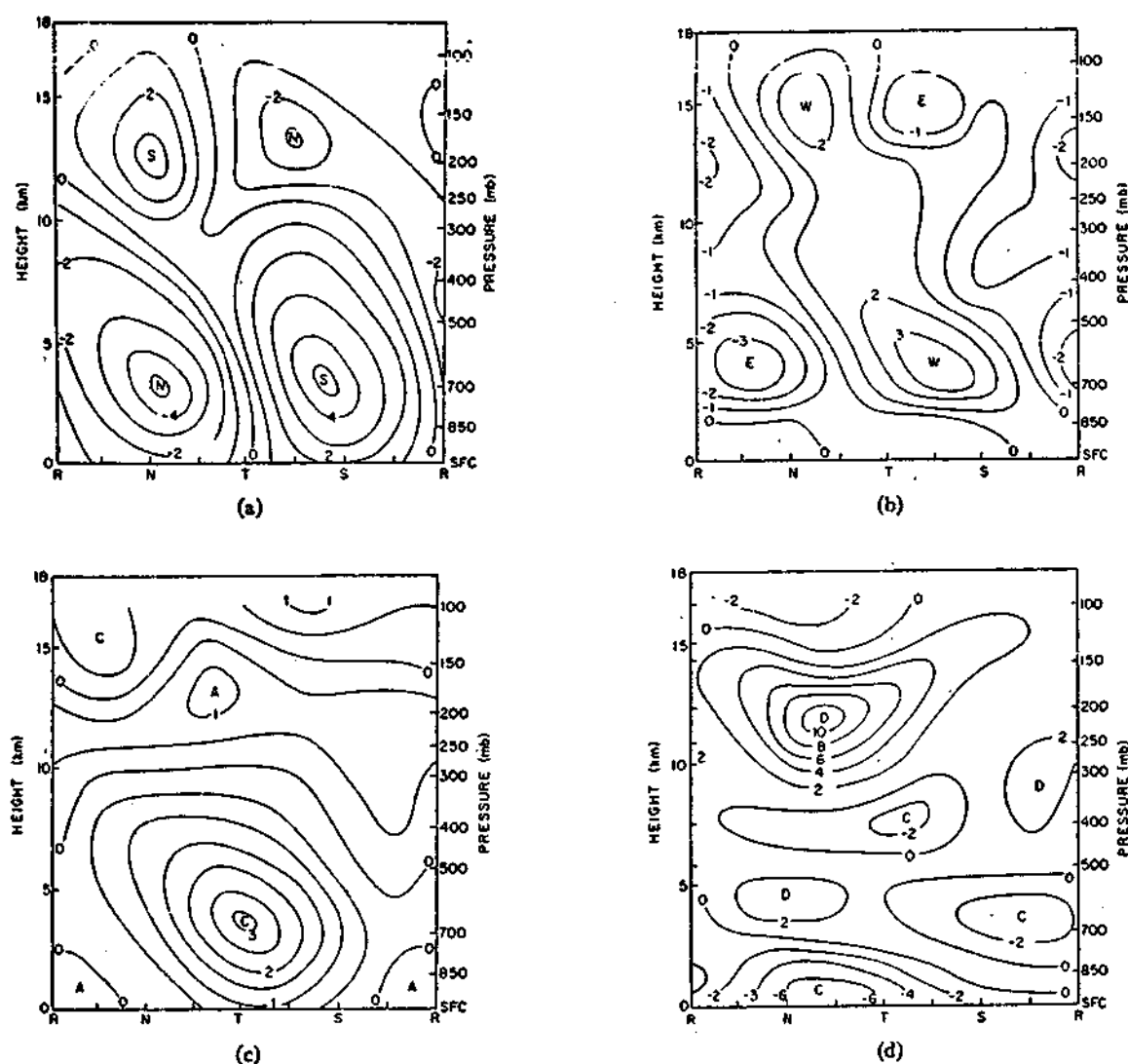


FIG. 8. Vertical cross sections along reference latitude. (a) Meridional wind deviation (m s^{-1}); (b) zonal wind deviation (m s^{-1}); (c) vorticity (10^{-6} s^{-1}); (d) divergence (10^{-6} s^{-1}). R, N, T, S refer to ridge, north wind, trough, south wind sectors of the wave, respectively.

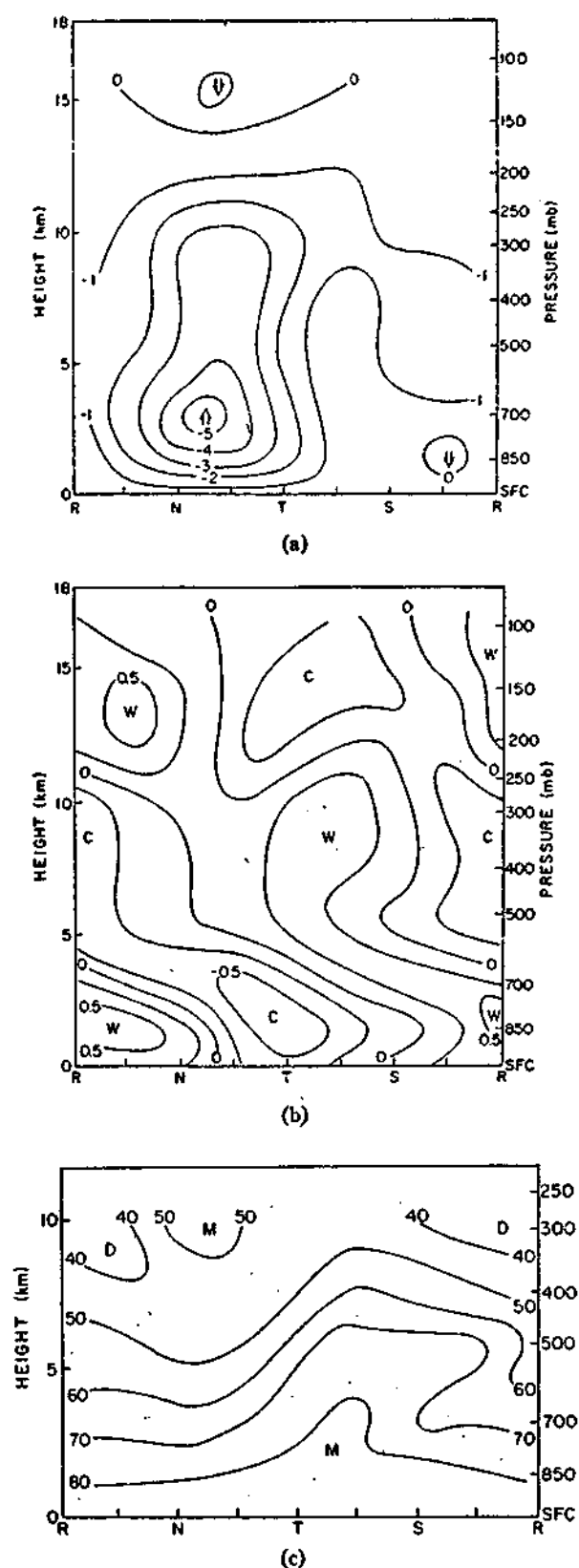


FIG. 9. As in Fig. 8 except for (a) vertical motion (mb h^{-1}), (b) temperature deviation ($^{\circ}\text{C}$) and (c) relative humidity (percent).

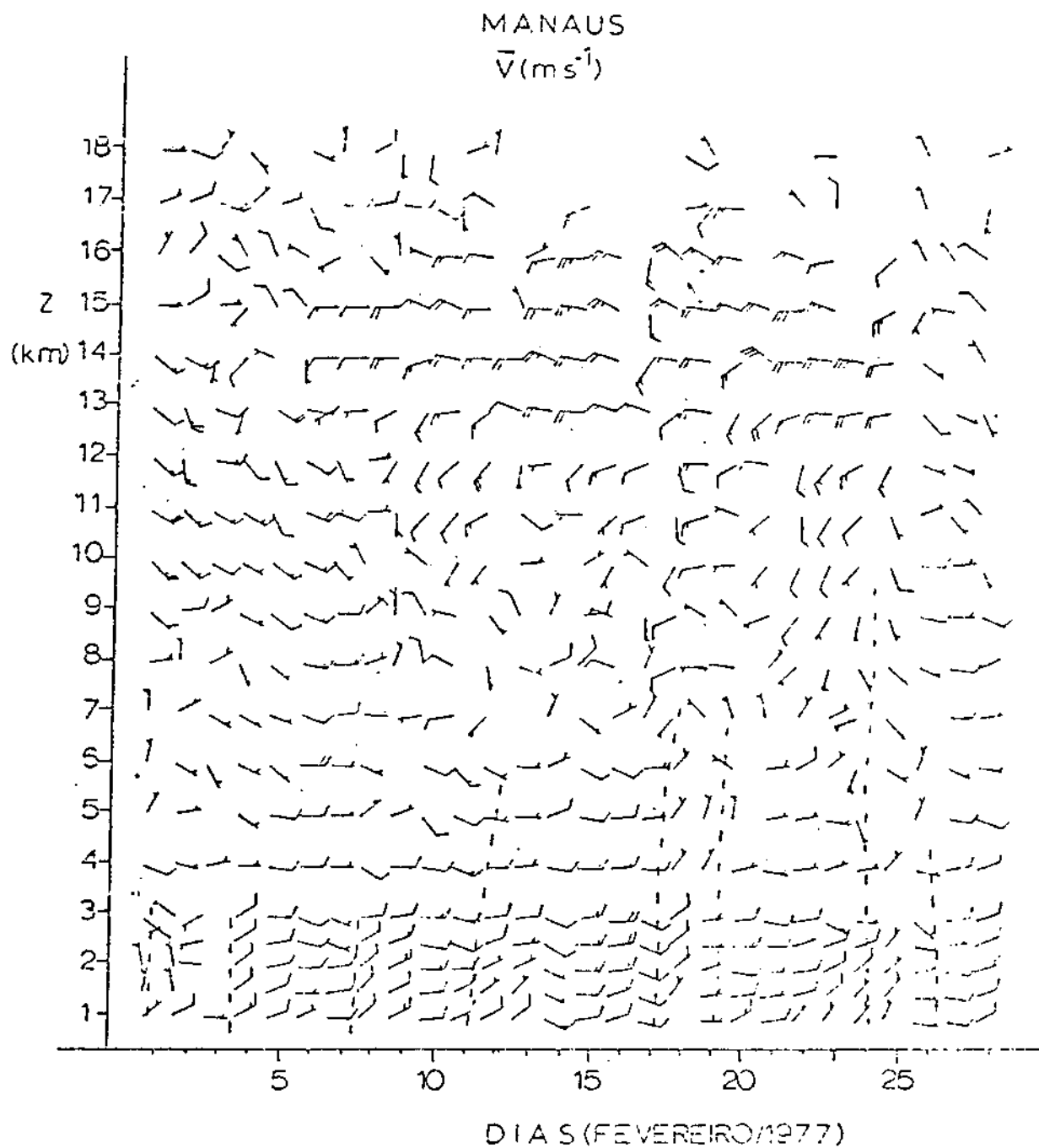


Fig. VI.2 - Seção "altura versus tempo" do vento ($\bar{V}$), de fevereiro de 1977, para Manaus. As linhas tracejadas representam o cavado.

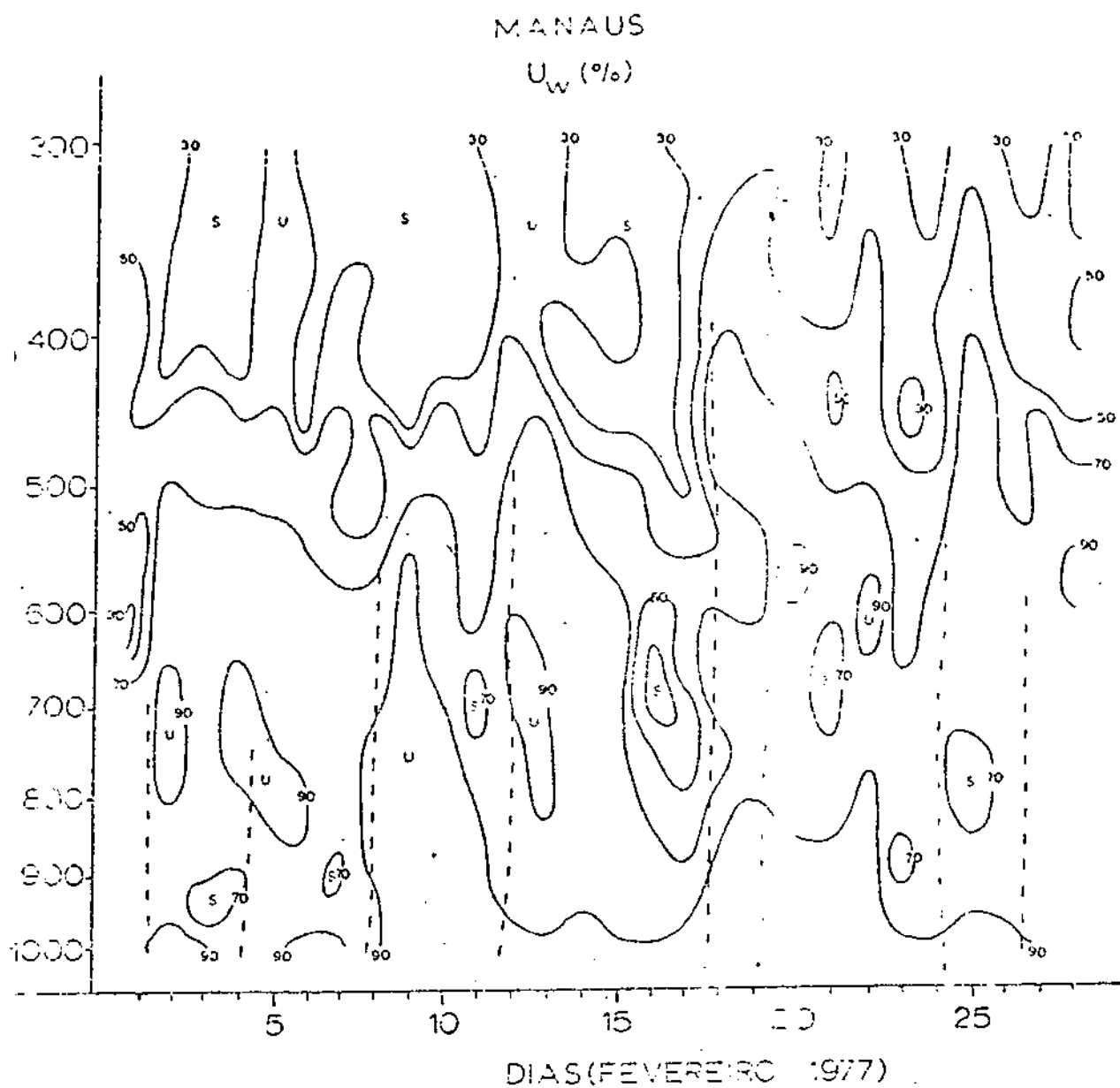


Fig. VI.6 - Seção "altura versus tempo" de umidade relativa (U_w), de fevereiro de 1977, para Manaus. As linhas tracejadas representam o cavado, S e U representam as regiões seca e úmida respectivamente.



Fig. 12.5 Time-longitude sections of satellite photographs for the period 1 July-14 August 1967 in the 5-10° N latitude band of the Pacific. The westward progression of the cloud clusters is indicated by the bands of cloudiness sloping down the page from right to left. (After Chang, 1970. Reproduced with permission of the American Meteorological Society.)

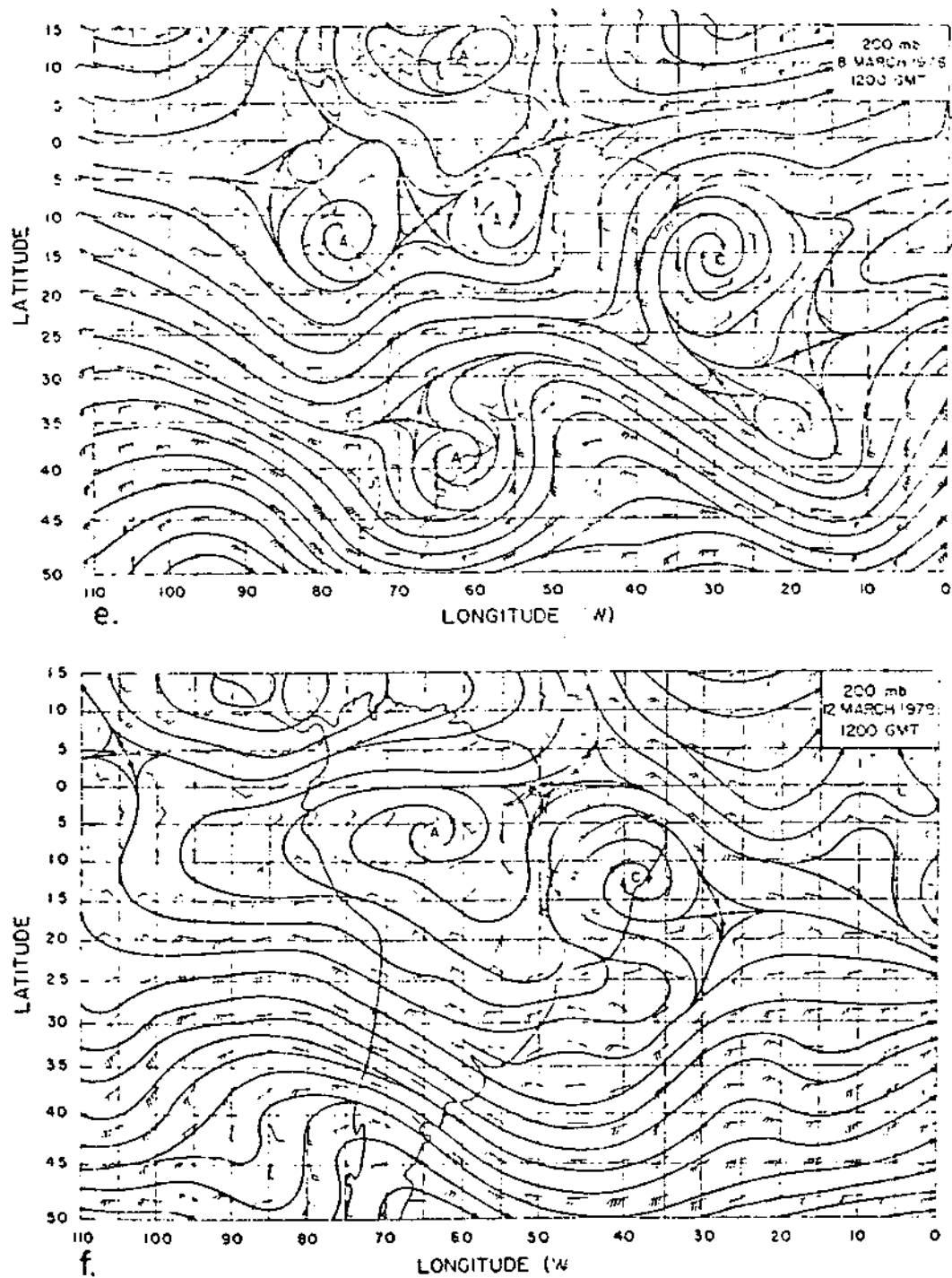


Fig. 2. Streamline analyses (200 mb) for (a) 26 February 1978, (b) 1 March 1978, (c) 3 March 1978, (d) 5 March 1978, (e) 8 March 1978 and (f) 12 March 1978, all at 1200 GMT.

KWAJALEIN

APRIL-JULY 1962

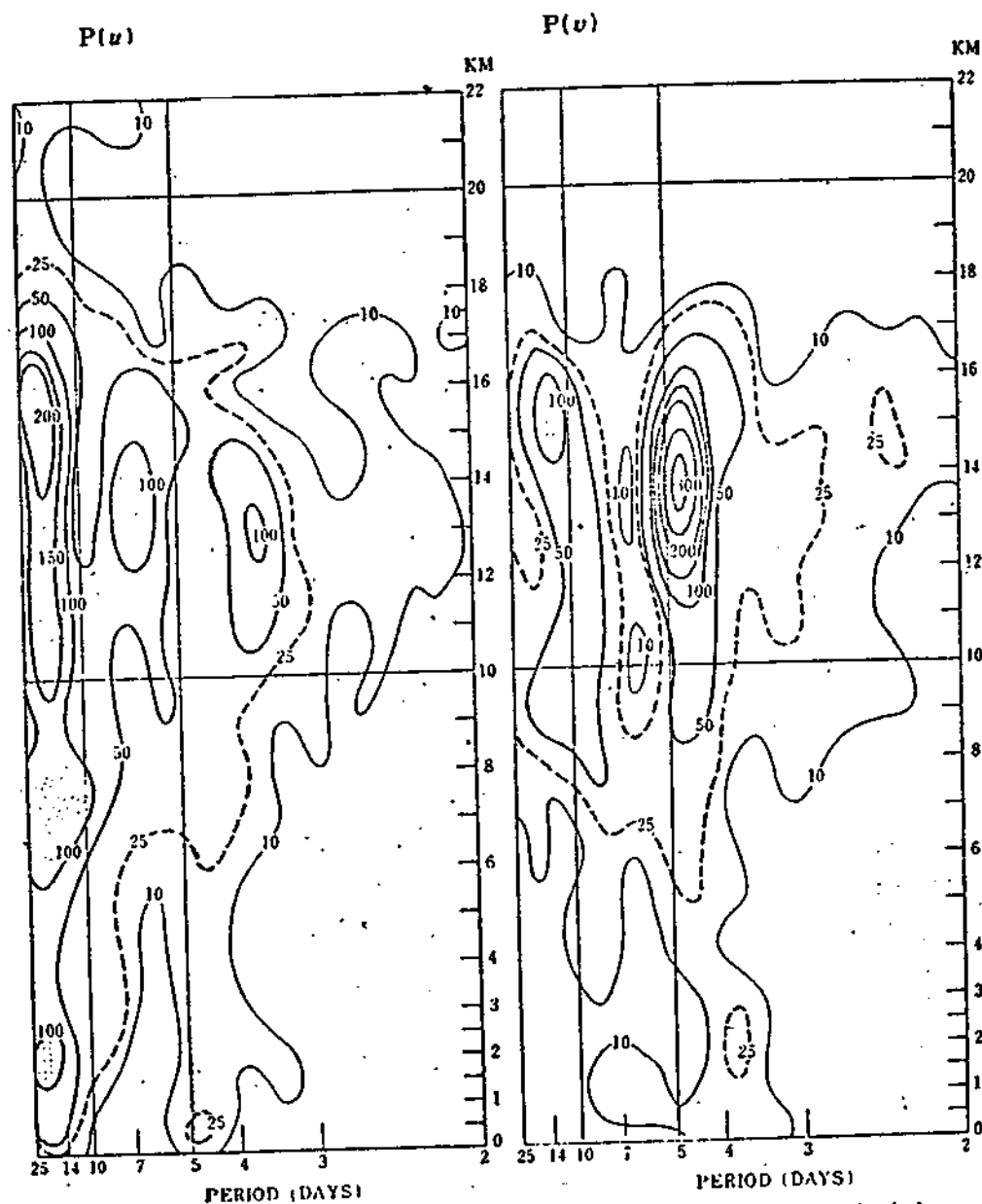
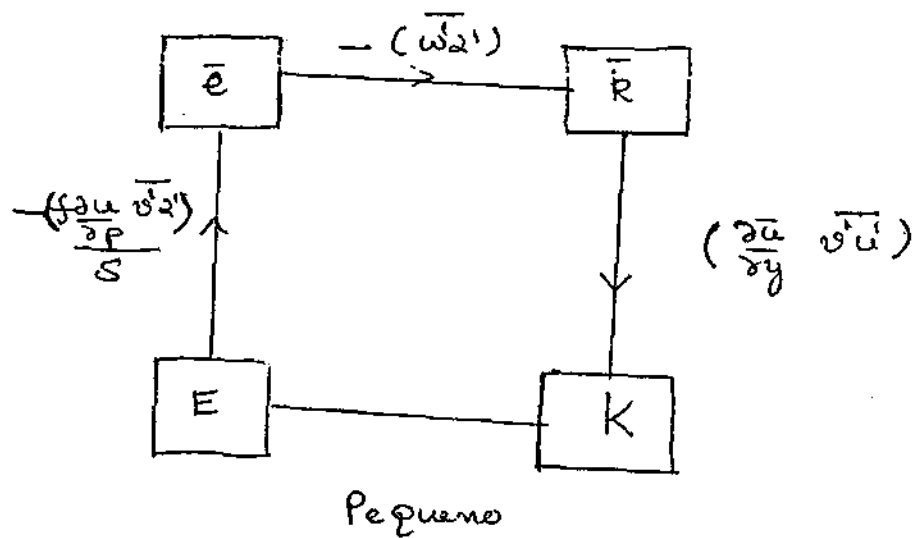


Fig. 4.3-Frequency-height section of the variance of the zonal and meridional wind components at Kwajalein for the period April 23-July 9, 1962. (After Yanai and Murakami, 1970a.)

LATITUDES MÉDIAS



K = Energia cinética do estado básico

E = Energia potencial disponível do estado básico

$\bar{e}$ = Energia potencial disponível do estado básico

$\bar{k}$ = Energia cinética do estado básico

TROPICAS

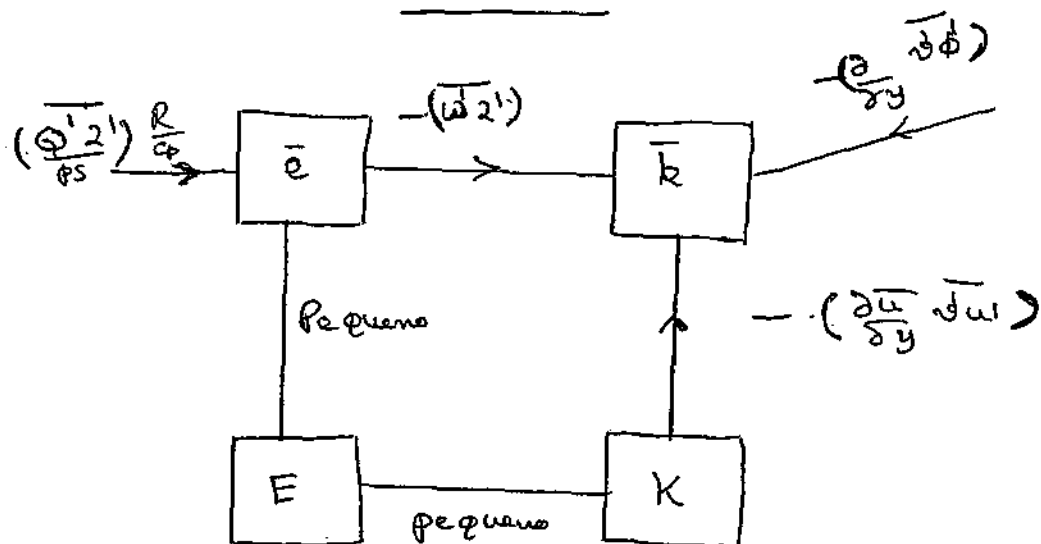


FIG. 11.

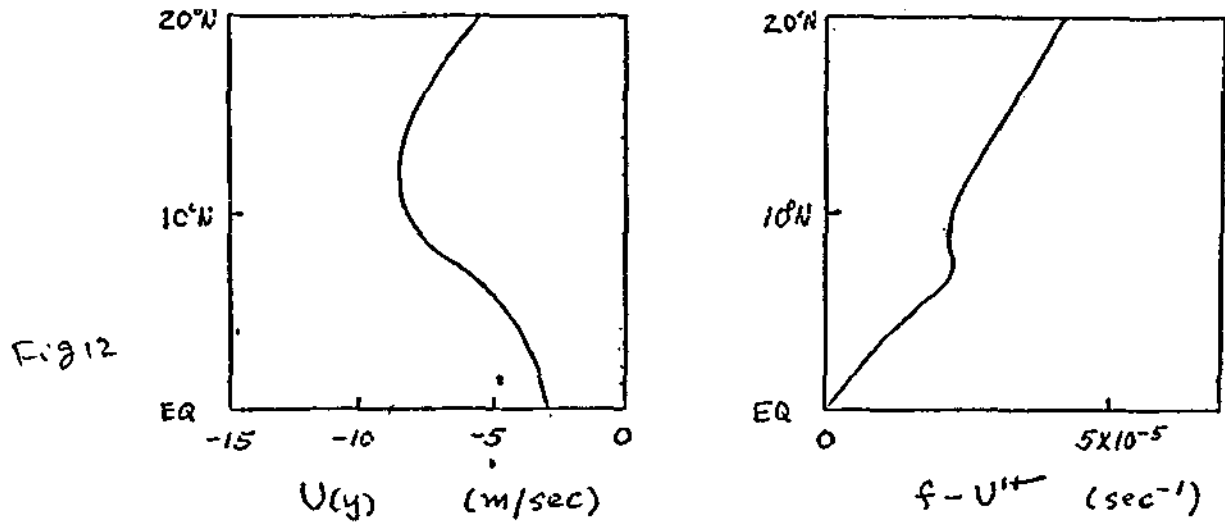
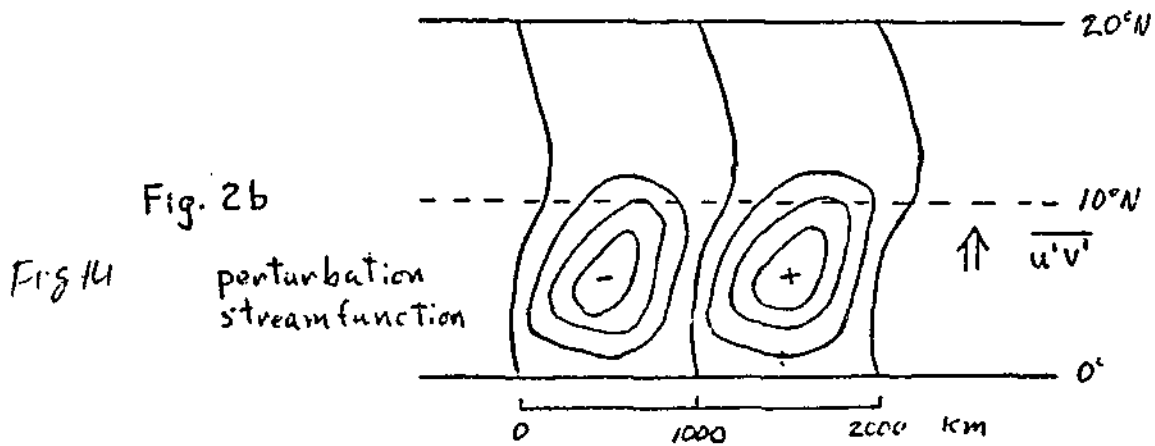
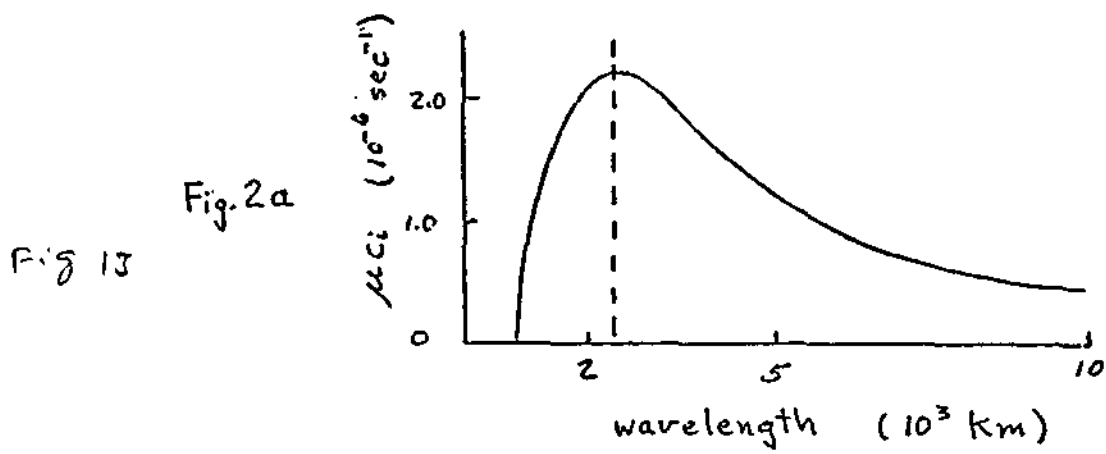


Fig. 1 (from Nitta and Yanai, 1969)



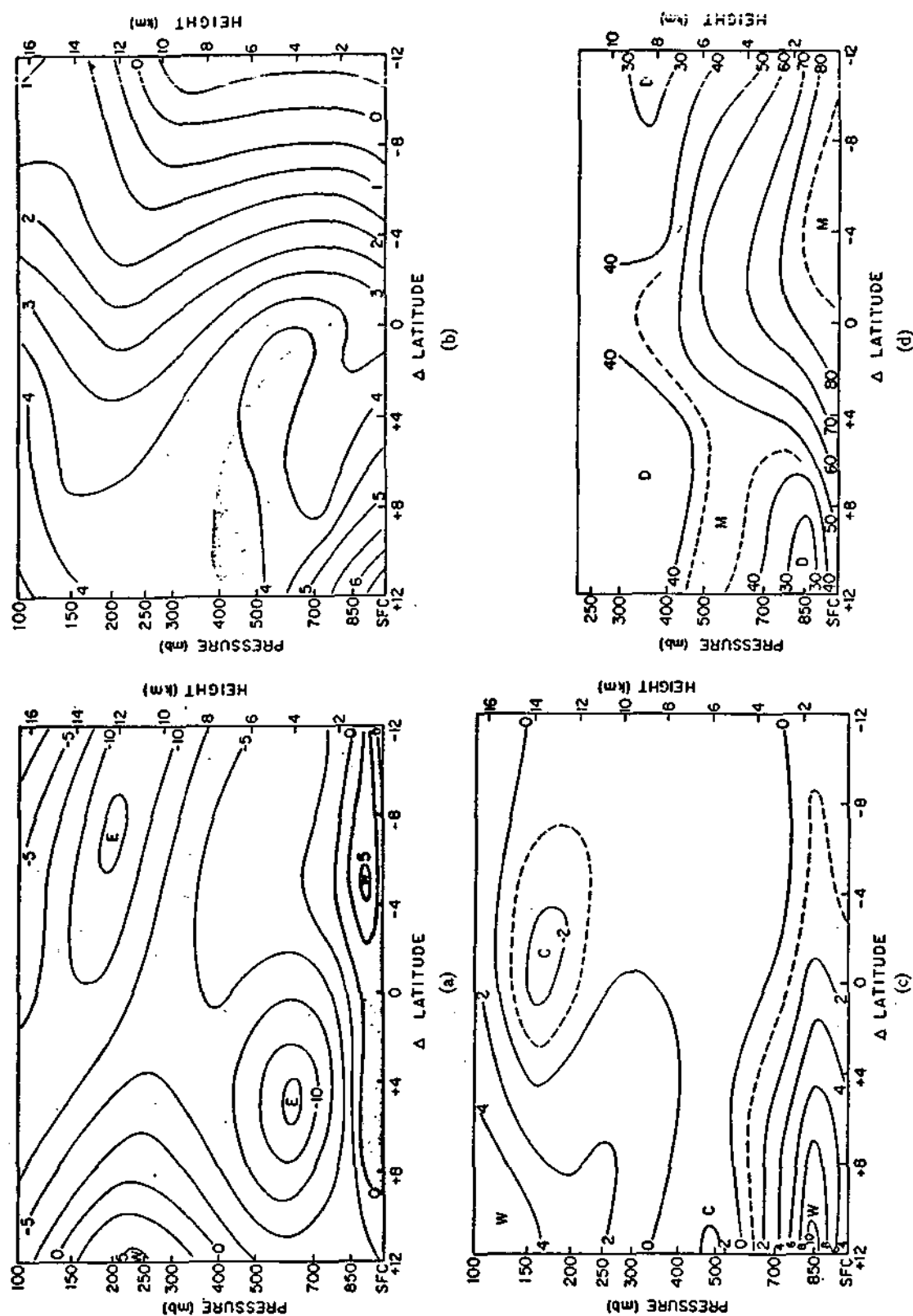


FIG. 2. Zonal mean fields (space and time) for period 23 August to 19 September, 1974. "Zero" latitude corresponds to average latitude of disturbance path, 11°N over land and 12°N over ocean. (a) Zonal wind (10^{-1} s^{-1}); (b) absolute vorticity (10^{-4} s^{-1}); (c) temperature deviations ($^{\circ}\text{C}$) from values at Δ latitude = -12; (d) relative humidity (percent).

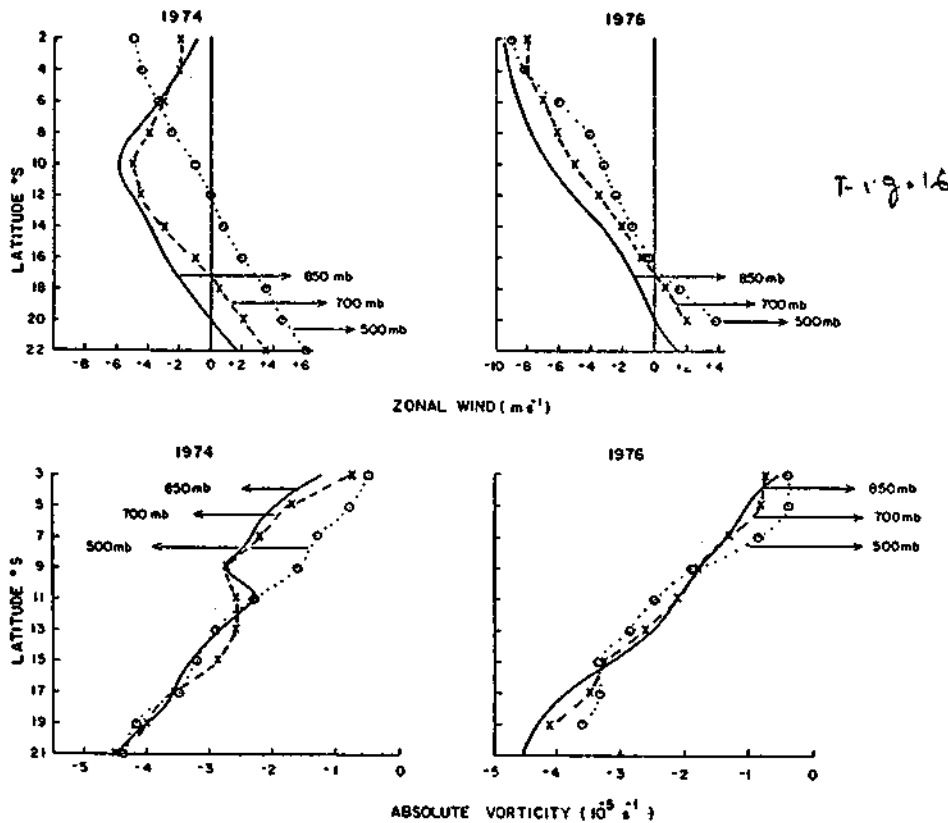


Fig. 1. The Zonal wind and the corresponding absolute vorticity observed over Northeast Brazil during March, April and May 1974 and 1976.

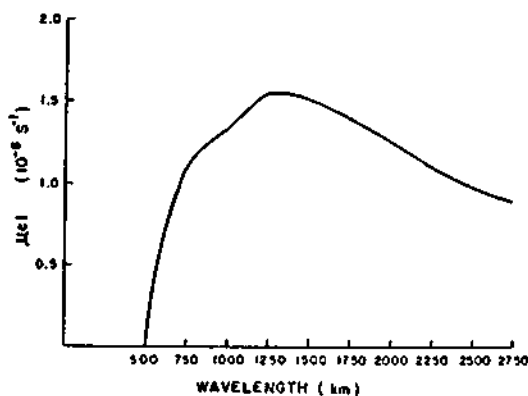


Fig. 2. Growth rate of the unstable disturbances for the 850 mb zonal wind profile of 1974.

heating by convective clouds may play some role. In an earlier study, it has been found by one of the authors (Marques, 1981) that the thermodynamic

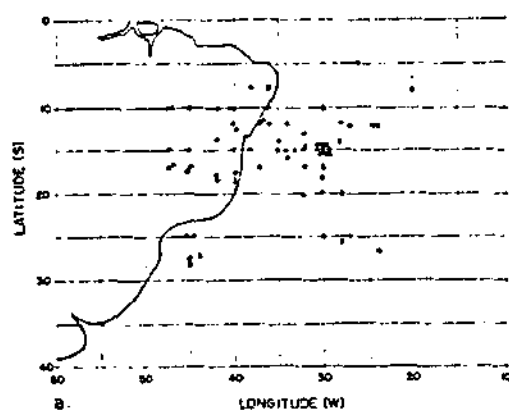
structure of the atmosphere over NE Brazil during the rainy season is similar to that found over other tropical regions, where heating by convective clouds is known to play an important role.

5. Acknowledgements

Thanks are due to Dr. N. J. Parada for his interest. We are grateful to Dr. A. D., Moura for many useful suggestions. We would like to thank Drs. V. E. Kousky, Pedro L. S. Dias and P. Satyamurty for going through the manuscript. Thanks are also due to editorial reviewers for very helpful comments on early versions of the manuscript. This work is partially supported by Convênio No. B/77/81/350/00/00 FINEP/CNPq-INPE.

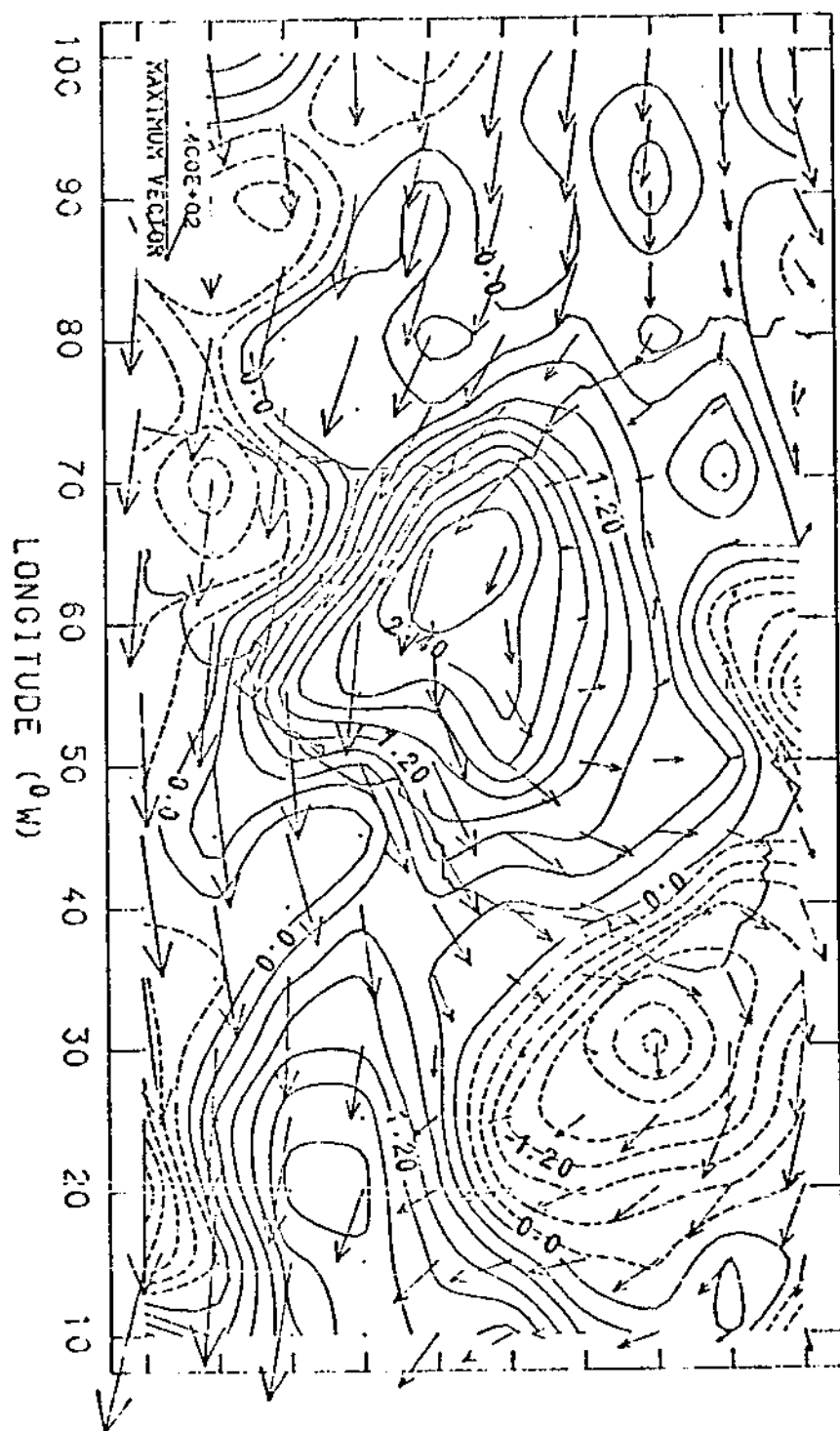
Table 1. Total number of 200 mb subtropical cyclones having well defined cloud patterns, and total number of vortex days (number in parentheses) during 1975-1979 in the South Atlantic and South Pacific. Months with only four (three) years of data are indicated by one (two) asterisk(s)

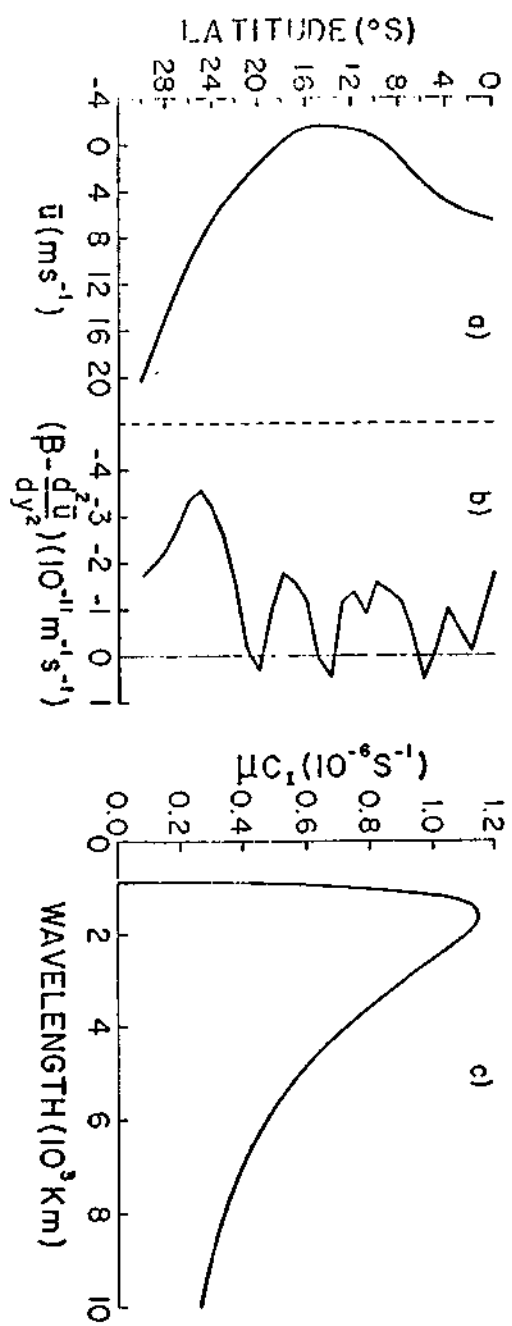
	Jan	Feb*	Mar**	Apr*	May*	Jun*	Jul*	Aug*	Sep**	Oct**	Nov**	Dec**	Total
10-50° W	6 (24)	4 (21)	2 (17)	0	0	0	0	0	0	0	0	3 (6)	15 (68)
50-90° W	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
90-130° W	4 (16)	0	1 (3)	1 (2)	0	0	0	0	0	0	0	2 (5)	8 (26)
130°-170° W	6 (20)	1 (4)	4 (8)	3 (7)	0	0	0	0	0	1 (2)	1 (2)	3 (6)	19 (49)
Total	16 (60)	5 (25)	7 (28)	4 (9)	0	0	0	0	0	1 (2)	1 (2)	8 (17)	42 (143)



LATITUDE ($^{\circ}$ S)

0.0
5.0
9.9
14.8
19.6
24.2
28.7
33.0
37.1
41.0





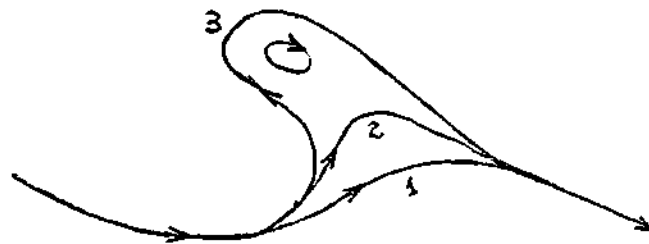


Fig 21

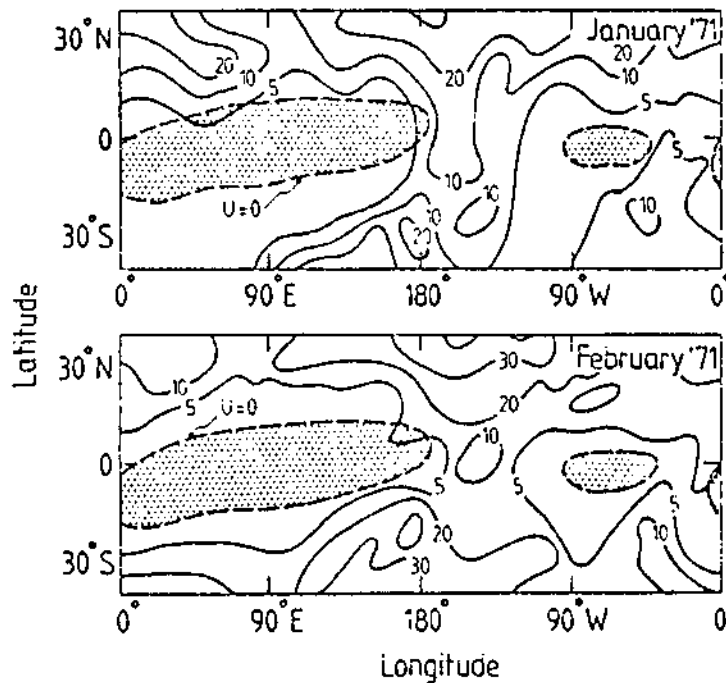


Fig. 22

Fig. 9.9. The January and February 1971 perturbation kinetic energy fields calculated on the basis of deviations from a monthly mean. The zero line of the mean DJF zonal component is superimposed. Kinetic energy distribution from Murakami and Ummayer (1977).

TABLE 1

Barotropic energy conversion term in units of $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$

DATE	$C(K_Z, K_E)$	DATE	$C(K_Z, K_E)$	DATE	$C(K_Z, K_E)$
DEC 1977		JAN 1978		FEB 1978	
1	-5.2	1	2.0	1	1.3
2	-4.4	2	5.5	2	2.6
3	-4.3	3	1.7	3	0.3
4	0.1	4	-1.8	4	-
5	2.1	5	-3.1	5	0.03
6	-0.1	6	0.4	6	-1.5
7	2.3	7	0.7	7	-2.8
8	-0.9	8	-0.4	8	-0.2
9	6.2	9	4.7	9	-3.6
10	4.1	10	-5.1	10	-4.3
11	-1.4	11	1.9	11	-1.8
12	5.8	12	0.9	12	-0.6
13	-2.5	13	-0.7	13	-0.6
14	3.3	14	-0.6	14	-0.2
15	8.3	15	-0.5	15	-2.2
16	2.1	16	-1.2	16	3.7
17	-2.3	17	-2.7	17	1.9
18	-2.7	18	-1.5	18	-8.9
19	-0.3	19	-0.3	19	-1.1
20	-2.5	20	1.0	20	-0.7
21	-1.6	21	1.3	21	-3.8
22	-2.7	22	0.3	22	4.4
23	-2.1	23	0.4	23	0.3
24	5.7	24	0.8	24	3.9
25	9.3	25	-0.3	25	0.7
26	13.8	26	-0.1	26	-3.6
27	5.1	27	-2.2	27	-2.7
28	1.9	28	-2.5	28	-1.8
29	-3.5	29	0.9	Mean	+0.2
30	-0.2	30	0.9		
31	1.7	31	0.4		

CIRCULAÇÃO GERAL NO HEMISFÉRIO SUL

por

Vladamudi Brahmananda Rao
Mary Toshie Kayano

Instituto de Pesquisas Espaciais-INPE
São José dos Campos, SP, CP 515 - 12200

CIRCULAÇÃO GERAL NO HEMISFÉRIO SUL: DISTÚRBIOS TRANSIENTES

Vadlamudi Brahmananda Rao

Neste capítulo vamos discutir as características observadas das ondas transientes. Isso não implica que outros fenômenos, tais como ondas estacionárias e circulação simétrica, não sejam importantes, mas para o tema do coloquio as ondas transientes são mais relevantes.

No Hemisfério Sul (HS), a maioria dos elementos da circulação geral contém componentes simétricos. Também, em geral, a variação sazonal é pequena. O jato do oeste no HS é diferente do jato no Hemisfério Norte (HN). O vento zonal tem uma componente barotrópica nas regiões de vento de oeste. É comum observar o jato duplo no HS.

Os distúrbios são essencialmente simétricos (com respeito ao eixo de rotação) durante o verão no HS. Devido a esses fatos Randel e Stanford (1985) estudaram ondas transientes durante o verão. Nós vamos primeiro discutir características de distúrbios transientes durante o verão. Randel e Stanford notaram que ondas de escala média (nº de onda 4-7) dominam durante verão no HS. Posteriormente, vamos discutir outros aspectos das ondas transientes, dando ênfase às características de inverno. A discussão segue o princípio que as ondas transientes são ondas baroclínicas.

Fonte de Dados: Dados de Geopotencial em vários níveis. Dados diários são analisados usando análise de Fourier. Ventos e temperatura são determinados por aproximação geostrofica e hidrostática.

Resultados:

Vamos discutir a energética das ondas. As equações de energia podem ser escritas como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{E} = C_{BR} | \bar{E}, E' | + C_{BL} | \bar{E}, E' | \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E' = C_{BR} - C_{BL} \quad (2)$$

onde:

$\bar{E}$ - energia total (cinética + potencial) do estado básico

$$= \int dy \int \frac{1}{2} \left| \bar{U}^2 + \left(\frac{\phi}{N} \right)^2 \right| \rho_s dz \quad (3)$$

E' - energia total (cinética + potencial) das ondas

$$= \int dy \int \frac{1}{2} \left| (\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2) + \left(\frac{\phi'}{N} \right)^2 \right| \rho_s dz \quad (4)$$

C_{BR} - conversão barotrônica

$$= \int dy \int \bar{u} \left| - \frac{1}{r \cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\cos^2 \theta \bar{u}' \bar{v}') \right| \rho_s dz \quad (5)$$

C_{BL} - conversão baroclínica

$$= \int dy \int \frac{R}{H} f \rho_s^{-1} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_s \frac{\overline{v' T'}}{N^2} \right) dz \quad (6)$$

Essas equações são semelhantes às equações de energética que nós tinhamos visto antes.

Notemos que:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{E} + E') = 0$$

os autores calcularamos termos de energia média em latitudes e integral na vertical. A Figura 1 mostra a energia total da onda. Essa figura mostra o máximo em ondas de escala média, ou seja, número de ondas em 4-5. A Tabela mostra vários termos de energia em 3 bandas, $k=1-3$, $k=4-7$ e $k=8-12$, respectivamente, ondas ultralongas, ondas mēdias e ondas curtas. Os números entre parentes são a razão entre energia potencial disponível e energia cinētica. Notemos que a energia cinética de onda ē maior em ondas médias.

A Figura 2 mostra a variação com tempo de energia das on das médias. Notemos, nessa figura, as variações com um período de 10~15 dias. Também podemos notar as variações opostas na média zonal e distúrbios. A Figura 3 mostra essas fases de vacilações.

A Figura 4 mostra as variações $\frac{\partial E'}{\partial t}$, $\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}$ (gráfico de cima); $\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}$ e os termos forçantes da onda C_{BT} e C_{BL} juntas (gráfico do meio) e $\frac{\partial E'}{\partial t}$ e mesmo forçante. As correlações altas mostram a importância dos fluxos de momentum e calor.

A Figura 5 mostra a variação com tempo da energia da onda juntamente com os termos C_{BT} e C_{BL} . Há um lag entre os três, C_{BL} sendo primeiro, depois $\frac{\partial E'}{\partial t}$ e finalmente C_{BT} sendo negativo. A Figura 6 mostra a correlação entre essas séries. O máximo de correlação ocorre com um dia de antecedência em C_{BL} . C_{BT} é negativo indicando que as ondas perdem energia para estado básico, com um lag de 1-3 dias depois de atingir o máximo em energia das ondas.

Essas correlações mostram o ciclo de vida dos distúrbios ba roclínicos. O crescimento baroclínico precede em média, o máximo de energia da onda e as ondas ficam no estágio maduro por algumas dias. Posteriormente, as ondas sofrem um decaimento barotrópico, perdendo energia para o estado básico.

A Figura 7 mostra as variações do gradiente de temperatura entre 30° e 60°S no nível de 850 mb durante o verão de 1979/80, junta

mente com a energia das ondas médias. Notemos a tendência para variação oposta, ou seja, os picos de energia são associados com os valores mínimos dos gredientes de temperatura. Esse efeito é devido ao transporte de calor sensível associado ao crescimento da energia da onda.

A Figura 8 mostra o balanço de energia para as ondas médias.

Randel e Stanford (1985) estudaram o ciclo de vida de um distúrbio baroclínico. O caso escolhido é de 8-19 de dezembro de 1979. A Figura 9 mostra as configurações da altura geopotencial no nível de 250 mb para 3 dias. Notemos a dominância de número de onda 6.

A Figura 10 mostra as variações da energia para os dias 8-19 de dezembro de 1979. O dia 8 corresponde ao dia 4 na figura. Notemos a dominância da onda 6, e o crescimento de energia da onda devido ao termo C_{BL} . A redução de energia é devida ao termo C_{BT} .

A Figura 11 mostra o ciclo energético das ondas no modelo de Simmons e Hoskins (1978). Neste modelo também a onda superimposta é a onda 6. Notemos no modelo que o crescimento é devido ao termo baroclínico e o decaimento é devido o termo barotrôfico.

A Figura 12 mostra a evolução da fase (na vertical) da onda 6 na latitude de $40^{\circ}S$. Notemos que a maior inclinação na vertical ocorre na baixa troposfera, inclinando para oeste com altura no

estágio inicial de desenvolvimento. O decaimento é associado com o estágio barotrópico, eventualmente inclinando para leste.

Outras características da circulação geral: Aspectos de circulação geral durante inverno

Durante vários anos, os estudos de circulação geral enfatizaram os aspectos da circulação média zonal. Mas neste tipo de estudos algumas características interessantes são eliminados. Estudos recentes (Blackmon, 1976, Lau 1978 e outros) mostram a importância do estudo da circulação geral no H.N. incluindo variação zonal. Esses estudos conduziram ao Conceito de "Stormtrack":

"STORMTRACKS"

"Stormtracks" são regiões de alta variância no campo de geopotencial na Banda de frequência de alguns dias (2,5-6 dias). No H. N. durante inverno a variância temporal no Geopotencial (500mb) é devido a várias bandas. A banda 2,5-6 dias é relevante para discussão de distúrbios transientes. A Figura 13 (Lau, 1978) mostra a configuração do escoamento durante inverno no H.N., nos níveis de 250 mb. Notemos na mesma figura a altura média de 250 mb e a posição de dois jatos de oeste. Notemos que os "stormtracks" do Pacífico e do Atlântico, respectivamente, encontram-se na direção da corrente e ligeiramente na direção polar dos jatos da Ásia e América do Norte. Blackmon notou que a energia cinética no nível de 500 mb e o transporte de calor no nível 850 mb dobram seus valores na direção dos "Stormtracks". Lau (1979)

mostrou que a distribuição do fluxo de temperatura e momentum ao longo do "Stormtrack" é consistente com a evolução de modos instáveis baroclínicos do tipo charney, que se originam do lado oeste do "storm track", atinge amplitude máxima e decai no lado leste devido ao termo barotrófico. No H.N. o ciclo de instabilidade é encontrado no "STORMTRACK".

Se adotarmos a mesma definição, no H.S. aparece um único "stormtrack". A Figura 14 (b) (Trenberth, 1981) mostra a variância. O "Stormtrack" é encontrado ao longo de 50°S, com um máximo de intensidade no oceano Índico. Entretanto, distúrbios ocorrem, também, no Pacífico Sul e Atlântico Sul. A Figura 15 mostra a localização de fenômenos relacionados com a frequência dos distúrbios no H.S. Na Figura 15 (b) a distribuição de ciclogênese ou desenvolvimento inicial (tipo W,A,B) deve ser relacionado com distúrbios baroclínicos, portanto, com os "stormTracks". Uma comparação entre figuras (a) e (b) mostra boa concordância ao longo de 50°S, principalmente no Sul do Oceano Índico.

Como os distúrbios transientes são dirigidos (Steered by) pelo escavamento de grande escala, é interessante comparar Figuras 16 e 15. Notemos a semelhança na estrutura dessas figuras. A teoria da instabilidade baroclínica permite alguma explicação para a localização dos "stormtracks". A presença do "stormtrack" no Oceano Índico depende da presença de forte gradiente de temperatura norte sul na baixa troposfera (onde se encontra a frente polar nesta região).

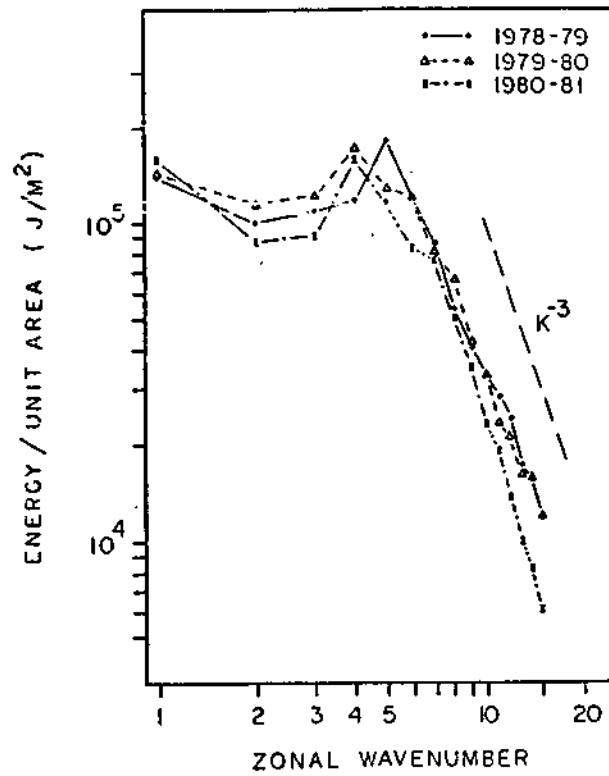


FIG. 6. Seasonally-averaged channel-integrated available potential plus kinetic energy as a function of zonal wavenumber for each season in this study. Details of the energetic calculations are found in Appendix B.

FIG. 1

TABLE 1

TABLE 1. Seasonal averages of kinetic energy (KE) and available potential energy (APE) for the zonal mean and indicated zonal wavenumber bands, with values in 10^5 J m^{-2} . Values in parentheses are the (dimensionless) ratio of APE to KE for each wave band.

Season	Zonal mean		$k = 1-3$		$k = 4-7$		$k = 8-12$	
	KE	APE	KE	APE	KE	APE	KE	APE
1978-79	9.7	16.0	2.0	1.4 (0.68)	3.4	1.4 (0.42)	1.4	0.3 (0.23)
1979-80	9.7	16.3	2.3	1.4 (0.60)	3.5	1.4 (0.38)	1.5	0.3 (0.22)
1980-81	9.2	16.5	2.1	1.3 (0.62)	2.9	1.3 (0.43)	1.1	0.3 (0.24)

Table 1

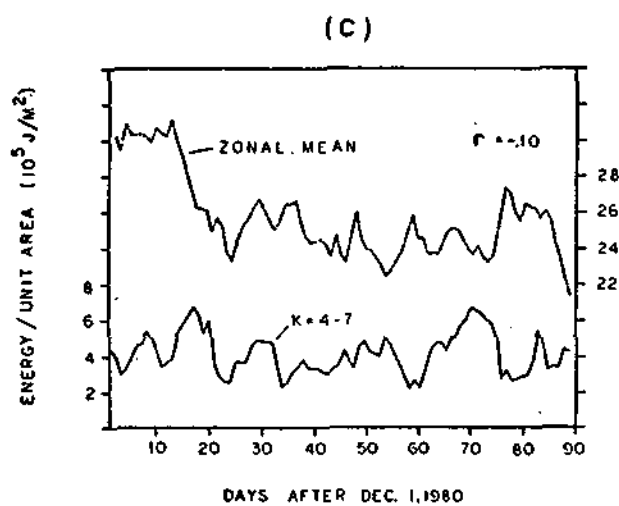
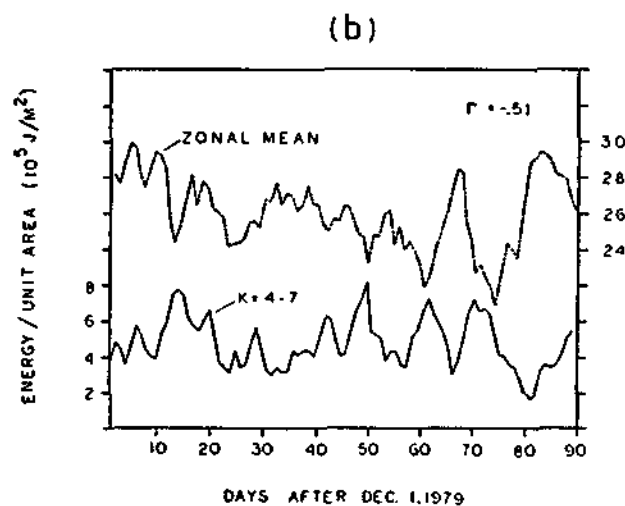
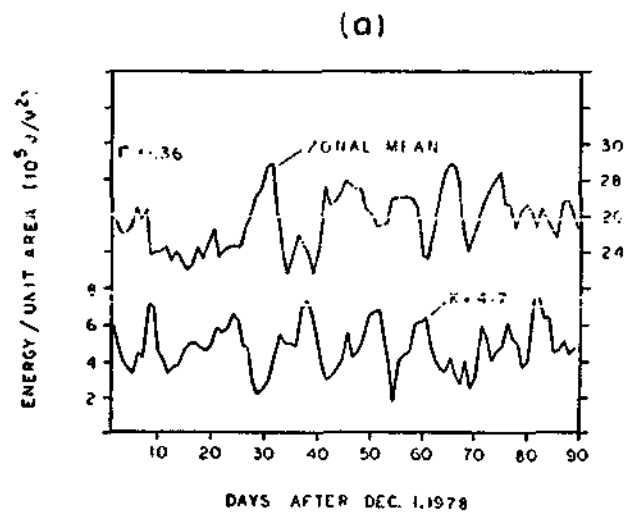


FIG. 7. Time variations in zonal mean and medium-scale wave ($k = 4-7$) energy for (a) 1978/79, (b) 1979/80, (c) 1980/81. Linear correlation coefficient (r) is shown in each figure. A value of $|r| \approx 0.4$ is needed for significance at the 95% confidence level.

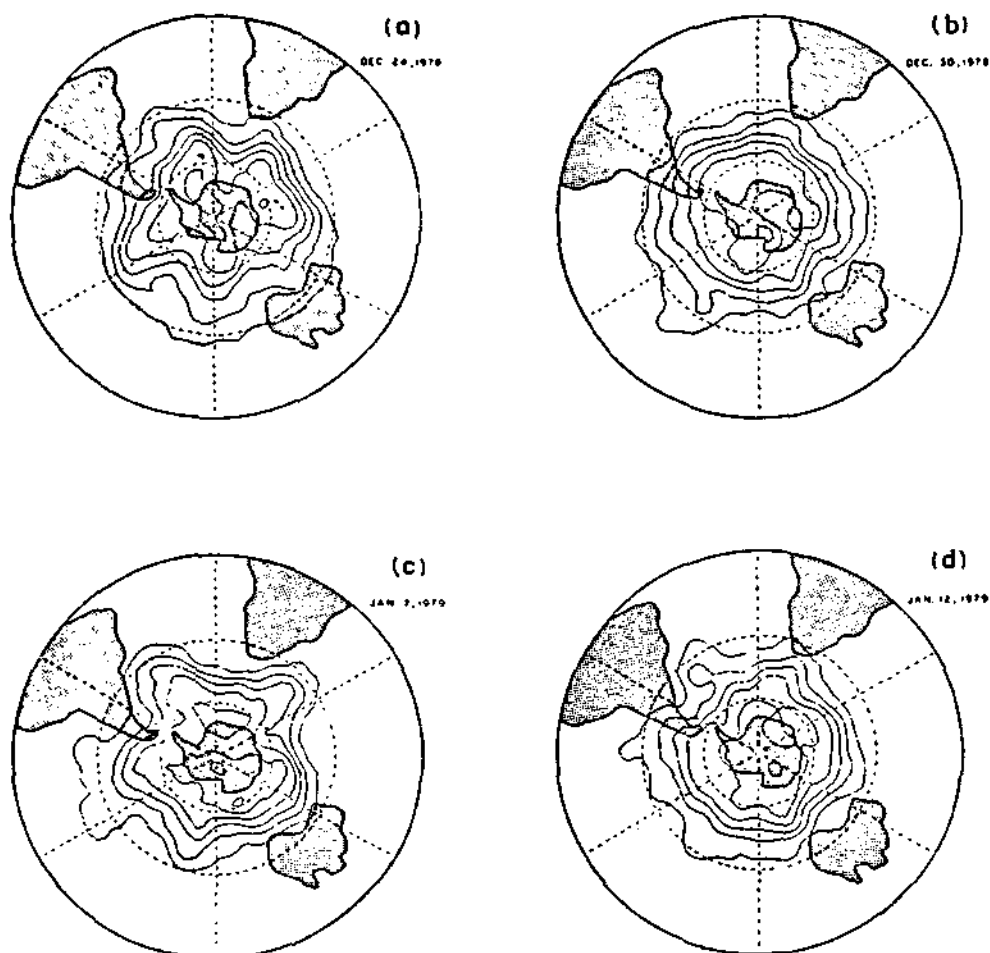


FIG. 8. Examples of wave-mean flow vacillations in the SH summer: SH polar stereographic projections of the 200 mb geopotential height contours for two days when the flow is dominated by medium-scale waves (*a* and *c*), and two days when the flow is zonally symmetric (*b* and *d*). Actual dates are indicated on the figures; note that the whole sequence (*a-d*) occurs in only 20 days. Contour interval of 200 gpm. Some low latitude contours have been omitted for clarity.

Fig 3

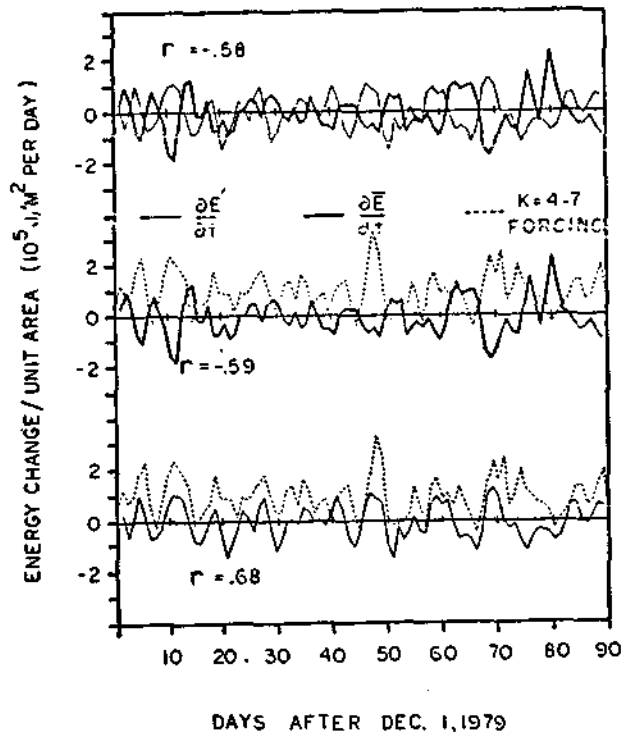


FIG. 9. Time rate of change in channel-integrated zonal mean energy ($\partial \bar{E} / \partial t$), medium-scale wave energy ($\partial E' / \partial t$), and zonal mean medium-scale interaction term ($k = 4-7$ forcing), given by Eq. (B4), plotted in their three possible combinations for 1979/80. Top: $\partial \bar{E} / \partial t$ and $\partial E' / \partial t$; middle: $\partial E' / \partial t$ and $k = 4-7$ forcing; bottom: $\partial \bar{E} / \partial t$ and $k = 4-7$ forcing. Linear correlation coefficient (r) is also shown for each part. A value of $|r| \geq 0.4$ is needed for significance at the 95% confidence level.

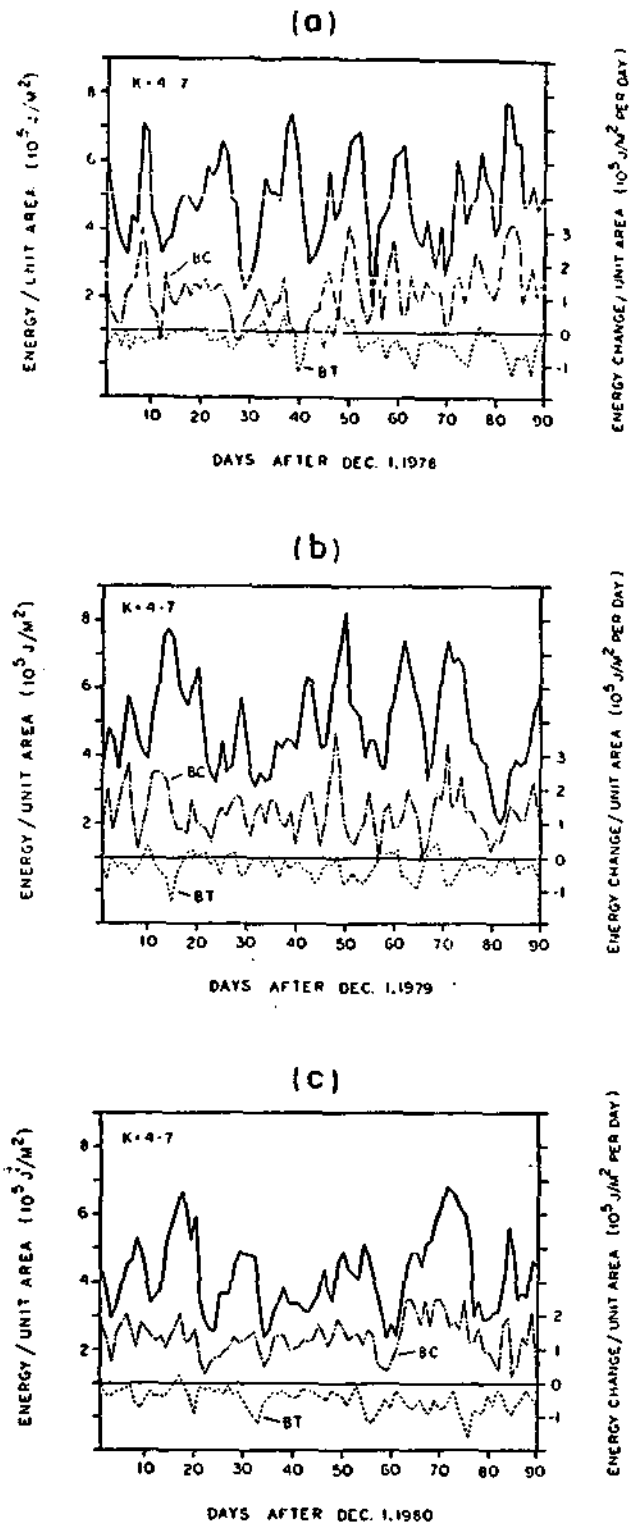


FIG. 10. Time variations in medium-scale wave energy (heavy solid line), along with baroclinic (BC) and barotropic (BT) medium-scale wave-mean flow interaction terms, computed from Eq. (B4), for (a) 1978/79, (b) 1979/80, (c) 1980/81.

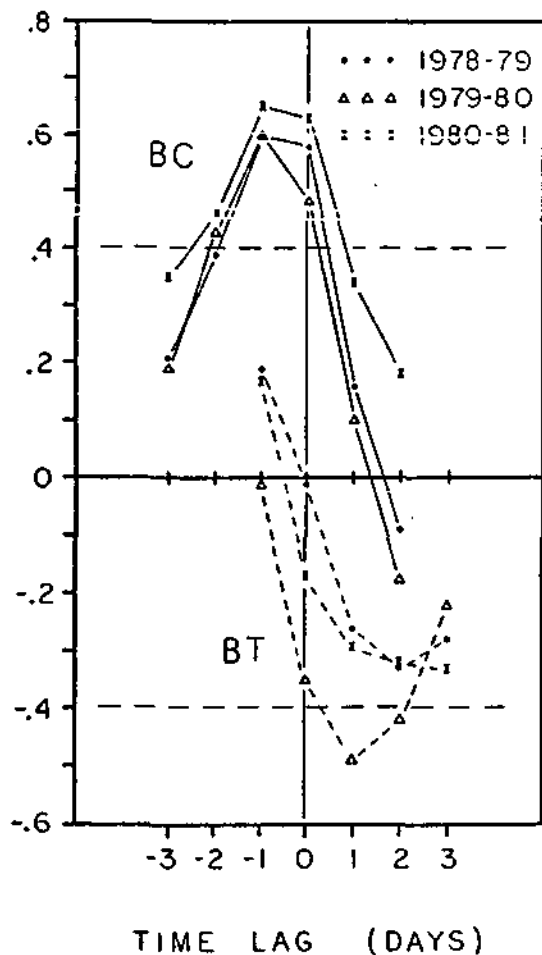


FIG. 11. Linear correlation coefficient at different time lags between medium-scale wave energy and baroclinic (BC, solid lines) or barotropic (BT, dashed lines) wave growth, based on the time series shown in Fig. 10. The 95% confidence levels (± 0.4) are indicated by the thin dashed lines.

Fig. 6

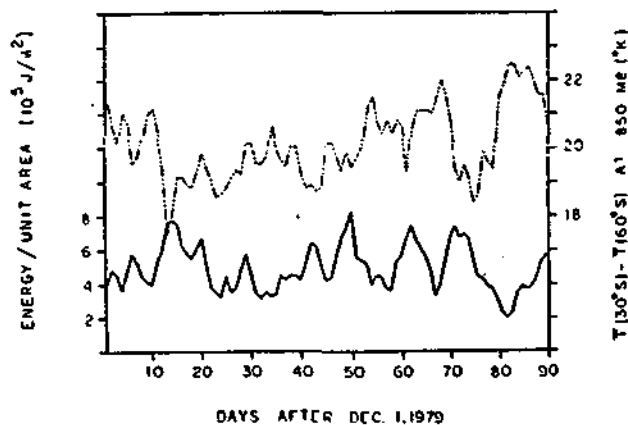


FIG. 14. Time variations in the 850 mb zonal mean temperature difference between 30 and 60°S (light dashed line) during 1979/80, along with medium-scale wave energy (heavy solid line) for reference.

Fig. 7

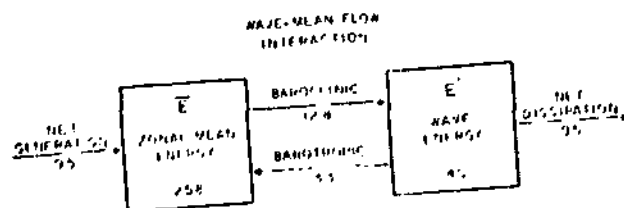


FIG. 15. Schematic energy diagram of the time average zonal-mean medium-scale wave energy balance, based on the seasonal mean values from Tables 1 and 2. Energy storage terms have units of 10^4 J m^{-2} , while units of conversion terms are in $10^4 \text{ J m}^{-2} \text{ d}^{-1}$.

Fig. 8

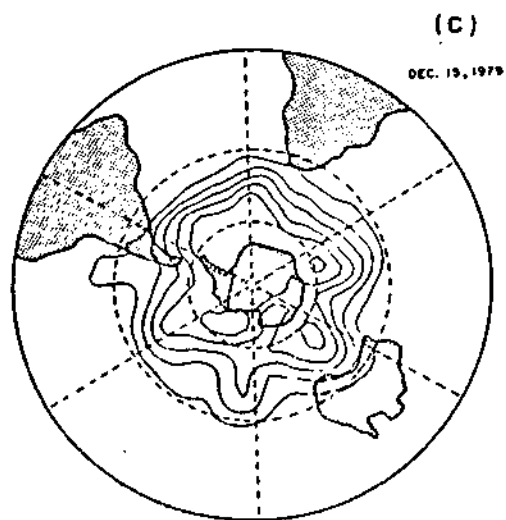
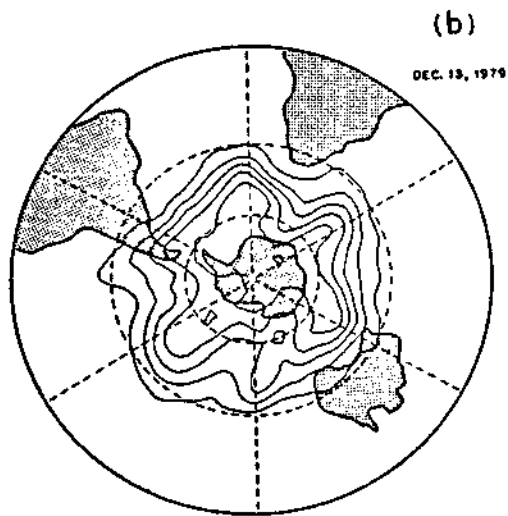
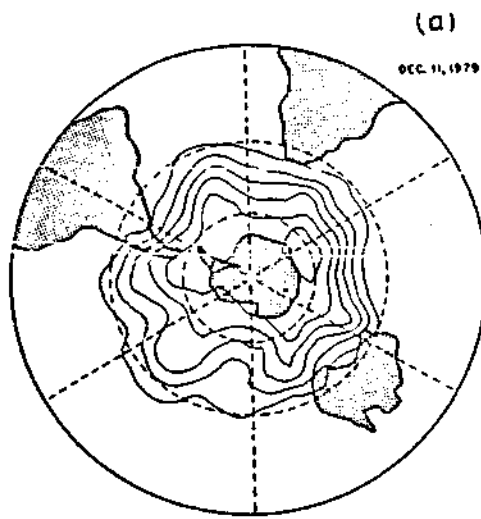


Fig. 9

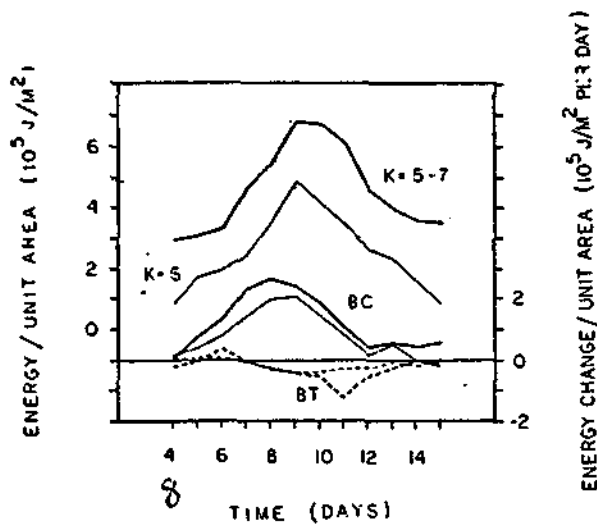


FIG. 4. Time variations in channel-integrated energetics during case study. Shown are the wave energy (solid lines), along with the baroclinic (BC) and barotropic (BT) growth terms, for both wave 6 alone (light lines) and waves 5-7 combined (heavy lines). Day 9 is 13 December 1979.

Fig. 10

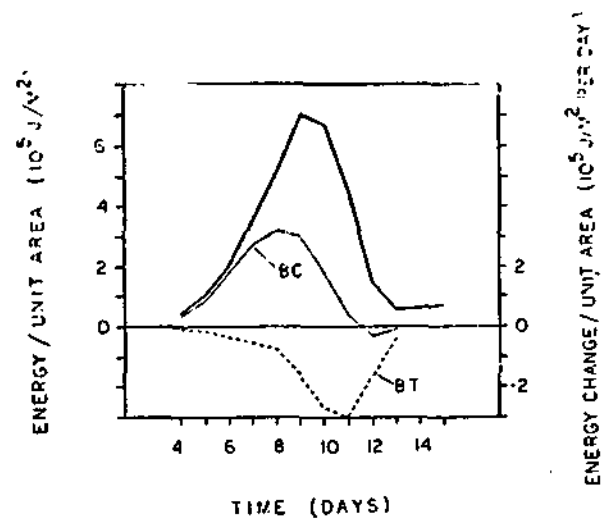


FIG. 6. Life cycle energetics of modeled baroclinic wave, adapted from Simmons and Hoskins (1978). Shown are the wave energy (heavy solid line), along with the baroclinic (BC) and barotropic (BT) growth terms.

Fig. 11

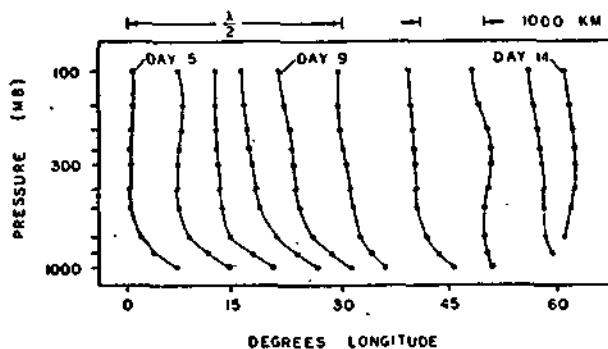


FIG. 13. Daily vertical phase structure for wave 6 at 40°S latitude throughout the case study. Longitudinal scale at bottom along with 1000 km scale for reference.

Fig. 12

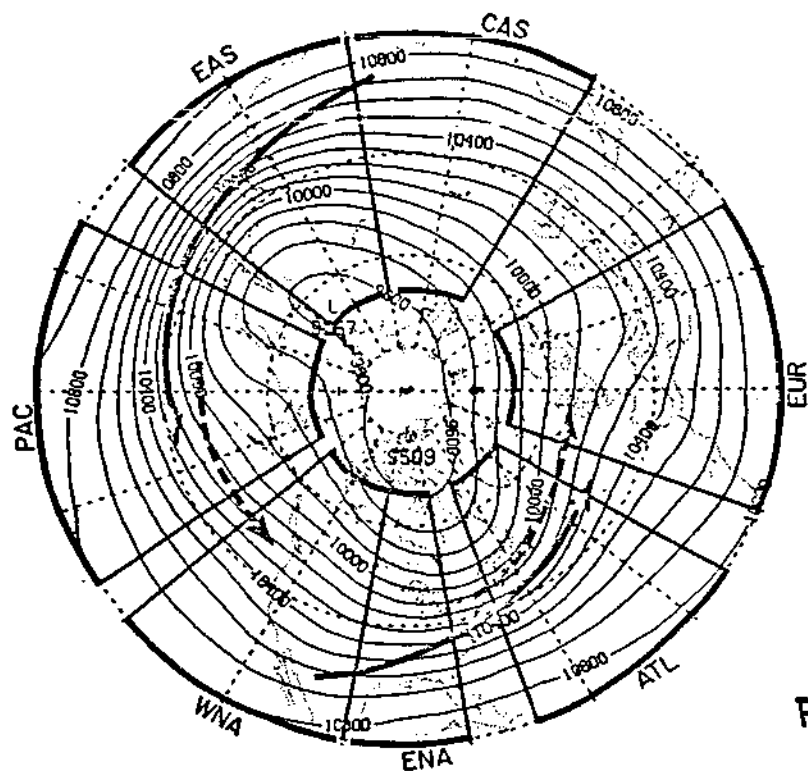


Fig. 13

FIG. 1. The distribution of time mean geopotential height at 250 mb, contour interval 100 m. Arrows with solid shafts denote locations of the jet streams. Arrows with dashed shafts correspond to regions with maximum geopotential height variability in the bandpass (2.5–6 days) period range. Also shown are longitudinal sectors for which partial zonal averages of circulation statistics are computed. Refer to the Introduction for further details.

Fig. 14

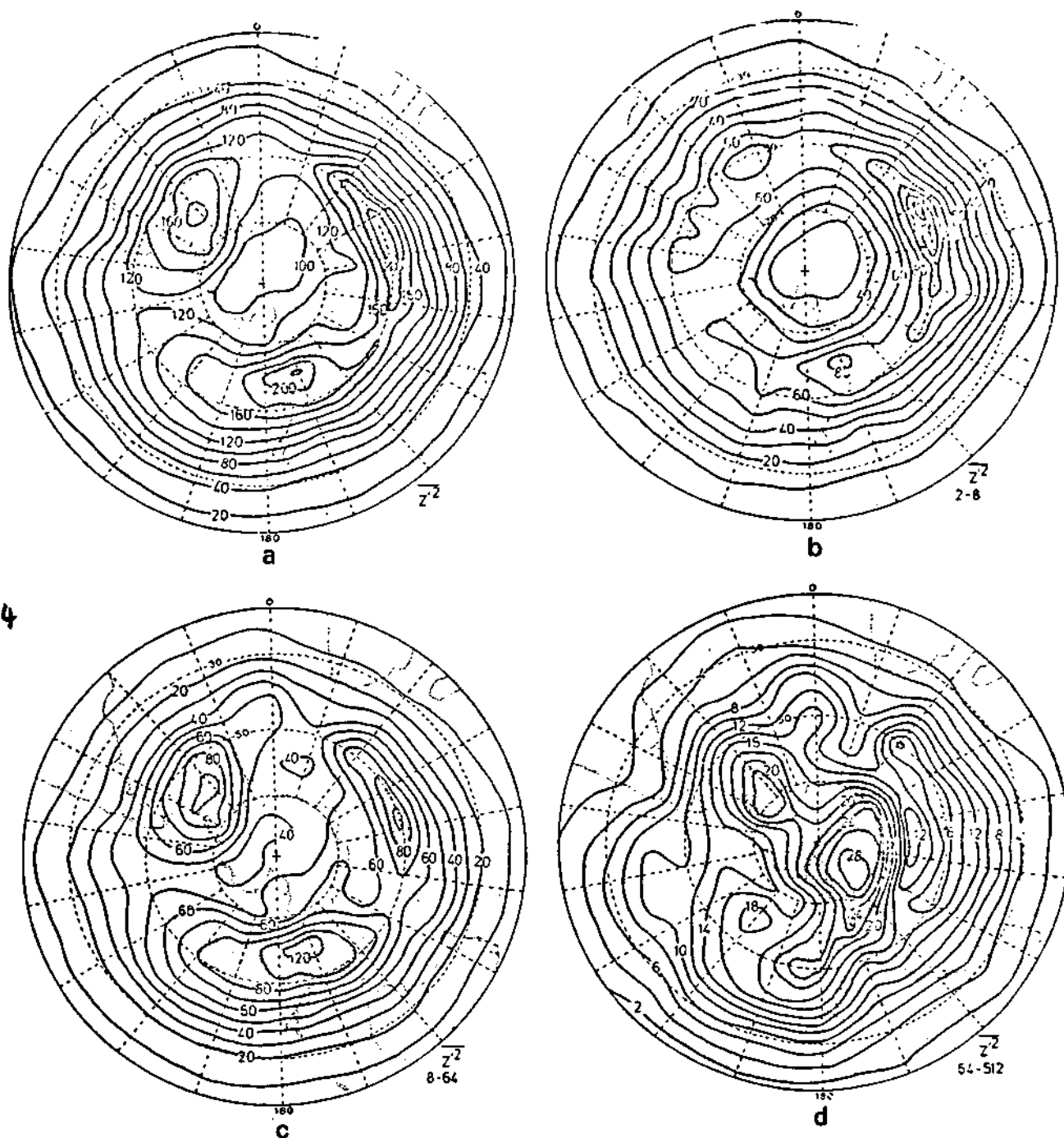


FIG. 17. The variance of geopotential height [(geopotential decameters)²] (a) total field; and for the bands centered at periods of (b) 2-8 days; (c) 8-64 days; (d) 64-512 days; and (e) 512-4096 days. Maximum values have been shaded and the contour intervals are respectively 20, 10, 10, 2 and 1 dam.

Fig. 15

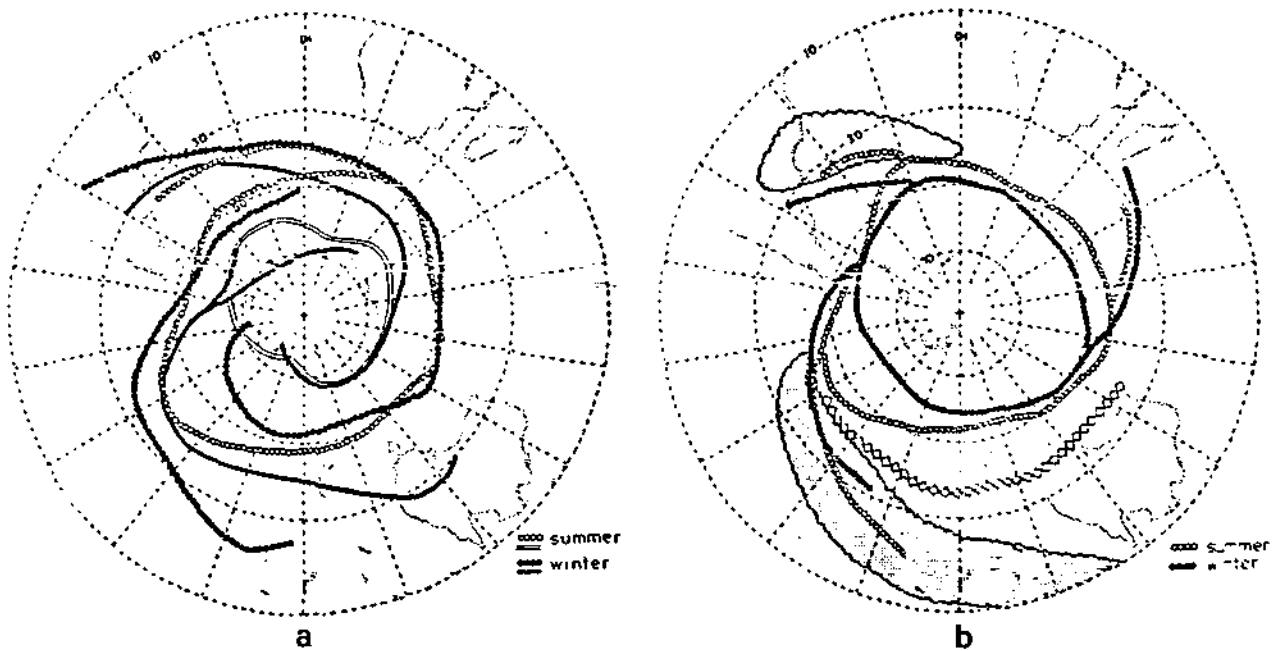


FIG. 20. The location of maximum occurrences of various phenomena related to the frequency of storms in the Southern Hemisphere. (a) The Frontal Frequency Maxima (FFM) from van Loon (1965); for winter (solid circles), and summer (open circles); and the maximum frequency of low centers from van Loon (1966), solid line (winter), open line (summer). (b) The semipermanent cloud bands in the Southern Hemisphere are shown by the shaded area and the scalloped outline depicts the annual mean values with a >30% frequency of 5-day average mosaics having axes of major cloud bands within a 5° latitude $\times$ 10° longitude square, from Streten (1973). Also shown are the axes of the maximum occurrence of the "early development (W, A, B) type" vortices for summer (open circles) from Streten and Troup (1973) and winter (solid circles) from Carleton (1979), and the axis of the "frontless cutoff F/G type" vortices in winter (open diamonds) from Carleton (1979).

Fig. 16

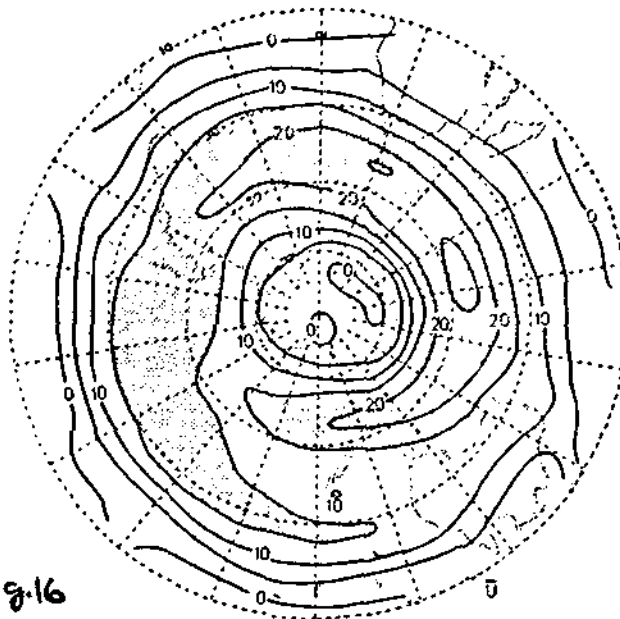


FIG. 8. Annual mean westerly wind component at 500 mb (m s^{-1}). Values $>15 \text{ m s}^{-1}$ are shaded.

BLOQUEIOS ATMOSFÉRICOS

Mary Toshie Kayano

V.B. Rao

Introdução

O fenômeno bloqueio atmosférico foi primeiramente observado em 1904 por Garriott (Lejenäs and Okland, 1983; Mullen, 1986). Somente em fins da década de 40, quando aumentou o número de observações de ar superior, o fenômeno, bem como seus efeitos no tempo e no clima, puderam ser melhor investigados (Berggren et.al., 1949; Elliott and Smith, 1949; Rex, 1950). Apesar do fenômeno ter sido estudado desde esta época, não existe ainda uma teoria aceitável que explique a sua formação, manutenção e dissipação (Lejenäs and Okland, 1983; Mullen, 1986).

No que concerne a definição de bloqueio, esta ainda não está clara (Blackmon et.al., 1986) e não deve ser considerada única. A revisão dos trabalhos mostrou que as características dos bloqueios, especialmente intensidade, duração, frequência de ocorrência e localização latitudinal, apresentam variações dependendo do hemisfério e da localização longitudinal no fenômeno. Isto portanto, conduz a uma não unicidade da definição do fenômeno. Assim as descrições das características do bloqueio para cada hemisfério serão tratadas separadamente.

De uma maneira grosseira, o bloqueio atmosférico caracteriza-se pela interrupção da corrente zonal de latitudes médias, bem definida, por um padrão complicado de escoamentos meridionais. E esta nova situação perdura por muitos dias (em alguns casos, mais que um mês).

Um exemplo esquemático de bloqueio (Berggren et.al., 1949) é dado na Figura 1.

Sob um outro ponto de vista, bloqueios poderiam ser considerados fenômenos de escalas espacial e temporal intermediárias entre os ciclones e anticlones transientes e as ondas planetárias quase estacionárias. A respeito deste assunto, Elliott e Smith (1949) fornecem uma explicação filosófica para a formação de bloqueios: turbilhões de grande escala na forma de bloqueios tornam-se necessários quando os ciclones e anticlones transientes não são eficientes em efetuar a troca de calor pólo/equador, especialmente nos altos níveis. Contudo, eles ressaltam que bloqueios não devem ser tratados como turbilhões, dado que estes são sistemas dinâmicos quase estáveis, de longa duração e de grande escala.

Evidentemente, bloqueios produzem alterações marcantes na evolução do escoamento atmosférico. Mais ainda, devido o seu caráter persistente eles podem causar condições duradouras de tempo sobre as suas áreas de atuação. Assim, o melhor entendimento deste fenômeno tem um grande interesse do ponto de vista científico e também do ponto de vista prático como um conhecimento adicional para melhorar a previsão de tempo principalmente a de médio prazo.

Definição de bloqueios

Muitos dos trabalhos sobre bloqueios são para o hemisfério norte (Elliott and Smith, 1949; Berggren et. al., 1949; Rex, 1950; Dole, 1983; Lejenäs and Okland, 1983; Shukla and Mo, 1983 e outros), nos quais são encontradas diferentes definições.

Elliott e Smith (1949) definiram bloqueio como "um estado da circulação no qual o escoamento zonal normal é interrompido por um forte e persistente escoamento do tipo meridional em um ou mais setores. Sinoticamente, a condição é caracterizada pelo desenvolvimento de altas de pressão persistente em latitudes altas de tal maneira a obstruir o deslocamento dos ciclones e anticiclones migratórios de leste"(Veja Figura 2). Conforme Elliott e Smith (1949) um bloqueio é identificado quando uma banda de 15° de longitude cobrindo uma área de 55°N a 60°N apresenta um desvio de 20 mb ou mais, durante no mínimo 3 dias consecutivos.

Segundo Lejenäs e Okland (1983), a definição mais bem conhecida de bloqueio é o critério de Rex (1950). De acordo com este critério o escoamento nos altos níveis, que caracteriza um bloqueio deve satisfazer (Rex, 1950):

- a) A corrente de oeste deve bifurcar, formando dois ramos;
- b) cada ramo deve transportar uma quantidade considerável de massa;
- c) o sistema de jato duplo deve se estender pelo menos por 45° de longitude;

- d) uma rápida transição do escoamento de oeste do tipo zonal a mon tante para um do tipo meridional a jusante, precisa ser observada na bifurcação do escoamento;
- e) esta configuração deve persistir, com reconhecida continuidade por pelo menos dez dias.

O início do bloqueio é estabelecido pelo cumprimento da condição (a) e sua dissipação quando uma das condições (a), (b), (c) ou (d), não foi satisfeita.

Este critério é considerado o melhor, porém, ele não cap ta os bloqueios de curta duração. Assim, critérios mais flexíveis, es pecialmente no que concerne à duração do evento, têm sido aplicados (Egger, 1978; Lejenäs and Okland, 1983).

Para o hemisfério sul, van Loon (1956) sugeriu uma defini ção com as seguintes características:

- a) o deslocamento de um sistema de bloqueio, dado pelo movimento do centro de alta, precisa ser menor que 25° de longitude, na latitude de 45°S , durante o período total do bloqueio;
- b) o centro da alta de bloqueio precisa estar no mínimo 10° ao sul da posição normal do cinturão de pressão de altas subtropicais;
- c) o bloqueio precisa durar no mínimo 6 dias.

Bloqueios no Hemisfério Norte

No hemisfério norte as duas regiões preferenciais de formação de bloqueios são o nordeste no Atlântico (centrada em 10°W) e o Pacífico (centrada em 150°W) (Elliott and Smith 1949; Rex, 1950; Charney et.al., 1981; Lejenäs and Okland, 1983), com a alta de bloqueio localizada em 55°N - 60°N . Mais recentemente verificou-se uma terceira região de formação de bloqueios na União Soviética a oeste das montanhas do Ural (Shukla and Mo, 1983; Dole, 1983). A Figura 3 mostra as três regiões preferenciais para as quatro estações do ano e a Figura 4 mostra a variação longitudinal da frequência de bloqueio em 500 mb para cada mês.

Os bloqueios podem perdurar por um período tão longo quanto 1 mês (Elliott and Smith, 1949). A climatologia de Rex (1950) mostrou que os bloqueios do Atlântico e do Pacífico uma vez formados persistem, em média, por um período de 12 a 16 dias, em posições razoavelmente fixas. Rex (1950) notou que os bloqueios são mais frequentes no Atlântico do que no Pacífico. Lejenäs e Okland (1983), também verificaram que os bloqueios de maior duração são mais frequentes no Atlântico do que no Pacífico, como pode ser vista pela Figura 5. (A Figura 5a. mostra o número de dias com bloqueio em 500 mb como uma porcentagem do número total de dias, para o Atlântico e Pacífico).

Elliott e Smith (1949) notaram para a região do Atlântico dois tipos de bloqueios caracterizados por:

Tipo A) alta de bloqueio ao norte e a baixa de bloqueio ao sul;

Tipo B) extensão para norte da alta subtropical, sem a ruptura na conexão desta com a alta de bloqueio, e a baixa de bloqueio localizada a leste da alta de bloqueio. Neste tipo a alta de bloqueio localiza-se ligeiramente ao sul do que a alta do tipo (A).

Eles verificaram dentre estes bloqueios que os mais fortes e mais persistentes correspondem ao tipo (A) e, portanto, causam maiores mudanças na circulação atmosférica.

Embora os bloqueios no hemisfério norte ocorram geralmente durante o inverno, quando o gradiente meridional de temperatura é forte, Lejenäs e Okland (1983) notaram frequência máxima de bloqueios durante o período de fevereiro a abril no Atlântico e em janeiro no Pacífico.

Uma outra característica dos bloqueios do hemisfério norte é a lenta retrogressão (deslocamento para oeste) da alta de bloqueio e na sua retaguarda a concomitante formação de uma baixa de bloqueio em latitudes mais baixas (Elliott and Smith, 1949).

Mais recentemente, Lejenäs e Okland (1983) observaram que os episódios de longa duração movem-se para oeste, enquanto os de curta duração movem-se para leste. Charney et.al. (1983) verificaram que

a propagação para oeste é mais dominante entre 60°N e 70°N do que em 50°N onde pode ocorrer propagação para leste.

Estes resultados (Lejenäs and Okland, 1983; Charney et.al., 1983) e os de Elliott e Smith (1949) que mostra, ao menos para o Atlântico, que as altas de bloqueio em latitudes mais ao norte correspondem a episódios mais fortes e persistentes, são consistentes entre si.

As mudanças no tempo causadas pelos bloqueios foram bem detalhadas por Rex (1950), especialmente para a região da Europa. Ele verificou ao norte da alta de bloqueio, precipitações acima da normal, associadas a frentes frias. Berggren et.al. (1949) notou ar frio ao sul do anticiclone, mas pouca precipitação pois o ar é relativamente seco.

Quanto à característica térmica da atmosfera na região de bloqueio verifica-se em geral, que as altas de bloqueio são anticiclones de centros quentes e as baixas de bloqueio são ciclones de centros frios (Berggren et.al., 1949). Elliott e Smith (1949) notaram na região da alta de bloqueio pressão e temperatura consideravelmente maiores do que a normal na troposfera, enquanto na estratosfera pressão acima da normal e temperatura abaixo da normal. Eles atribuíram aos movimentos subsidentes o aquecimento verificado na troposfera.

Portanto, a subsidência poderia ser um mecanismo para manter a perturbação térmica no bloqueio.

Contudo, os resultados de Mullen (1986) apontam para a importância dos processos dinâmicos na manutenção dos bloqueios. Ele procedeu a uma análise dos dados fornecidos por simulação com um modelo de circulação geral.

Para o balanço de vorticidade ele utilizou a equação:

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = \bar{V} \cdot \nabla_p (\bar{\zeta} + f) - (\bar{\zeta} + f) \nabla_p \cdot \bar{V} - \nabla_p \cdot \overline{V' \zeta'} + \bar{F} + R_\zeta$$

onde $\zeta = \hat{k} \cdot \nabla_p \times V$

Os termos desta equação são respectivamente: tendência, advecção, divergência, convergência devido aos turbilhões transientes, dissipação por fricção e resíduo.

Para o balanço de calor ele utilizou a equação:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = - \bar{V} \cdot \nabla_p \bar{T} - \bar{\omega} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial p} - \kappa \frac{\bar{T}}{p} \right) - \nabla_p \cdot \overline{V' T'} + \bar{Q} + R_T$$

Os termos desta equação são respectivamente: tendência, advecção, aquecimento adiabático, convergência devido aos turbilhões transientes, aquecimento diabático e resíduo.

Nestas duas equações a barra representa uma média temporal para um caso particular de bloqueio e o primo representa o desvio em relação a esta média temporal. T é a temperatura; V é o vetor velocidade horizontal; w é a velocidade vertical em coordenadas de pressão; ∇_p é o operador gradiente horizontal a pressão constante; ζ é a vorticidade relativa; f é a vorticidade planetária; F é a dissipação por atrito, κ é a razão entre a constante dos gases (R) e o calor específico a pressão constante (C_p); Q é o aquecimento diabático; R_ζ e R_T representam resíduo.

Pelo cálculo de cada termo da primeira equação, Mullen (1986) mostrou que o termo de divergência, média temporal, é de primeira ordem na troposfera. Acima da superfície a advecção horizontal de vorticidade absoluta feita pelo vento médio contrabalança principalmente o termo de divergência, com o saldo resultante sendo responsável para o bloqueio propagar-se para leste. O transporte de vorticidade devido aos turbilhões transientes atua para o bloqueio propagar-se para oeste, superando a tendência de propagação para leste devida ao escoamento médio; a magnitude do termo de vorticidade devido aos turbilhões transientes é aproximadamente 1/3 a 1/2 da magnitude dos termos de divergência e advecção, separadamente. O termo de fricção é desprezível em toda a troposfera, exceto na superfície onde contrabalança o termo de divergência.

Pela equação do balanço de calor, Mullen (1986) verificou que o termo de advecção horizontal de temperatura, média temporal, feita pelo vento médio, na troposfera é o termo de primeira ordem e é responsável principalmente para manter as perturbações térmicas

caso do bloqueio; este termo é contrabalançado pelo aquecimento adiabático na troposfera livre e pelo aquecimento diabático perto da superfície. O transporte devido aos turbilhões transientes atua para dissipar a perturbação térmica do bloqueio, em todos os níveis, enquanto, o aquecimento diabático não apresenta uma relação sistemática com o campo de temperatura em nenhum nível.

Mullen (1986) fez uma análise quase-geostrófica do campo do movimento ageostrófico e mostrou evidências apontando para a maior importância dos processos dinâmicos que afetam o balanço de vorticidade para manter o bloqueio, do que os processos que afetam o balanço de calor.

Um outro trabalho que utiliza um modelo de circulação geral para estudar bloqueios é o de Blackmon e Mullen (1986). Eles encontraram boa concordância entre os resultados do modelo e as características da atmosfera real observadas durante situações de bloqueio, para as regiões do Atlântico e do Pacífico. Porém, o modelo não simulou o bloqueio no norte da União Soviética.

Uma conceituação ligeiramente diferente no estudo de bloqueios foi introduzida por Charney et.al. (1981), na qual considera-se anomalias de geopotencial persistentes (positivas ou negativas), em vez de considerar apenas as anomalias positivas (alta de bloqueio). Eles encontraram as mesmas regiões preferenciais, mencionadas acima, de ocorrência de anomalias persistentes. Mais ainda, eles encontraram

que para anomalias de grandes magnitudes, as positivas são mais frequentes do que as negativas e o inverso para as anomalias de pequenas magnitudes.

Resultados semelhantes foram encontrados por Shukla e Mo (1983) e Dole (1983) considerando esta conceituação diferente. Dole (1983) sugere que os padrões persistentes assemelham-se a soluções obtidas de modelos lineares simples que forçam ondas estacionárias na esfera (Hoskins and Karoly, 1981).

É interessante notar que foi através deste conceito que a terceira região de bloqueio do norte da União Soviética (Shukla and Mo, 1983; Dole, 1983) foi detectada.

Neste trabalho não se deteterá em considerações teóricas sobre a geração, manutenção e dissipação de bloqueios. O leitor poderá encontrar um excelente resumo das principais teorias sobre bloqueios em Mullen (1986).

Bloqueios no Hemisfério Sul

Os bloqueios no hemisfério sul apresentam várias diferenças em relação aos do hemisfério norte, especialmente com respeito à localização latitudinal, extensão longitudinal e número de dias com bloqueio.

Os resultados de trabalhos recentes (Casarin, 1983; Lejenäs, 1984); Trenberth, 1986) mostram que existe uma região preferencial de bloqueio na região da Austrália - Nova Zelândia (Veja Figura 6) e duas outras, cujas frequências de ocorrências do fenômeno são menores: uma no Atlântico, a leste da América do Sul e outra no oceano Índico a sudeste da África.

Os bloqueios no hemisfério sul localizam-se nas baixas latitudes médias, com as altas de bloqueio centradas entre 42°S e 48° S (Taljaard, 1972; Wright, 1974). Esta posição latitudinal das altas de bloqueio é mais para o pólo na região da Austrália-Nova Zelândia e mais para o equador nas outras duas regiões.

Tendo em vista que Lejenäs e Okland (1983) e Lejenäs (1984) adotaram a mesma metodologia, para estudar bloqueios, os primeiros para o hemisfério norte e o último para o hemisfério sul, os resultados de Lejenäs (1984) são discutidos em mais detalhes nesta seção.

A metodologia adotada por eles é baseada no índice zonal, calculado por:

$$I(\lambda) = Z_{40^{\circ}N}(\lambda) - Z_{60^{\circ}N}(\lambda),$$

para o hemisfério norte e

$$I(\lambda) = Z_{35^{\circ}S}(\lambda) - Z_{50^{\circ}S}(\lambda),$$

para o hemisfério sul, onde:

I é o índice zonal

λ é uma longitude

Z é a altura geopotencial

Nota-se que a faixa latitudinal considerada para o cálculo do índice zonal é diferente para os dois hemisférios (40°N a 60°N para o hemisfério norte e 35°S a 50°S para o hemisfério sul). Isto leva em consideração a posição latitudinal dos bloqueios nas baixas latitudes médias no hemisfério sul e nas altas latitudes médias no hemisfério norte.

Com base no índice zonal, calculado pelas fórmulas acima, para se ter difluência no escoamento de oeste, $I(\lambda)$ deve ser negativo. Porém, como os bloqueios têm uma certa extensão longitudinal foi considerada a média do índice zonal em três longitudes consecutivas. Assim, para ocorrer bloqueios as condições abaixo devem ser satisfeitas:

$$I(\lambda) < 0 \text{ e}$$

$$\left| I(\lambda-10^\circ) + I(\lambda) + I(\lambda+10^\circ) \right| / 3 < 0$$

Através desta metodologia, Lejenäs (1984) notou que a extensão longitudinal dos bloqueios no hemisfério sul é menor do que a do hemisfério norte (Compare as Figuras 6 e 2).

Ele verificou que a região preferencial de bloqueio é a da Austrália-Nova Zelândia (Figura 7), cuja frequência máxima ocorre durante o período de agosto a setembro. Para a região do Atlântico, ele notou que a frequência de bloqueios é menor, com os máximos em março em 50°W (consistente com Casarin, 1983, que encontrou a máxima frequência de bloqueio no outono, para a América do Sul) e em outubro em 20°W. Para a região do oceano Índico ele mostrou frequência máxima da mesma ordem que a do Atlântico, porém com poucas variações sazonais (Veja Figuras 8 e 9).

Lejenäs (1984) notou que a maioria dos bloqueios do hemisfério sul têm deslocamento para leste e apenas os de mais longa duração movem-se para oeste. Ele verificou que os de longa duração são encontrados exclusivamente na região da Austrália-Nova Zelândia (veja Figura 9) e que os das regiões do Atlântico e Oceano Índico geralmente movem-se para leste.

Para a região do Atlântico, Casarin (1983) ilustrou um caso de bloqueio ocorrido entre os dias 20 e 28 de abril de 1979, com a alta de bloqueio centrada aproximadamente em 37°S.

Este sistema semiestacionário moveu-se lentamente para leste e afetou o tempo do sul e sudeste do continente ocasionando tempo bom e um aumento de temperatura.

Referências

- BERGGREN, R.; BOLIN, B.; ROSSBY, C.G. An aerological study of zonal motion, its perturbation and break-down. *Tellus*, 1(2):14-37, May 1949.
- BLACKMON, M.L.; MULLEN, S.L.; BATES, G.T. The climatology of blocking events in a perpetual January simulation of a spectral general circulation model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(13):1379-1405, July 1986.
- CASARIN, D.P. Um estudo observacional sobre os sistemas de bloqueio no Hemisfério Sul. São José dos Campos, INPE, fev. 1983. (INPE-2638-TDL/114).
- CHARNEY, J.G.; SHUKLA, J.; MO, K.C. Comparison of a barotropic blocking theory with observation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(4):762-779, April 1981.
- DOLE, R.M. Persistent anomalies of the extratropical northern hemisphere wintertime circulation. In: *Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere*. Edited by B.J.Hoskins and R.P. Pearce Academic Press Inc., London, 1983, 95-108.
- EGGER, J. Dynamics of blocking highs. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(8):1788-1801, Aug. 1978.
- ELLIOTT, R.D.; SMITH B. A study of the effects of large blocking highs on the general circulation in the northern hemisphere westerlies. *Journal of Meteorology*, 6(2):67-85, April 1949.
- HOSKINS, B.; KAROLY, D. The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(6):1179-1196, June 1981.

- LEJENÄS, H.; OKLAND, H. Characteristics of northern hemisphere blocking as determined from a long time series of observational data. *Tellus*, 35A:350-362, 1983.
- LEJENÄS, H. Characteristics of southern hemisphere blocking as determined from a time series of observational data. *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society*, 110:967-979, 1984.
- MULLEN, S.L. The local balances of vorticity and heat for blocking anticyclones in a spectral general circulation model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(13):1406-1441, July. 1986.
- REX, D.F. Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate. II. The climatology of blocking action. *Tellus*, 2(4):275-301, Nov. 1950.
- SHUKLA, J.; Mo, K.C. Seasonal and geographical variation of blocking. *Monthly Weather Review*, 111:388-402, Feb. 1983.
- TALJAARD, J.J. Synoptic meteorology of the southern hemisphere. In: *Meteorology of the southern hemisphere*. Edited by C.N. Newton Meteor. Monogr., 13, 139-211.
- TRENBERTH, K.E. The signature of a blocking episode on the general circulation in the southern hemisphere. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 43(19):2061-2069, Oct. 1986.
- van LOON, H. Blocking action in the southern hemisphere, Part I: *Notos*, 5:171-177, 1956.
- WRIGHT, A.D.F. Blocking action in the Australian region. Tech. Rep. n° 10, *Bur. Met.*, Australia, 1974.

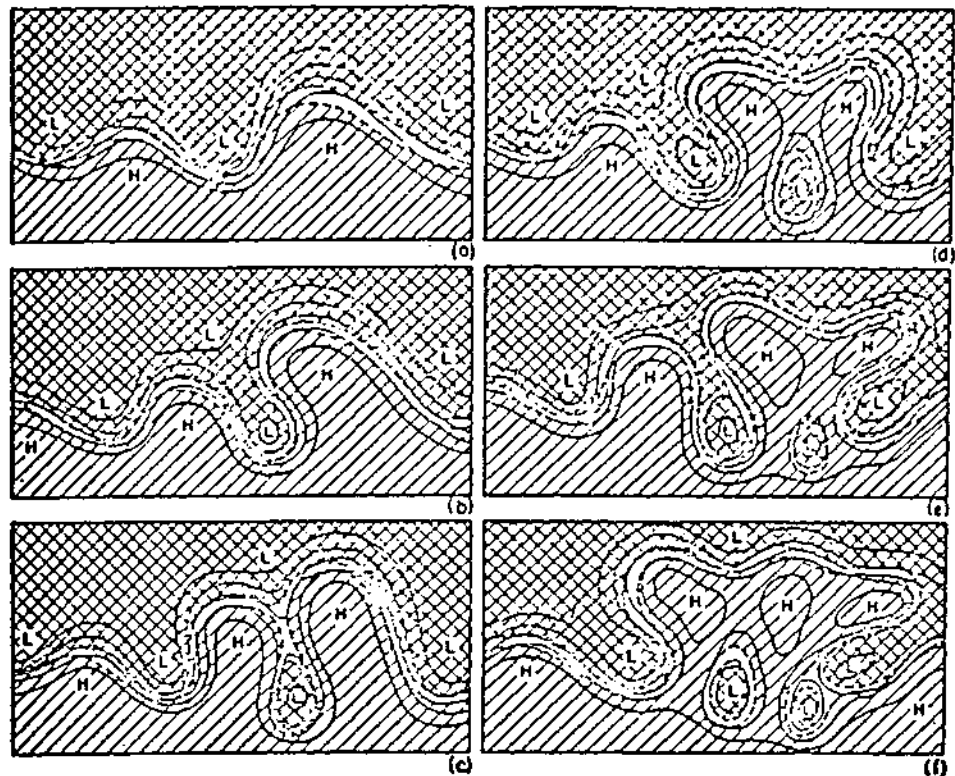


Fig. 1 - Esquema idealizado de desenvolvimento de ondas instáveis no nível de 500 mb em associação com o estabelecimento de anticiclones de bloqueio (representado por H) em latitudes altas e ciclones desprendidos (representado por L) em latitudes baixas no hemisfério norte.

O ar quente é representado por linhas oblíquas e o ar frio por linhas cruzadas.

FONTE: Berggren et.al.(1949).

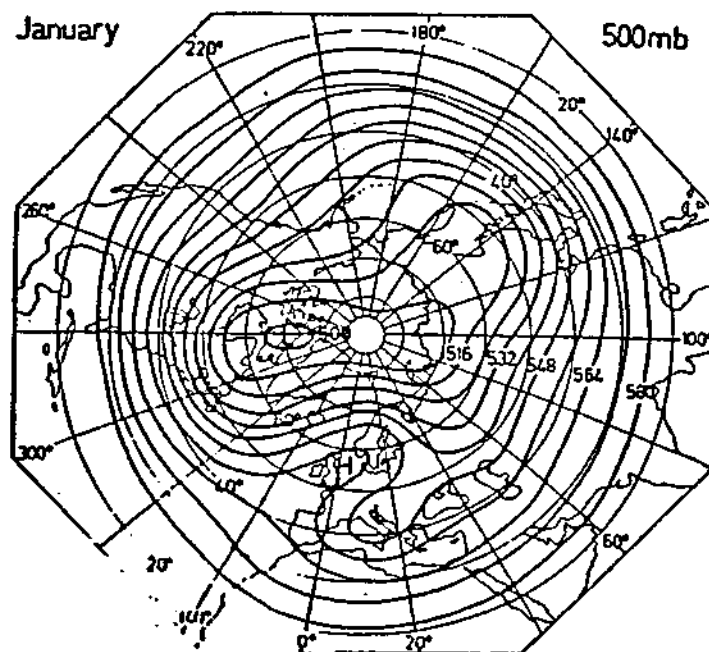


Fig. 2 - Carta de 500 mb composta para o hemisfério norte, usando todos os dias de janeiro do período 1950-1979, quando $Z_{40^{\circ}\text{N}} - Z_{60^{\circ}\text{N}} < 0$ na longitude 0° .

FONTE: Lejenäs e Okland (1983).

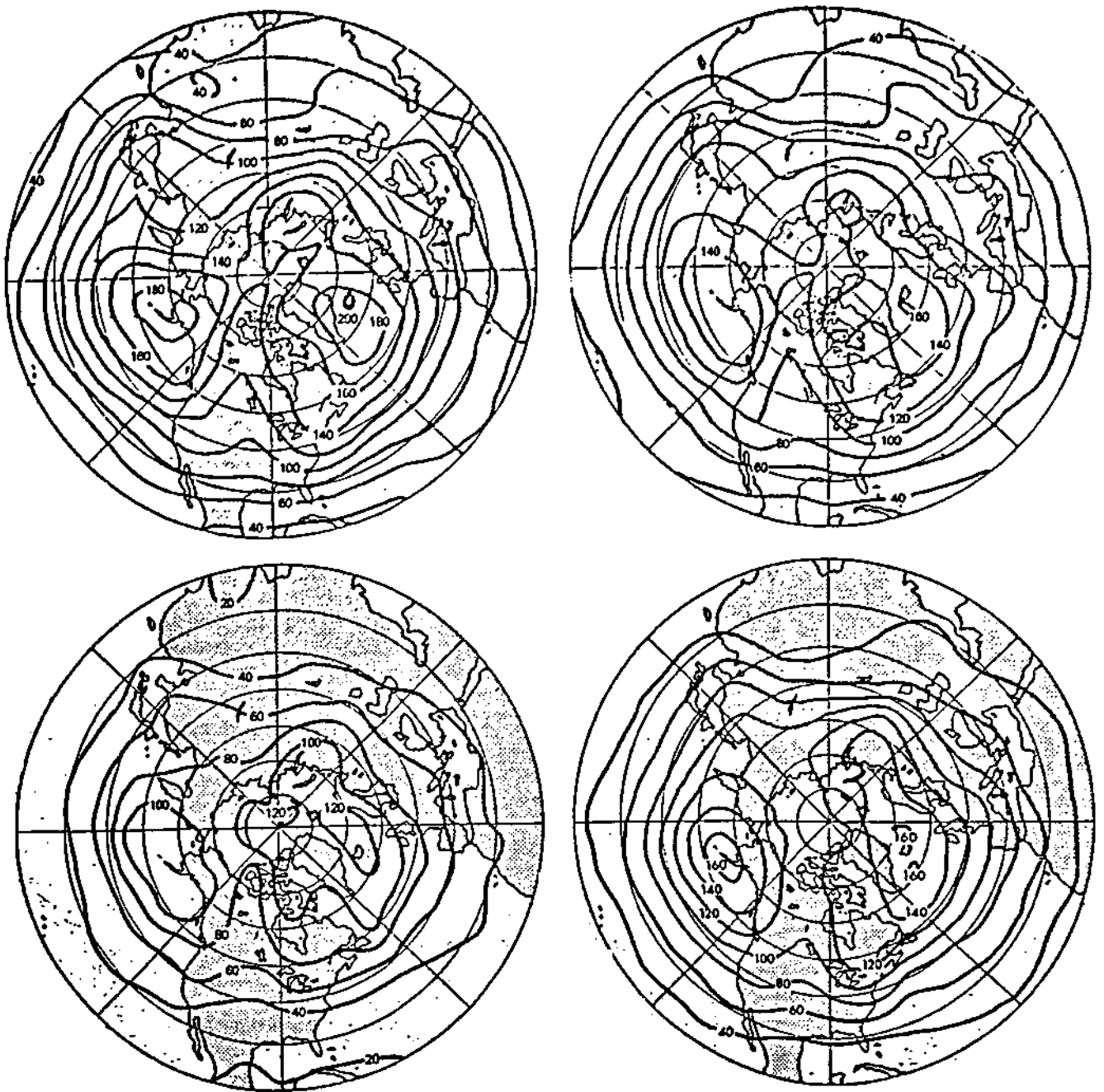


Fig. 3 - Desvio padrão para valores diários da altura geopotencial em 500 mb para: a) inverno; b) primavera; c) verão; d) outono. O intervalo é 20 mgp.

FONTE: Shukla e Mo (1983).

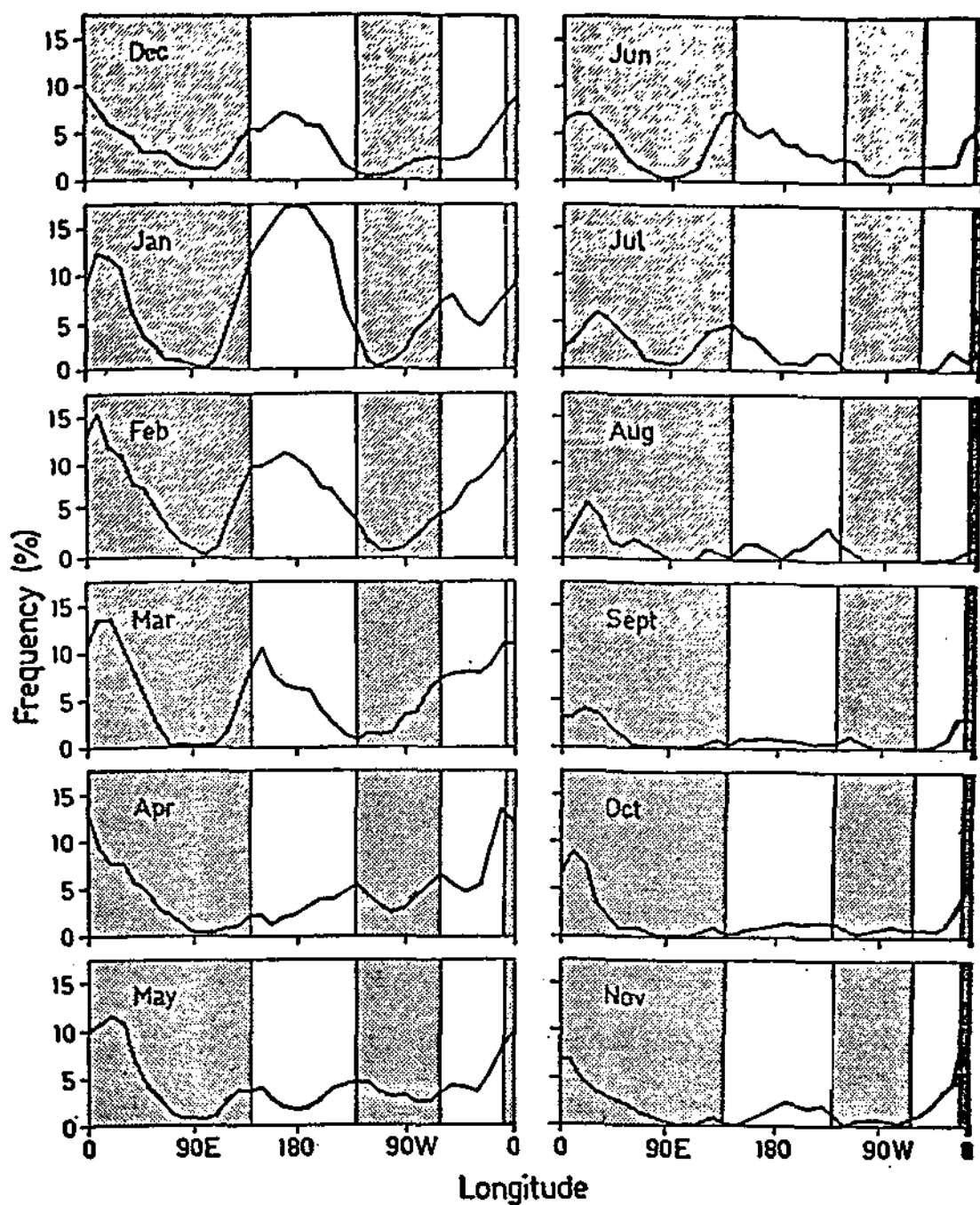


Fig. 4 - Variação longitudinal na frequência (%) de bloqueio para o escoamento em 500 mb. Os continentes estão sombreados.

FONTE: Lejenäs e Okland (1983).

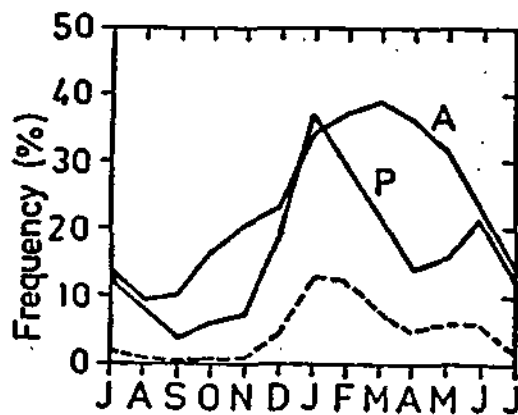


Fig. 5a. - Variação anual do bloqueio para o escoamento em 500 mb, para a região do Atlântico (A), para a região do Pacífico (P) e simultaneamente para as duas regiões (linha tracejada).

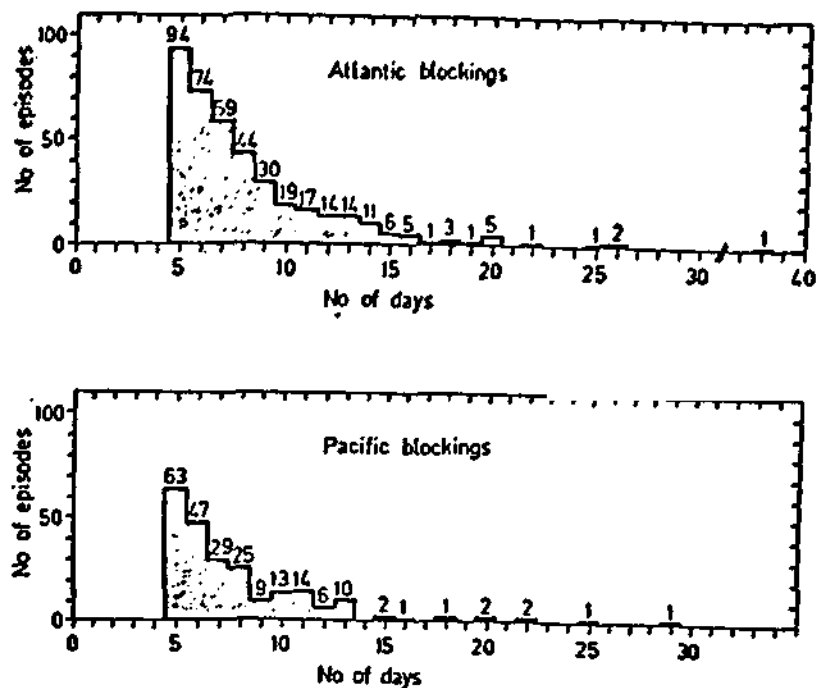


Fig. 5b. - Frequência de bloqueios em função da duração, para o período do 1950-1979. Episódios cuja duração foi menor que 5 dias foram excluídos.

FONTE: Lejenäs e Okland (1983).

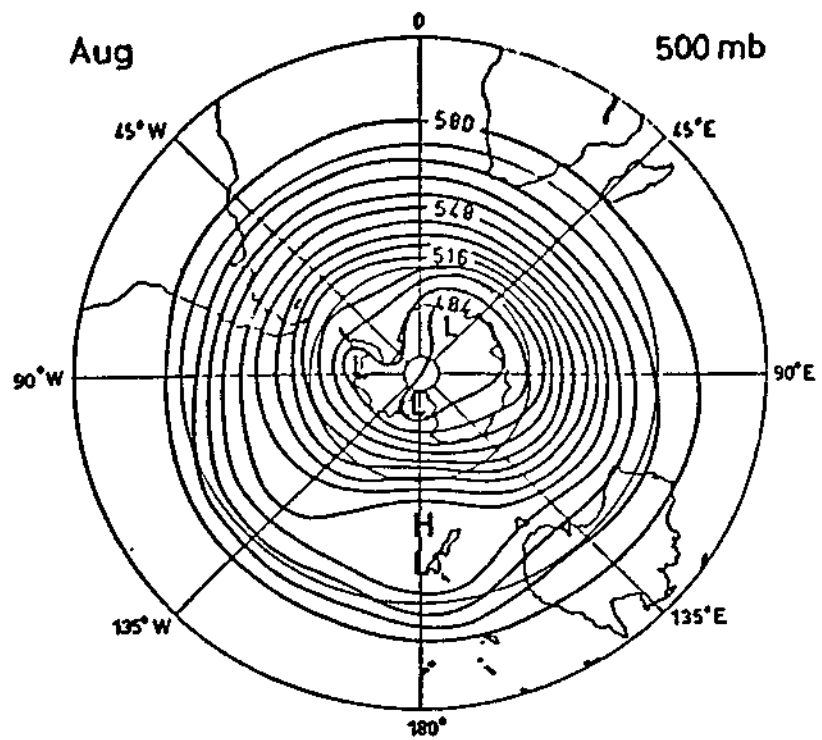


Fig. 6 - Carta de 500 mb composta para o hemisfério sul, usando todos os dias de agosto no período 1972-1980, quando $Z_{35^{\circ}\text{S}} - Z_{50^{\circ}\text{S}} < 0$ na longitude 180° .

FONTE: Lejenäs (1984).

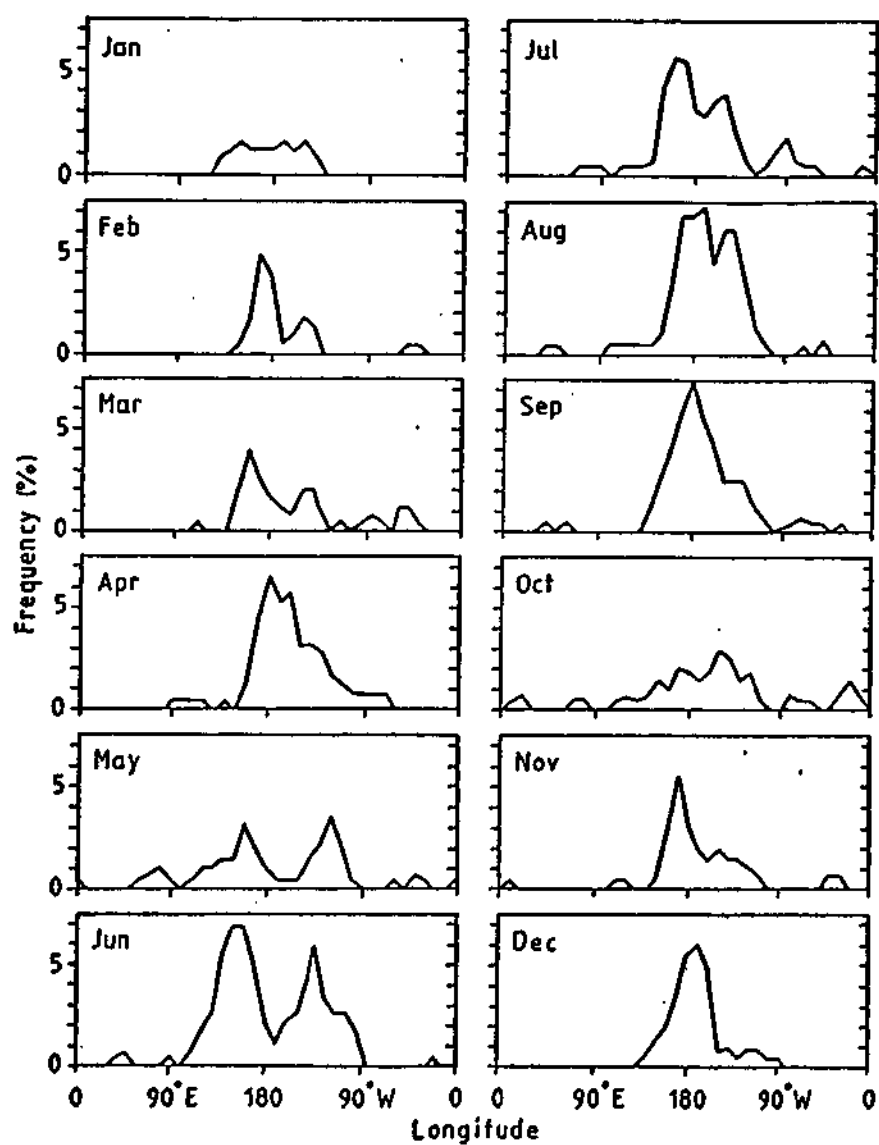


Fig. 7 - Variação longitudinal da frequência (%) de bloqueios para o escoamento em 500 mb.

FONTE: Lejenäs (1984).

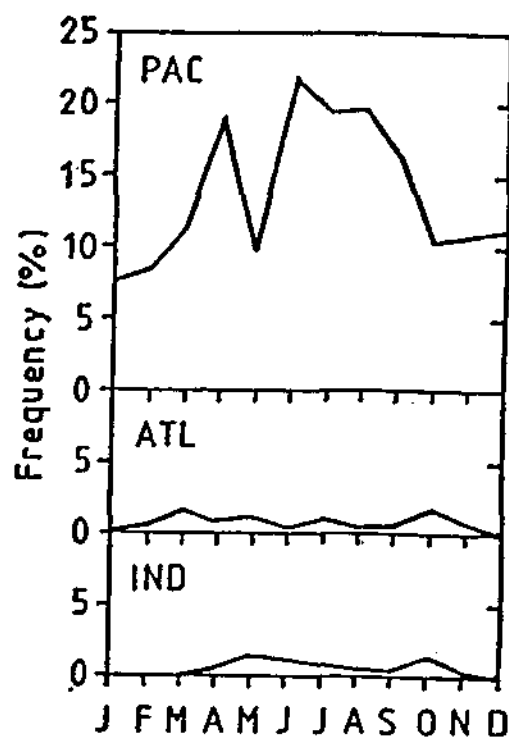


Fig. 8 - Variação anual do bloqueio para o escoamento em 500 mb para a região do Pacífico (PAC), para a região do Atlântico (ATL) e para o oceano Índico (IND). A região do Pacífico é tomada entre 110°E e 80°W , a do Atlântico entre 70°W e 0° e a do Oceano Índico entre 10°E e 100°E .

FONTE: Lejenäs (1984).

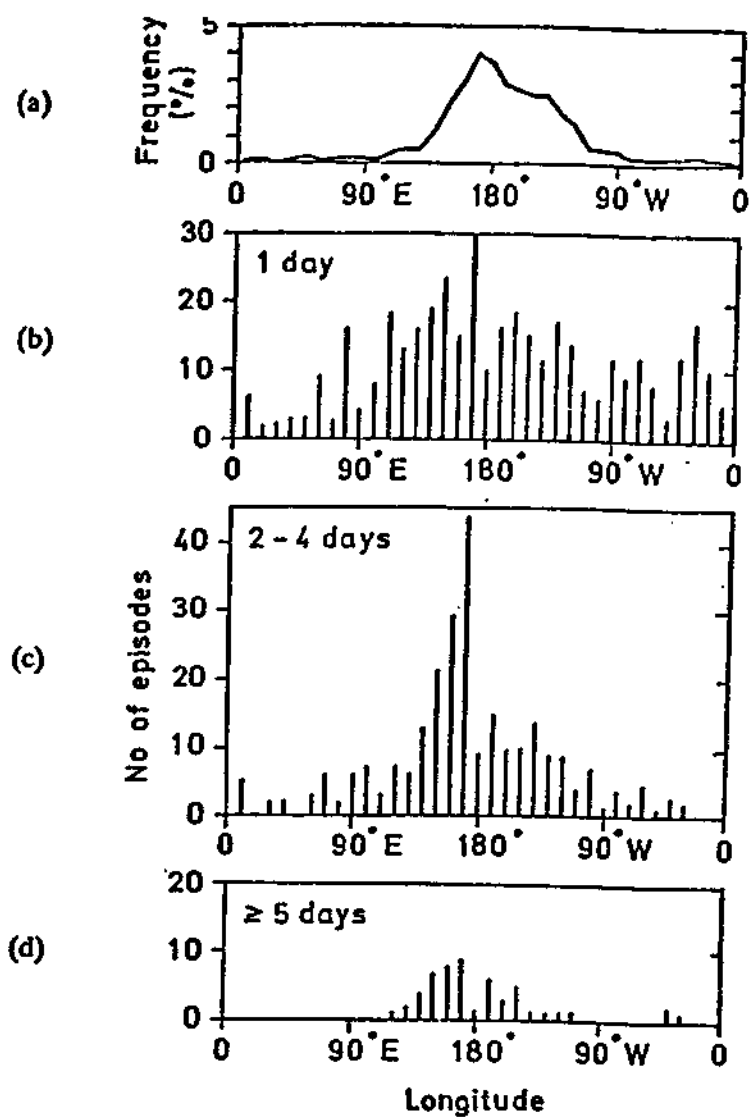


Fig. 9 - a) Variação longitudinal do bloqueio para o escoamento em 500 mb, média anual. b) e d) Frequência de bloqueio em função da longitude do período 1972-1980 com duração de: b) 1 dia; c) 2-4 dias; d) mais que 5 dias.

FONTE: Lejenäs (1984).