

## 11.1.2 赤道波擾乱

図 11.2b で示されているように, ITCZ に伴う雲に見られる変動は, 一般に ITCZ に沿って西向きに伝播する弱い赤道波擾乱に伴う過渡的な降水域によるものである. 図 11.3 に示すような, 東西方向に細く縞状にカットされた衛星写真の時間一経度図を見ると, そのような西向きに伝播する擾乱が存在し, ITCZ における雲の多くに関与するということは容易に理解される. 本書を横向きに置いたとき, 右上から左下に傾く雲列として認識される. 太平洋の  $5\text{-}10^\circ\text{N}$  における多くの雲が西向きに移動する擾乱に関連していることは明らかである. 図 11.3 における雲の線の傾きはおよそ  $8\text{-}10\text{ m s}^{-1}$  の西向き伝播速度を示唆している<sup>\*1</sup>. 雲のバンドの経度方向の間隔はおよそ  $3000\text{-}4000\text{ km}$  である. これは,  $4\text{-}5$  日程度の周期に対応している.

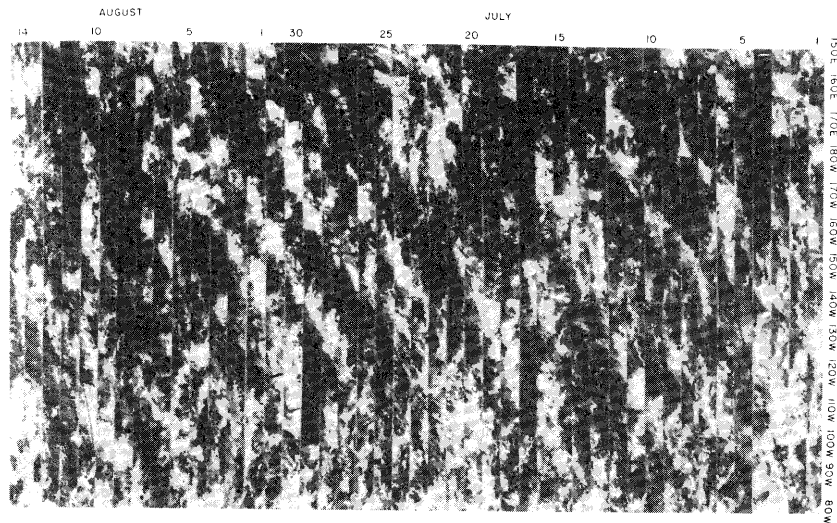


図 11.3: 太平洋の  $5\text{-}10^\circ\text{N}$  における 1967 年 7 月 1 日から 8 月 14 日にかけての衛星写真の時間一経度断面. クラウドクラスターの西向き伝播が右から左に傾きをもつ雲の帯によって示されている. (Chang, 1970 より. AMS の許可を得て再作成.)

診断的な研究から, これらの西向きに伝播する波の擾乱は一般に, それらの対流性降水の領域に伴う潜熱の解放によって駆動されるということが示唆されている. 典型的な赤道波擾乱の鉛直構造を図 11.4 に示す.

<sup>\*1</sup>実際に図から傾きを測ると, およそ 15 日で  $80\text{W}$  から  $150\text{E}$  まで伝播している. 伝播距離を  $L$  とすると

$$L = R \sin 7.5^\circ \times (280^\circ - 150^\circ) \times \frac{\pi}{180}, \quad R = \text{地球半径.}$$

ゆえに伝播速度  $c$  は

$$c = \frac{L}{15 \text{ days} \times 86400} \sim 11.1 \text{ m s}^{-1}$$

となる.

- そのような擾乱における鉛直運動は非断熱加熱率に比例する。ゆえに最大となる鉛直速度は対流域に存在する。
- ⇒ 連続の式から, 対流域における下層収束と上層発散が存在する。
- ⇒ 対流圏下層で低気圧性の渦度傾向を, 対流圏上層で高気圧性の渦度傾向を示す (絶対渦度が  $f$  の符号と同じと仮定したとき, 渦度方程式から得られる)。
- ⇒ 下層でトラフを, 上層でリッジを生成する (質量と速度場の間の調節プロセスより)。
- ⇒ 対流域における層厚 (あるいは層の平均温度) はまわりの環境場より大きい。

ここまでの議論の詳細は付録参照のこと\*2。

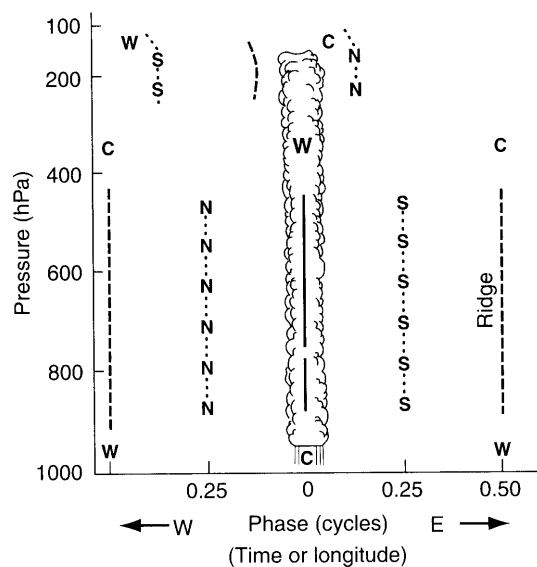


図 11.4: トラフの軸 (実線), リッジの軸 (破線), 北風, 南風成分の軸 (点線) を表す赤道波擾乱のモデル. 暖気と寒気の領域は W と C でそれぞれ示されている. (Wallace, 1971 より.)

赤道波の対流活動域では,

- 正味の上向き運動が存在し ( $w' > 0$ ),
- 対流圏中層の温度は平均より暖かい ( $T' > 0$ ). ただし, 一般にその差は  $1^\circ$  未満.

\*2 (原文脚注) 熱帯気象学者が用いている「トラフ」と「リッジ」という単語は, 中緯度におけるそれと同様に, それぞれ圧力の最小値と最大値を指すものである. しかし, 北半球の熱帯での東風において, 東西平均圧力は緯度とともに増加するので, 熱帯のトラフを表す等圧線のパターンは中緯度におけるリッジに伴うパターンと類似している (すなわち, 等圧線に極向きの偏りがある)。

- $\Rightarrow$  温度と鉛直運動の間と、温度と非断熱加熱の間の相関は、両方とも正 ( $\overline{w'T'} > 0, \overline{T'J'} > 0$ ) .
- $\Rightarrow$  非断熱加熱によって生成されるポテンシャルエネルギーはすぐに運動エネルギーに変換される ( $[P' \cdot K'] \approx R'$ ) .
- 有効位置エネルギーという形での貯蓄は存在しない.
- $\Rightarrow$  これらの擾乱についてのエネルギーサイクルは有効位置エネルギーが運動エネルギーを大きく上回るような中緯度での傾圧システムとは顕著に異なる.

これらの議論の詳細は付録参照.

大規模擾乱に対する効果的なエネルギー源となる積乱雲による潜熱の解放に対して、9.7.2で述べたような対流規模と大規模の間の相互作用が存在する. そのような相互作用において、下層での大規模な収束は環境を湿らせ、不安定化させるので、小規模のサーマルは容易に自由対流高度まで到達することができ、深い積雲対流を生成する. それに伴い、積雲セルは下層収束に関連する2次循環（ハドレー循環）を駆動する大規模な熱源を提供するように作用する.

西部太平洋における総観規模の赤道波擾乱について、降水域での発散の典型的な鉛直分布を図 11.5 に示す. 収束は大気境界層内での下層の摩擦インフローに限らず、400 hPa 付近まで広がる. この高度はホットタワーが最大の浮力を獲得する高度である. これは、深い収束が対流セルの中に対流圏中層の大気を多くエントレインさせているということを示唆している. 対流圏中層の大気は相対的に乾燥しているので、このエントレインメントによって混合した雲と環境場大気を飽和状態に保つためには、液相の水の蒸発が必要となるであろう. ゆえに、もし十分な蒸発によって雲が冷却されれば、雲内の大気の浮力は減少し、負の浮力をもつ対流性の下降流を引き起こすであろう. しかし、赤道波に存在する大きな積乱雲において、中心コアの上昇流はまわりの冷たい空気によるエントレインメントから守られるので、それらは環境場の大気による希釈なしで対流圏界面付近まで貫入することができる. これらの希釈されていないコアは 11.1.1 で述べた「ホットタワー」を構成する. ホットタワーは ITCZ の境界層より上で鉛直方向の熱輸送と質量輸送の大部分に関連し、波擾乱は ITCZ に沿った多くの活発な対流性降水域を含んでいるので、赤道波が大気大循環において本質的な役割を果たしていると言える.

### 11.1.3 アフリカの波擾乱

前の小節での議論は熱帯海洋域のほとんどの領域に渡る ITCZ の擾乱について適用することができる. しかし、アフリカ大陸の北部では、地表面の条件による局所的な効果が別に議論の必要なユニークな状況をもたらす.

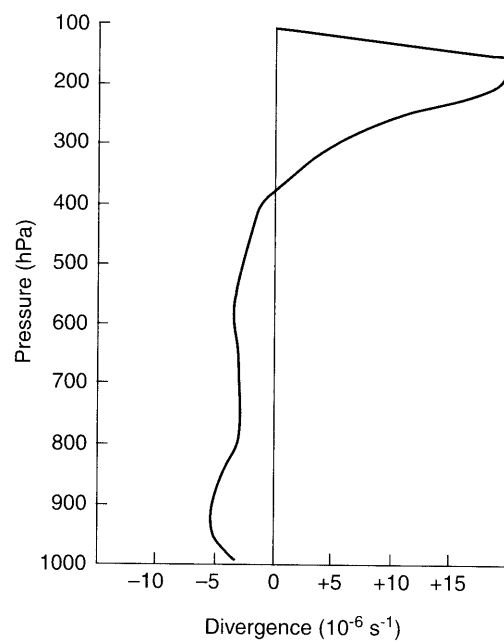


図 11.5: 多くの赤道擾乱のコンポジットに基づく  $4^\circ$  四方の領域平均発散の鉛直分布. (Williams, 1971 から.)

- 北半球の夏季, サハラ全域での強い地表面加熱によって, 赤道とおよそ  $25^{\circ}\text{N}$  の間の対流圏下層に, 強い正の子午面温度勾配を生成する ( $\frac{dT}{dy} > 0$ ) .
- $\Rightarrow$  東風ジェットが形成される (温度風の関係から) .
- $16^{\circ}\text{N}$  付近を中心として 650 hPa 付近に強い東風ジェットのコアが存在する (図 11.6) .
- 総観規模擾乱はこのジェットのコアの南側の低気圧性シア域において形成し, 西向きに伝播するよう見られる.
- そのような擾乱はしばしば熱帯の嵐や西部大西洋においてハリケーンのもととなる.
- 観測されるアフリカの波擾乱の平均波長はおよそ 2500 km, 西向きにおよそ  $8 \text{ m s}^{-1}$  の伝播速度をもつ (およそ 3.5 日の周期に対応) .
- この擾乱は 650 hPa 高度で最大の振幅に到達する水平速度の摂動をもつ (図 11.7) .
- これらの波に伴う非常に組織化した対流が存在するが, 波のエネルギー源は東風ジェットからのエネルギーの順圧変換, 傾圧変換によるものである (組織化した対流は乾燥対流と思われる) .

図 11.8 は図 11.6 で示されるアフリカの東風ジェットに対する絶対渦度の分布をプロットしたものである. 影付きの領域は渦度勾配が負となる領域を示している. これは, アフリカのジェットが 8.4.2 で議論した順圧不安定に対する必要条件を満たしている<sup>\*3</sup>ことを示唆する<sup>\*4</sup>. 対流圏下層での強い東風シアによる傾圧不安定もまたこれらの擾乱に寄与するようである. ゆえに, 平均流のエネルギーからの順圧, 傾圧変換がアフリカの波擾乱の生成にとって重要であるようだ.

この擾乱は大西洋まで西向きに伝播した後, 強い平均流シアがないときにも存在し続ける. よって, 大西洋域でのエネルギー源は対流システムの降水による非断熱加熱であろう.

<sup>\*3</sup>必要条件を満たしていることは付録参照.

<sup>\*4</sup> (原文脚注) 図 11.6 で示される分布は帯状平均ではないことに注意する. それは経度方向に限られた領域に対する時間平均である. もしこの時間平均した東西流の変動の経度方向のスケールが擾乱のスケールに比べて大きければ, 時間平均流は線形安定性計算に対して局所的に有効な基本状態とみなされるであろう.

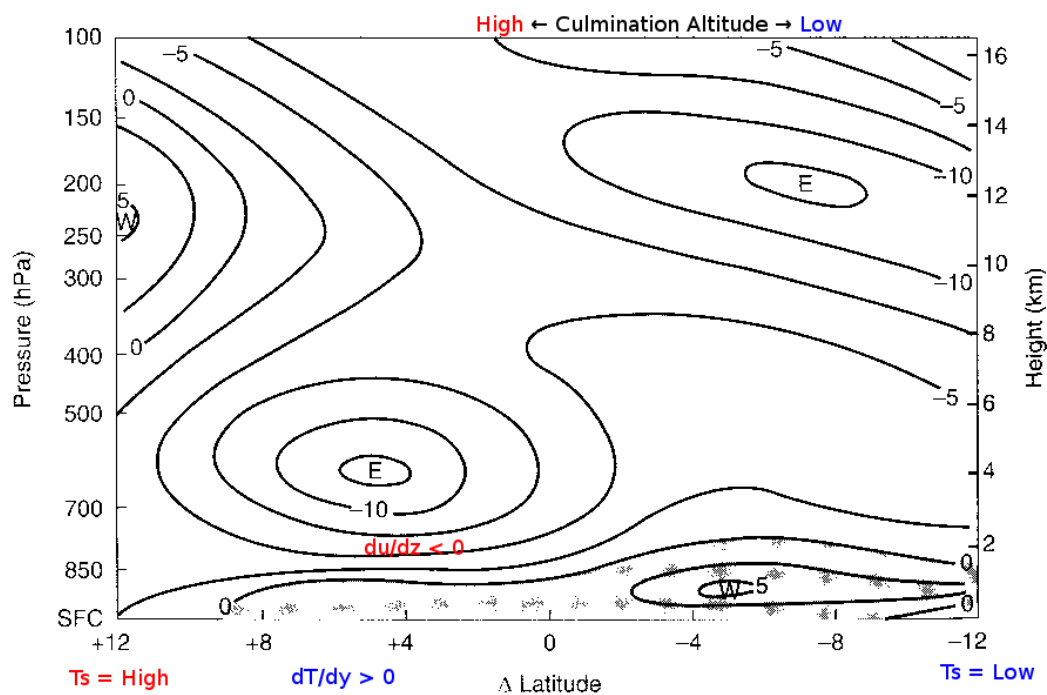


図 11.6: 1974 年 8 月 23 日から 9 月 19 日の期間における北アフリカ (30°W から 10°E) の領域における平均東西風の分布. 緯度は 700 hPa 高度で擾乱の振幅が最大となる緯度 (およそ 12°N) に相対的な差で示されている. 等値線間隔は 2.5 m s<sup>-1</sup>. (Reed et al., 1977 より. AMS の許可を得て再作成. 一部改変.)

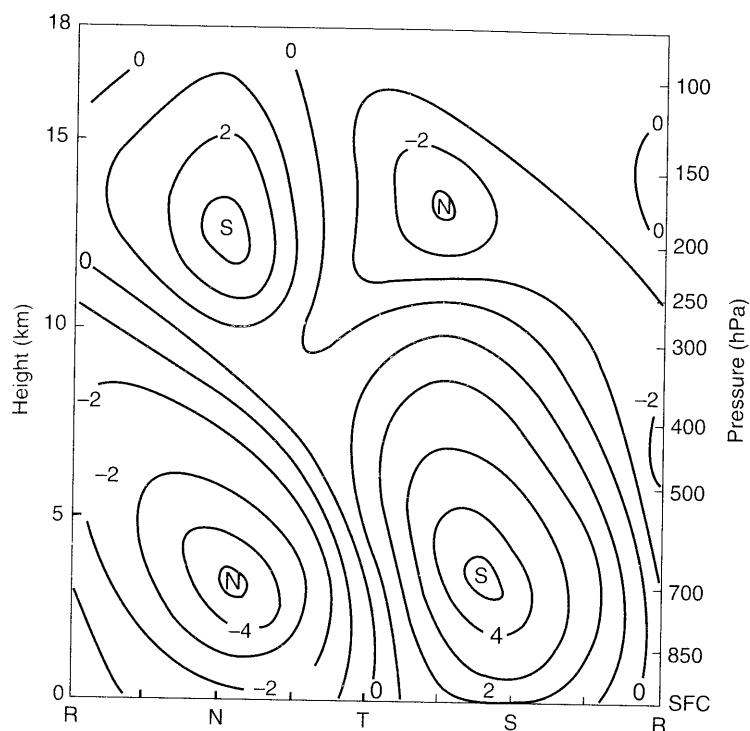


図 11.7: 図 11.6 の基準緯度に沿った子午面速度の摂動の鉛直断面. 単位は  $\text{m s}^{-1}$ . R,N,T,S はそれぞれ波のリッジ, 北風, トラフ, 南風領域を表す. (Reed et al., 1977 より. AMS の許可を得て再作成.)

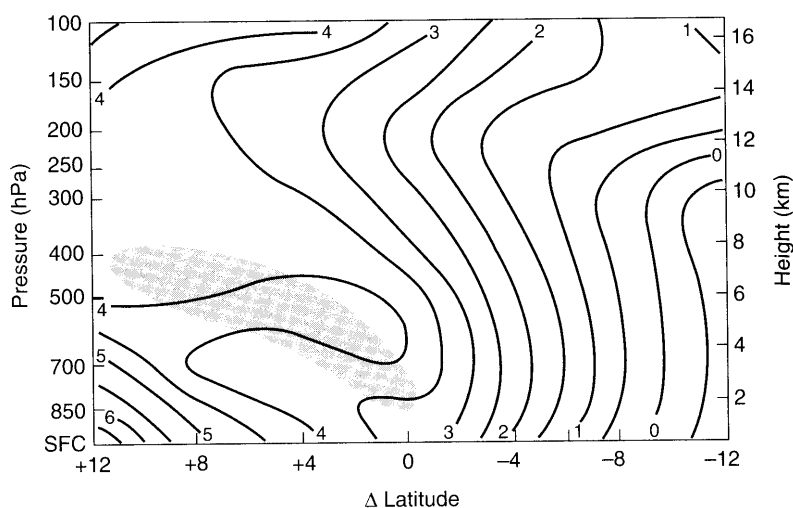


図 11.8: 図 11.6 の平均風の場合に対応する絶対渦度 (単位は  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ). シェードは  $\beta - \partial^2 \bar{u} / \partial y^2$  が負となる領域を示す. (Reed et al., 1977 より. AMS の許可を得て再作成.)

## 付録

## 赤道波擾乱の鉛直構造

図 11.4 に基づく赤道波の鉛直構造を解説する。図 1 は図 11.4 を一部改変に図を追加したものである。(A) の黒太実線領域は赤道波の対流域を表す。(B) はその対流域における非断熱加熱率  $Q$  の模式的な鉛直分布である。鉛直流  $w$  が非断熱加熱率と比例関係にあると仮定すると、

$$Q \propto w$$

となるので、(B) はそのまま対流域における鉛直流の鉛直分布を表しているともみなせる。このとき、鉛直流は下層  $P_0$  面付近で

$$\frac{dw}{dz} > 0,$$

上層  $P_1$  面付近で

$$\frac{dw}{dz} < 0$$

となっていることがわかる<sup>\*5</sup>。これらの鉛直流の分布を元に、連続の式から水平収束の符号を見積もると、

$$\nabla_h \cdot \mathbf{V}_h < 0, \quad (p = P_0), \quad \nabla_h \cdot \mathbf{V}_h > 0, \quad (p = P_1)$$

となる。ここで添字  $h$  は等圧面上の 2 次元ベクトルであることを表している。この関係から

赤道波の対流域では上層で発散、下層で収束という構造をもつ。

ということがわかる。

次に、鉛直渦度方程式 (??) は

$$\frac{D}{Dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f)\nabla_h \cdot \mathbf{V}_h \quad (\text{ap11.1.2.1})$$

である<sup>\*6</sup>。この式の右辺に先の  $P_0$ ,  $P_1$  での収束発散を代入すると、今絶対渦度と惑星渦度の符号が同じと仮定して、

$$\frac{D}{Dt}(\zeta + f) > 0, \quad (p = P_0), \quad \frac{D}{Dt}(\zeta + f) < 0, \quad (p = P_1)$$

となる。すなわち、北半球でも南半球でも

<sup>\*5</sup>厳密には、 $p$  面で議論しているのので、鉛直流を鉛直オメガ速度、鉛直座標を圧力で表さなければならないが、ここでは定性的な議論に止めるため、幾何高度を鉛直座標として用いている。なお、圧力座標においても、

$$\frac{dw}{dp} > 0, \quad (p = P_0), \quad \frac{dw}{dp} < 0, \quad (p = P_1)$$

という関係であり、以降の議論は圧力座標でも同じ結果となる。

<sup>\*6</sup>議論を簡略化するため、傾斜項と傾圧ベクトル項は無視している。



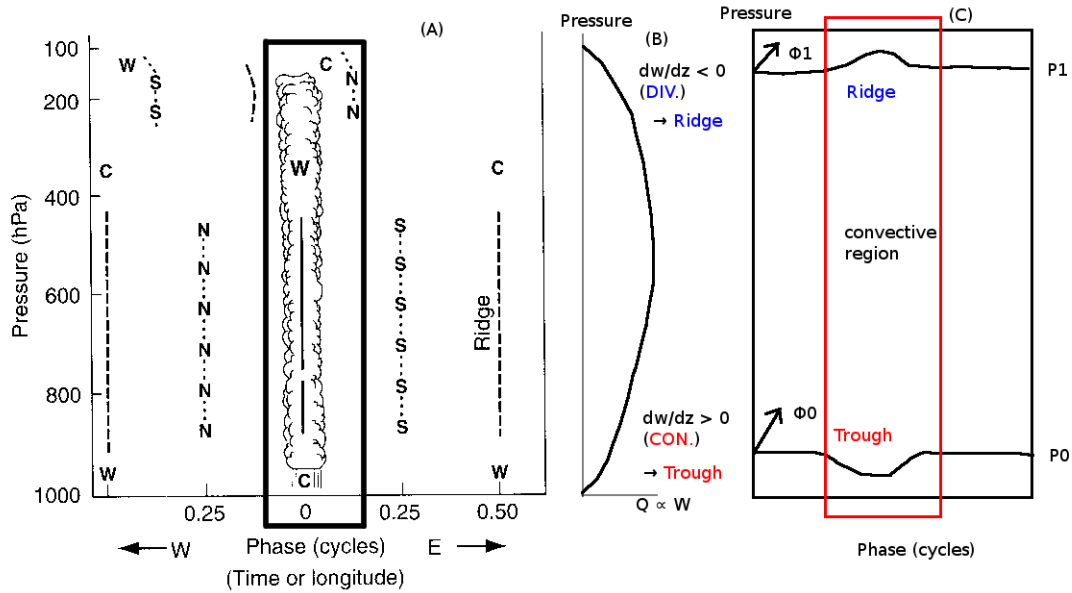


図 1: 赤道波の鉛直構造を示す図. (A): 図 11.4 を一部改変. 黒太実線は対流域を表す. (B): (A) の黒線内部における非断熱加熱  $Q$  の模式図. (C): (A) について, 下層  $P_0$  面と上層  $P_1$  面におけるジオポテンシャル ( $\Phi_0, \Phi_1$ ) の変化 (黒実曲線). 赤線領域が (A) の対流域に相当する.

赤道波の対流域では上層では高気圧性渦度, 下層では低気圧性渦度を生成するような傾向にある.

ということがわかる.

渦度アノマリが与えられると, 支配方程式系を通して調節が起こり, ジオポテンシャルが変化する. 高気圧性渦度アノマリが与えられる上層ではジオポテンシャルが正のアノマリ, 低気圧性渦度アノマリが与えられる下層ではジオポテンシャルが負のアノマリをもつ. すなわち,

赤道波の対流域では上層でリッジ, 下層でトラフが形成される.

ことになる. これを表したのが図 1 の (C) である. 下層ではジオポテンシャルが下がり, 上層ではジオポテンシャルが上がっていることがわかる.

さらに, この対流域における  $P_1$  と  $P_0$  で区切られた層の平均温度  $\langle T \rangle$  を考える. (??) より, 層の平均温度は

$$\langle T \rangle = \frac{\Phi_1 - \Phi_0}{R} \left\{ \ln \left( \frac{P_0}{P_1} \right) \right\}$$

で与えられる. 対流域は他の領域に比べて, 上層のジオポテンシャル  $\Phi_1$  は高く, 下層のジオポテンシャル  $\Phi_0$  は低いので, 周囲に比べて  $\langle T \rangle$  は高くなっている. よって,

赤道波の対流域は他より層の平均温度が高い。

ことが示される。

### 赤道波のエネルギーサイクル

10.4 節で行われたローレンツのエネルギーサイクルを用いて考える。

$$d\bar{K}/dt = [\bar{P} \cdot \bar{K}] + [K' \cdot \bar{K}] + \varepsilon, \quad (10.59)$$

$$d\bar{P}/dt = -[\bar{P} \cdot \bar{K}] + [P' \cdot \bar{P}] + \bar{R}, \quad (10.60)$$

$$dK'/dt = [P' \cdot K'] - [K' \cdot \bar{K}] + \varepsilon', \quad (10.61)$$

$$dP'/dt = -[P' \cdot K'] - [P' \cdot \bar{P}] + R' \quad (10.62)$$

ここで、各記号の意味は以下のとおりである。

$$\bar{K} \equiv \left\langle \rho_0 \frac{\bar{u}^2}{2} \right\rangle, \quad K' \equiv \left\langle \rho_0 \frac{u'^2 + v'^2}{2} \right\rangle,$$

$$\bar{P} \equiv \frac{1}{2} \left\langle \frac{\rho_0}{N^2} \left( \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} \right)^2 \right\rangle, \quad P' \equiv \frac{1}{2} \left\langle \frac{\rho_0}{N^2} \left( \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle$$

$$[\bar{P} \cdot \bar{K}] \equiv \left\langle \rho_0 \bar{w} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} \right\rangle, \quad [P' \cdot K'] \equiv \left\langle \rho_0 w' \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \right\rangle$$

$$[K' \cdot \bar{K}] \equiv \left\langle \rho_0 \overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right\rangle, \quad [P' \cdot \bar{P}] \equiv \left\langle \frac{\rho_0}{N^2} \overline{v' \frac{\partial \Phi'}{\partial z}} \left( \frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial z \partial y} \right) \right\rangle$$

$$\bar{R} \equiv \left\langle \frac{\rho_0}{N^2} \frac{\kappa \bar{J}}{H} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} \right\rangle, \quad R' \equiv \left\langle \frac{\rho_0}{N^2} \frac{\kappa J'}{H} \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \right\rangle$$

$$\bar{\varepsilon} \equiv \langle \rho_0 \bar{u} \bar{X} \rangle, \quad \varepsilon' \equiv \langle \rho_0 (\bar{u}' \bar{X}' + \bar{v}' \bar{Y}') \rangle$$

上線は東西平均を、ダッシュは平均からの偏差を表す。つまり、偏差量が ITCZ における個々の積乱雲の物理量、平均量がハドレー循環を表す。今は個々の積乱雲と赤道波についてのエネルギー変換を考えているため、 $dK'/dt$ 、 $dP'/dt$  の変化のみを考える。すなわち、

$$dK'/dt = [P' \cdot K'] - [K' \cdot \bar{K}] + \varepsilon', \quad (10.61')$$

$$dP'/dt = -[P' \cdot K'] - [P' \cdot \bar{P}] + R' \quad (10.62')$$

のみを考えることにする。また、ジオポテンシャル  $\Phi$  は静力学平衡の関係から

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} \propto T$$

という関係がある. よって, ポテンシャル  $P$  に関連する各定義は

$$\begin{aligned}\bar{P} &\propto \langle \bar{T}^2 \rangle, & P' &\propto \langle \bar{T}'^2 \rangle \\ [\bar{P} \cdot \bar{K}] &\propto \langle \bar{w}\bar{T} \rangle, & [P' \cdot K'] &\propto \langle w'T' \rangle \\ [P' \cdot \bar{P}] &\propto \left\langle v'T' \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) \right\rangle, & R' &\propto \langle \bar{T}'J' \rangle\end{aligned}$$

という関係をもつ.

赤道波の対流活動域では温度がまわりより  $1^\circ\text{C}$  程度高いが, この値はこれ以上大きくならない. つまり,

$$P' \propto \langle \bar{T}'^2 \rangle > 0$$

であるが, 時間変化を考慮すると,

$$\frac{dP'}{dt} \sim 0$$

と考えられる. 赤道波の対流活動域では, 鉛直流と温度に正の相関, さらに温度と非断熱加熱率も正の相関をもつ:

$$\overline{w'T'} > 0, \quad \overline{T'J'} > 0.$$

よって,

$$[P' \cdot K'] > 0, \quad R' > 0$$

という関係をもつ. 一方, 変換  $[P' \cdot \bar{P}]$  について見ると, 熱帯域では子午面方向の平均温度勾配が小さいことから,

$$[P' \cdot \bar{P}] \propto \left\langle v'T' \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) \right\rangle \sim 0$$

と考えられる.

以上のことから, 擾乱成分のポテンシャルエネルギーは非断熱加熱による強制とポテンシャルエネルギーから運動エネルギーへの変換がバランスしている:

$$[P' \cdot K'] \approx R'$$

という関係が成り立つと考えられる. また, 擾乱成分の運動エネルギーは

$$dK'/dt = [P' \cdot K'] - [K' \cdot \bar{K}] + \varepsilon'$$

という関係をもつので,  $[P' \cdot K'] > 0$  ということは  $dK'/dt$  に正の寄与を与えることを示唆している. すなわち, 赤道波のエネルギーサイクルについて, 非断熱加熱によって生成されるポテンシャルエネルギーは直ちに運動エネルギーへと変換されていることになる. これは, 赤道波がポテンシャルエネルギーという形でエネルギーの貯蔵をできないということを示している. 温帯の傾圧波は自身のもつ寒気核構造をより強化することができる. これはポテンシャルエネルギーという形でエネルギーを貯蔵することができる証であるが, このような構造をとることができない赤道波は本質的に温帯の擾乱と異なる点である.

アフリカ波動が順圧不安定であることの証明

レイリーの不安定条件は 8.4.2 で議論されており, 条件 (c) から

$z^* = 0$  の至る所で  $\partial\bar{u}/\partial z^* < 0$  なら, 不安定が発生するにはいくらかの場所で  $\partial\bar{q}/\partial y < 0$  であることが必要である.

と述べられている. 今, 子午面方向の温度傾度は地表面付近で  $\partial T/\partial y > 0$  なので, 温度風の関係から地表面付近では  $\partial u/\partial z < 0$  となっている. ゆえに, このとき不安定が起こるためには  $\partial q/\partial y < 0$  となる場所が存在しなければならない. 図 11.8 によると, 陰影をつけられた場所で  $\partial q/\partial y < 0$  となっているので, レイリーの不安定性必要条件を満たしている. また, 陰影は  $\partial q/\partial y = \beta - \partial^2 u/\partial y^2$  で示されており, 北半球では  $\beta > 0$  であるから, 不安定であるためには東風ジェットでなければならない ( $\partial^2 u/\partial y^2 > 0$ ). さらに, 水平方向の速度シアによって生じる不安定であるため, アフリカ波動は順圧不安定によって駆動される可能性があることが示される.