

~~~~~  
長期予報研究  
~~~~~

グロースベッター

第 12 卷 第 1 号

目 次

北半球における大規模循環の気候学的研究

1. 700mb 高度の東西指数および南北指数 森 信 成 (紹介) 1
- 最近の気候変化の研究 板 倉 吉 直 (紹介) 21
- 世界の気象異変の概況とすう勢 板 倉 吉 直 (紹介) 24
- 中国五千年間の気候変遷についての初歩的研究 板 倉 吉 直 (紹介) 26
- 北半球における 5 年間の気候傾向 矢 花 槇 雄 (紹介) 31

1974 年 2 月

L. F. グ ル ー プ

雨 と 熱 帯 擾 乱

村 上 多 喜 雄

ハワイ大学 気象学教室

1. 前 書 き

多岐多様の波動性熱帯擾乱の存在が確認されている(丸山, 1968; 柳井他, 1968; wallace and Kousky, 1968; Wallace and Chang, 1969; 新田, 1970 a, b; 柳井, 村上, 1970 a, b; Kousky and Wallace, 1971; Madden and Julian, 1971)。これらの擾乱は主としてスペクトル解析の手法により発見されたもので、その週期は3日から50日におよび、東西の波長は2,000 kmから40,000 kmの範囲にわたる。或る種の擾乱は熱帯成層圏で卓越する。柳井, 丸山により発見された Mixed Rossby-gravity wave は週期約4日、波長約1,000 kmの西進波で、赤道上の高度約18 km附近の南北風成分にもつと顕著に現れる。また WallaceとKouskyにより見出された Kelvin wave は週期10~20日、波長2,000~4,000 kmの東進波で、赤道上の高度約18 kmと25 km附近の東西風成分に現れる。一方熱帯対流圏には古くから Easterly wave の存在が認められている(Riehl, 1945, 1948, 1954)。この波は下部対流圏で卓越し週期約4日、波長約2,000~6,000 kmで西進する。また柳井と村上(1970 a, b)は高度10 km 附近の上部対流圏に存在する週期約7日、波長約8,000 kmの西進波と、高度1~8 kmの下部対流圏に存在する週期約4日、波長8,000~10,000 kmの西進波を見つけた。その他いろいろの対流圏波動が発見されているのであるが、こゝでは省略する。

どうしてこのような多種多様な擾乱が熱帯域に存在しうるのであろうか? この問題は熱帯擾乱を理解する上で基本的に重要な事柄であるが、こゝでは取り扱わないことにする。別の機会があれば論じてみたいと思っている。熱帯擾乱のエネルギー源としては中緯度からのエネルギー輸送、バロトロピック的な平均帯状流からのエネルギー転換、凝結に伴うエネルギー補給などが考えられる。これらのエネルギー源の比較検討は他の機会にゆずり、こゝでは凝結が起った時にどのような運動を誘起するかという問題についてのみ考えることにする。もちろん、このような取り扱い方は片手落である。というのは元来、凝結は運動に伴って起るものであるから、何故そのような運動が起りうるかという説明がなされない限り問題の本質を解決したことになるからである。しかしながら与えられた凝結のもとでどのような運動が起っていなければならないかという問題も熱帯擾乱のある種の理解に役立つことは間違いない。マーシャル群島における雨のスペクトル解析から村上勝人(1971)は3日週期、4-5日週期、10-17日週期の変動があることを見つけた。4-5日週期の雨の擾乱は西に動くが、10-17日変動は東に動くという。また村上多喜雄とホー(1972)は北太平洋の人工衛星による雲量のスペクトル解析から5

-10°N 附近で三つのスペクトルの山を見つけた。それらは週期 8.8-5.0 日, 波長 4,400 km; 週期 7.1-10.0 日, 波長 6,700 km; および週期 16.7-25.0 日, 波長 6,800 km であった。いづれの雲の擾乱も西進する。

以上の結果は熱帯収斂帯 (ITCZ) 附近 (5~10°N) の雨および雲の擾乱についての解析である。北半球夏期には東南アジアでは ITCZ は 20°N 附近にまで北上し, いわゆるモンスーンによる降雨が起っている (北半球の冬期にはオーストラリア附近にモンスーン性降雨がみられる)。第 7 図はインド西岸域における平均の日雨量の変化図である。この図はインド気象台から毎年発行されるモンスーン雨量分布図の中からとったものである。モンスーンの雨は一様に降るものではなく, 図にみられるように長週期 (10-20 日) の変動に伴う中休みがある。モンスーンによる降水は 15°-20°N でもっとも顕著である。東南アジアを除く他の地域では緯度 15°-20°N は亜熱帯高圧帯に属し, きわめて降水が少ない。したがってモンスーンの雨は東西の波数 1 ないし 2 (波長 4,000 km ないし 20,000 km) で特徴づけられ, その週期は約 10-20 日であることになる。

さて, ITCZ 域 (5°~10°N) やモンスーン域 (15°~20°N) でそれぞれ特定の週期と波長をもつ降水があった時にどのような運動場が伴っていないかなを調べるのがわれわれの目的である。第二節では用いる方程式系について, 第三節では ITCZ 附近の降水に伴う擾乱を, 第四節ではモンスーン性降水により誘起される熱帯擾乱について調べる。モンスーンと中, 高緯度の相互作用, たとえばモンスーンと日本の梅雨の関係などはここでは取り扱わない。

2. 基礎方程式系

水平の座標系としてメルカトル投影図上における $x = a\lambda$, $y = a \ln[(1 + \sin \theta) / \cos \theta]$ を用いる。ここで a は地球半径, λ は経度, θ は緯度である。高度座標としては $z = -H \ln(p/p_0)$ をとる。H はスケール高度で第三節の対流圏擾乱に対しては 8.8 km, 第四節の成層圏擾乱については 6.8 km を用いる。また, p は気圧, p_0 は標準気圧 1018 mb である。さて前節で述べたように凝結に伴う非断熱効果が

$$Q = \hat{Q}(y, z) e^{ik(x-ct)} \quad (1)$$

で表わせるように東西方向に伝播していると仮定する。 $\hat{Q}$ は熱の振巾 (複素数), $k = 2\pi/L$ は東西波数 (L は波長), また c は熱の移動速度 (L と c から週期 T がきまる)。さて $\hat{Q}$, L と c (または, T) で規定される熱が与えられたとき, 附随して起る運動も (1) と同様な形で表わせると考える。すなわち

$$\begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \\ \phi \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \hat{u}(y, z) \\ \hat{v}(y, z) \\ \hat{w}(y, z) \\ \hat{\phi}(y, z) \end{Bmatrix} e^{ik(x-ct)} \quad (2)$$

ここで u は東西風成分, v は南北風成分, w は上昇速度, ϕ は等圧面高度である。これらの振巾 $\hat{u}$, $\hat{v}$, $\hat{w}$, $\hat{\phi}$ を $\hat{Q}$ や L , C の函数としてきめれば与えられた熱に伴う運動が求まったことになる。それらをきめる線型運動方程式は次の通りである。

$$\Delta \hat{u} + (\sec \theta \frac{\partial U}{\partial y} - \Theta) \hat{v} + \frac{\partial U}{\partial z} \hat{w} + ik \sec \theta \hat{\phi} = 0 \quad (3)$$

$$\Theta \hat{u} + \Delta \hat{v} + \sec \theta \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

$$-\Theta \frac{\partial U}{\partial z} \hat{v} + N^2 \hat{w} + \Delta \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} = \frac{\kappa}{H} \hat{Q} \quad (5)$$

$$ik \sec \theta \hat{u} + \sec^2 \theta \frac{\partial \hat{v} \cos \theta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} (p \hat{w}) = 0 \quad (6)$$

ここで Θ と Δ は次のように定義される量である。

$$\Theta = 2\Omega \sin \theta + \frac{U}{a} \tan \theta \quad (7)$$

$$\Delta = ik(U \sec \theta - c) + \alpha$$

以上の式で U はあらかじめ定めた一般流で (y, z) の函数であり, N^2 は Brunt-Vaisala 週期と呼ばれ, $N^2 = SH$ と表わされる。 S は大気の成層に関係し, その垂直分布は第一図に示されている。 α は運動方程式 (3), (4) では摩擦係数として, 熱力学の式 (5) ではニュートンの冷却係数として用いられている。対流圏擾乱については $\alpha = 5 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ とし, 成層圏波動に対しては $\alpha = 5 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$ ととる。その他の記号は慣例による。

何度も述べたように (5) 式の $\hat{Q}$ は与えられた y と z の函数である。方程式 (3), (4), (5) の中には四つの未知函数 $\hat{u}$, $\hat{v}$, $\hat{\phi}$, $\hat{w}$ が含まれている。今 (3), (4), (5) を用いて $\hat{u}$, $\hat{v}$, $\hat{w}$ を $\hat{\phi}$ と $\hat{Q}$ の函数として書き直すと次のようになる。

$$\hat{u} = -1 \frac{kr \sec \theta}{\Delta} \hat{\phi} + \frac{\sec \theta}{\eta \Theta} (\Delta^2 - \eta) \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial y} + \frac{r}{\Delta N^2} \frac{\partial U}{\partial z} (\Delta \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} - \frac{\kappa}{H} \hat{Q}) \quad (8)$$

$$\hat{v} = \frac{1}{\eta} \left(\sec \theta (ik \Theta \hat{\phi} - \Delta \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial y}) - \frac{\Theta}{N^2} \frac{\partial U}{\partial z} (\Delta \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} - \frac{\kappa}{H} \hat{Q}) \right) \quad (9)$$

$$\hat{w} = \frac{\Theta \sec \theta}{\eta N^2} \frac{\partial U}{\partial z} (ik \Theta \hat{\phi} - \Delta \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial y}) - \frac{\xi}{N^2} (\Delta \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} - \frac{\kappa}{H} \hat{Q}) \quad (10)$$

ここで ξ , η , r は次のように定義する。

$$\xi = 1 + \frac{\Theta^2}{\eta N^2} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2$$

$$\eta = \Delta^2 + \Theta^2 - \Theta \sec \theta \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{\Theta^2}{N^2} \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \quad (11)$$

$$r = \xi + \frac{\textcircled{11}}{\eta} \left(\sec \theta \frac{\partial U}{\partial y} - \textcircled{12} \right)$$

方程式(8), (9), (10)を連続の式(6)に代入すると $\hat{\phi}$ だけの微分方程式がえられる。

$$a_1 \frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial y^2} + a_2 \frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial z^2} + a_3 \frac{\partial^2 \hat{\phi}}{\partial y \partial z} + a_4 \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial y} + a_5 \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial z} + a_6 \hat{\phi} = \hat{F} \quad (12)$$

係数 $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$ は $U, \kappa, c, \alpha, N^2$ などできめられる複雑な複素係数である。 $\hat{F}$ は外力に相当する量で与えられた熱 $\hat{Q}$ によってきまる。

$$\hat{F} = \frac{K}{H \Delta} \left\{ -i \frac{\kappa r \sec \theta}{\Delta N^2} \frac{\partial U}{\partial z} \hat{Q} + \frac{\sec^2 \theta}{N^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\textcircled{11} \cos \theta}{\eta} \frac{\partial U}{\partial z} \hat{Q} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p \xi}{N^2} \hat{Q} \right) \right\}$$

二階微分方程式(12)の性質は係数 a_1, a_2, a_3 により決定される。一般的に云って赤道近くでは双曲型に、約10度以北では楕円型である。一般解としてはロスビー波、重力波、及び kelvin波や mixed Rossby-gravity wave のような混合型の波が含まれている。われわれの問題は熱 $\hat{Q}$ (または $\hat{F}$) を外力として与えたときの微分方程式(12)の特解を求めることである(外力を与えた場合の弦の振動を論ずることと全く同等である)。微分方程式(12)の解析解を求めることは殆んど不可能であるので、差分形に直したのち Lindzen と kuo の方法(1969)によって解く。 $\hat{\phi}$ を(12)から求めれば $\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}$ は(8), (9), (10)によって計算出来、運動の場が判る。

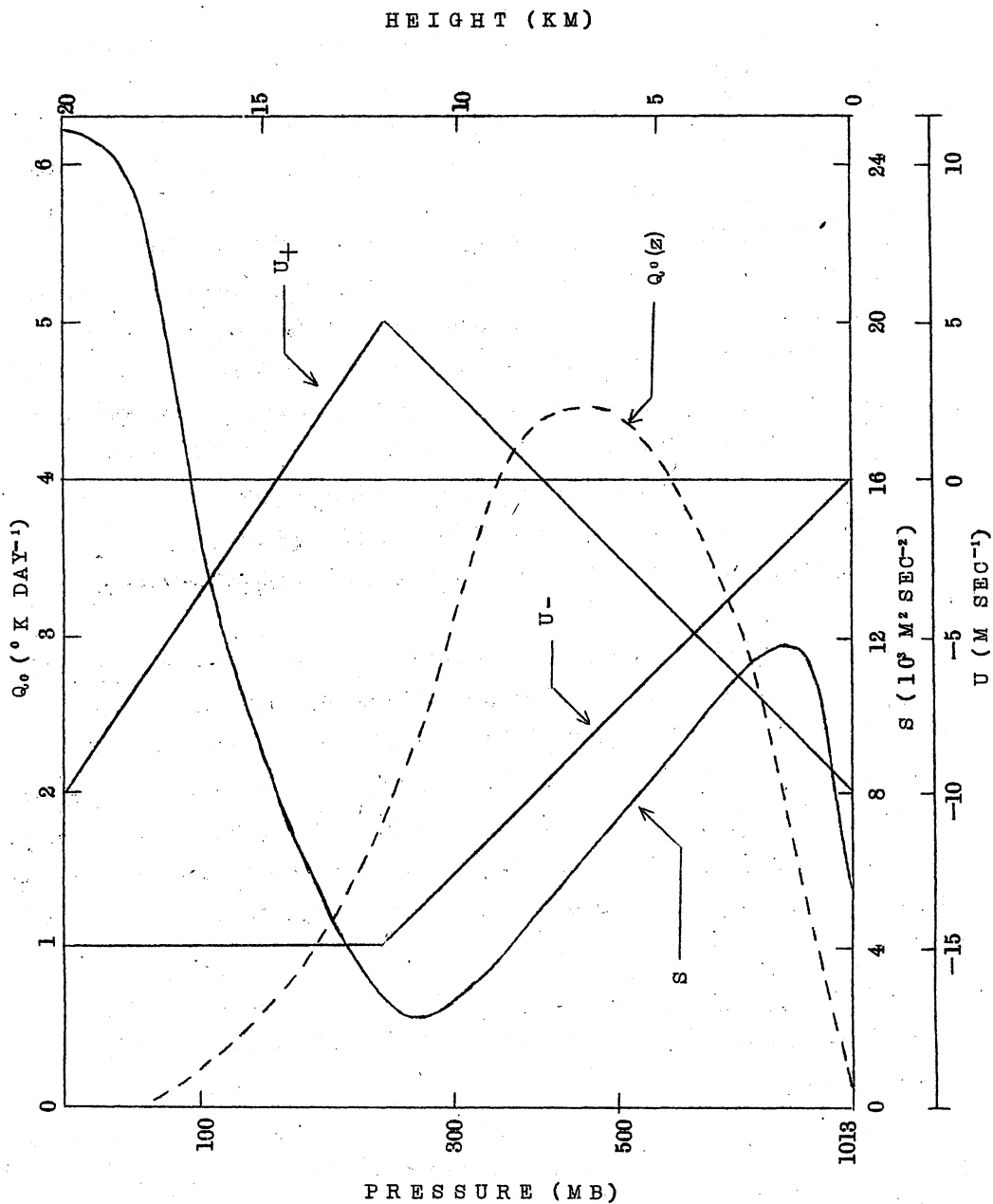
境界条件としては地表で $\hat{w} = 0$ 、高度32kmで輻射条件をおく(松野, JAS, 1970参照)。赤道では $\hat{\phi}$ が対称と考える。北側の境界条件としては、対流圏(成層圏)擾乱に対しては緯度 30° (60°) で $\hat{v} = 0$ とおく。南北の格子間隔は125km (250km) ととる。垂直方向には1km毎に格子をおいて計算する。

さて(1)式のように仮定した凝結熱 $\hat{Q}_0(y, z)$ の形を次のようにおく。

$$\hat{Q}_0(y, z) = Q_0(z) \exp \left\{ - \left(\frac{y - y_0}{b} \right)^2 \right\} \quad (13)$$

すなわち熱の垂直分布は $Q_0(z)$ できまり、南北方向には緯度 y_0 で最大で、 y_0 から離れるに従い指数的に減少するものとする。第1図に $Q_0(z)$ の垂直分布がしめされている。これは最近 Reed と Recker (1971) により求められたもので高度約7kmで最大(1日につき約4.8度の加熱)である。大雑把にみて約1cmの日雨量に相当する。南北方向の分布は b の値できまるが、 $b = 818\text{km}$ ととる(y_0 から緯度 3° 離れた所での値は約半分に減少する)。

第三節においては ITCZ 附近の熱をとり扱うが $y_0 = 8.3^\circ$ ととる。第四節では $y_0 = 20^\circ$ ととってモンスーンの雨による影響を考える。



第 1 図：熱の振巾 $Q_0(Z)$ ($^\circ\text{K day}^{-1}$) と安定度示数 S ($10^3 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-2}$) の垂直分布。第三節の計算に用いた一般流の垂直分布： U_+ は westerly vertical shear の場合， U_- は easterly vertical shear の場合。

3. ITCZ 附近の降水に伴う熱帯擾乱

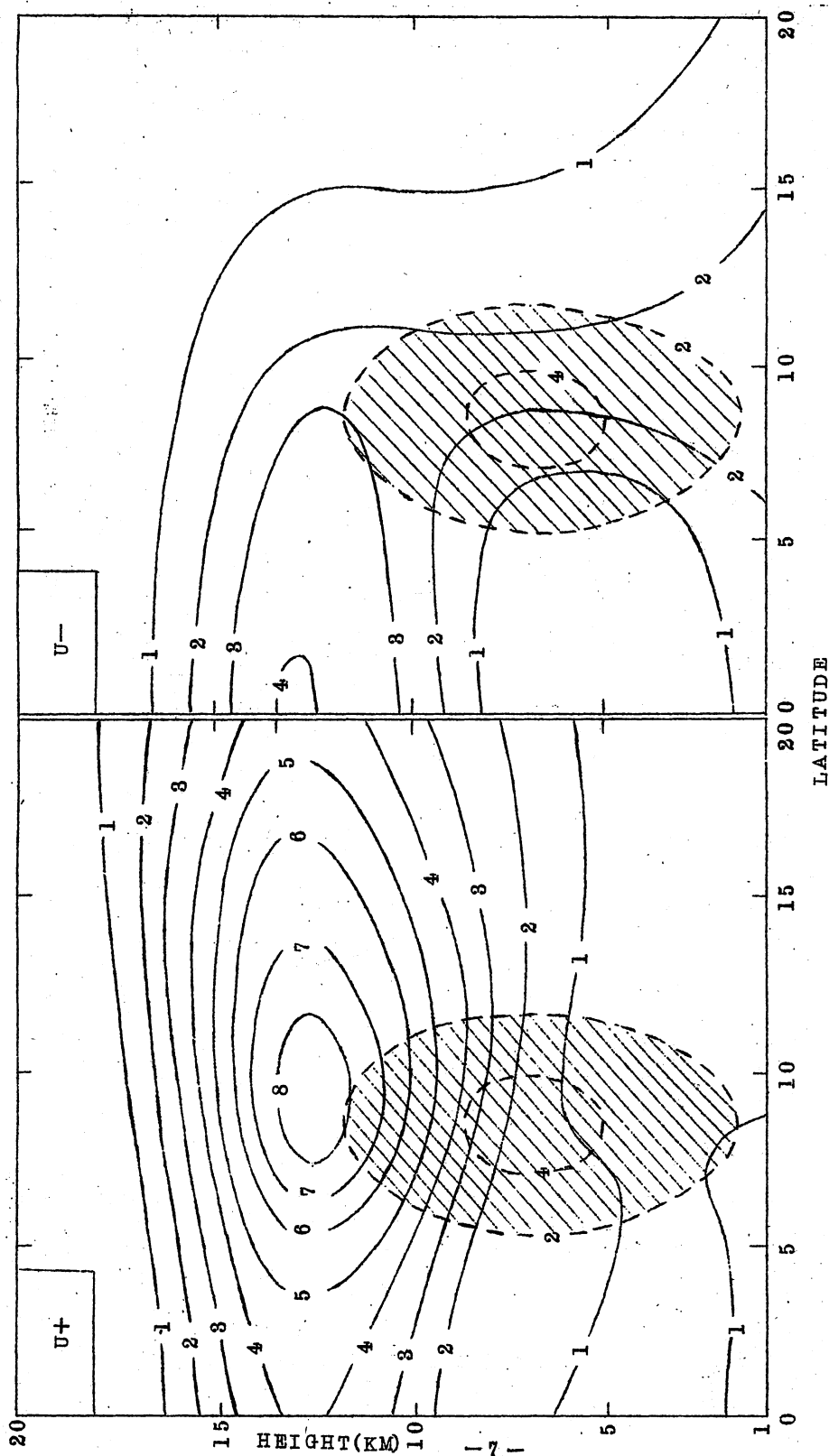
前書きで述べたように北太平洋の ITCZ 附近 ($5^{\circ}-10^{\circ}\text{N}$) には三種類の雲の擾乱が見つかっている (村上, ホー; 1972)。第一の擾乱は $L = 4,000\text{km}$, $C = -11.5\text{m sec}^{-1}$ (週期約 4 日), 第二のものは $L = 7,000\text{km}$, $C = -8\text{m sec}^{-1}$ (約 10 日週期), 第三の雲の擾乱は $L = 7,000\text{km}$, $C = -4\text{m sec}^{-1}$ (約 20 日週期) である。第一の雲の擾乱はいわゆる偏東風波動に伴うものと考えられる。このような波長と週期をもった熱に伴う運動場の性質は Holton (1971) により調べられているので省略する。ここでは主として第三型の週期約 20 日, 波長約 7,000 km で $5^{\circ}-10^{\circ}$ の緯度圏に沿って西進する熱 (降水) 擾乱に伴う運動場について述べることにする。一方, 次節では同じ週期 (20 日) であるが違った波長 (20,000 ~ 40,000 km) をもって東進するモンスーン型の降水擾乱を取り扱う。週期は同じでも降水擾乱の移動方向や波長が違うと対応する運動場がどのように変わってくるかを調べるのが目的である。

本節で取り扱う一般流 U としては第一図に示すように U_+ の場合と U_- の場合に分けて考える。いずれの場合にも一般流は y 方向 (緯度) には一定で, 高さだけの函数とする。 U_+ の場合には地表で 10m sec^{-1} の東風が吹いており上層ほど東風が弱くなり, 18 km では 5m sec^{-1} の西風となる。このような一般流の垂直分布は貿易風帯にみられる。 U_- の場合には地表で零で上層ほど東風が強くなっている。夏期の西南太平洋や東南アジアでみられる特徴である。

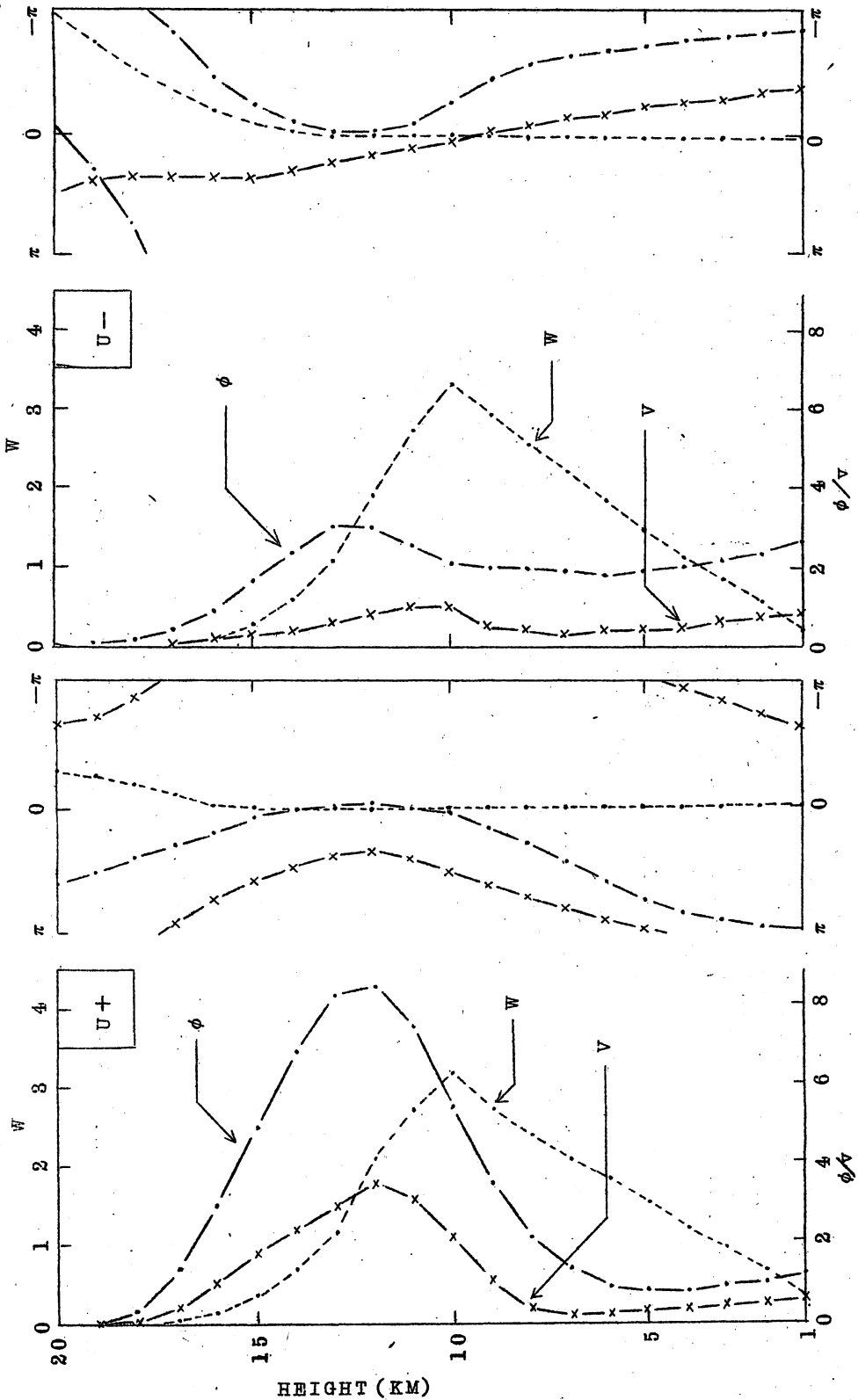
ITCZ (8.3°N) 附近に 20 日週期, $L = 7,000\text{km}$, $C = 4\text{m sec}^{-1}$ で西進する熱擾乱を与えてまず (2) 式を解く。第 2 図は計算された波動の等圧面高度をしめす。与えた熱の分布との関係を見ていただきたい。 U_+ の場合 (貿易風域) には (1) 気圧擾乱は 18 km 付近で最大であり, その中心は熱の中心よりやや (~ 1 度) 北側に現れる, (2) 2 km から 5 km までの対流圏中部では与えられた熱は大きな値をとるが, 波動の気圧場はきわめて弱い, (3) 1 km 以下の下層では気圧擾乱はやや強いが, 振幅は 1 m 程度に過ぎないのでラジオゾンデの観測で気圧擾乱を確認することは困難であろう, (4) 17 km 以上では気圧擾乱はきわめて小さく, 成層圏には波動擾乱が起っていない。

一方, U_- の場合 (夏期の西南太平洋, 東南アジア域) には等圧面高度の擾乱は与えられた熱の近傍ではなく, 赤道上の 18 km 付近で最も顕著である。この場合にも気圧擾乱は 17 km 以上の成層圏には達しない。

次に 20 日週期の熱 ($L = 7,000\text{km}$, $C = -4\text{m sec}^{-1}$) により強制された運動の垂直構造をもっと詳しく調べよう。第 3 図に緯度 8.3° (最大加熱の緯度) における $\hat{\phi}$, $\hat{v}$, $\hat{w}$ の振幅と位相の高度分布をしめす。すぐ気が付くことは U_+ の場合にも U_- の場合にも $\hat{w}$ の振幅は 10 km で最大になり, 位相はすべての高度で零になっていることである。位相が零であるということは加熱の中心と上層気流の中心が一致することを表わす。また第一図の $Q_0(z)$ と $\hat{w}$ の振幅を比較すると両者がよく比例していることが判る。このことは凝結による加熱があると上層気流によ



第2図：計算した ϕ —振巾 (m , 実線) と熱 ($^{\circ}K \text{ day}^{-1}$, 点線) の緯度—高度分布。左側は $U+$ の場合, 右側は $U-$ の場合。用いたパラメータ—は $L = 7,000 \text{ km}$, $C = -4.0 \text{ m sec}^{-1}$ (西進)。〔第2図から第6図まではこれらのパラメーターを用いた計算結果〕



第3図: $\hat{\phi}$ (m, 実線), $\hat{W}$ (m sec⁻¹, 鎖線), $\hat{V}$ (m sec⁻¹, 点線) の緯度 8.8° における高度分布図。U+ の場合 (左) と U- の場合 (右)。

る断熱冷却が起って、両者がバランスすることを表わす。言い換えれば熱力学の式において温度の局所変化や水平移流項がきわめて小さいことになる。第2図において述べたように熱に伴う等圧面高度擾乱はきわめて小さく(せいぜい8 m以下)、したがって対応する温度擾乱も小さいのである(1°C 以下)。熱帯擾乱の気圧場や温度場がゾンデ観測で検出できないくらい小さいことはよく知られている。これはコリオリス因子が小さいためである(詳しい議論は省略する)。

一方後述するように風の場合は強く、中緯度擾乱に伴うそれと大差ない。

さて、 $\hat{w}$ の位相がほぼ垂直で、振巾が10 kmで最大であるから、垂直発散($\partial \hat{w} / \partial z$)は10 kmで符号が変わる。すなわち10 kmで非発散で、上層には垂直収斂(水平発散)、下層には垂直発散(水平収斂)がある。上層の垂直収斂は高度18 km附近で最大となる。何故ならばその附近で $\partial w / \partial z$ が最大であるからである。したがって第2図に示したように気圧擾乱が18 km附近で最も顕著であるのは当然である。同様に $\hat{v}$ も18 km附近で最大となる(第3図)。

第3図の U_+ の場合には次の事柄が特徴的である。

- (イ) 高度1-5 kmの下部対流圏では等圧面高度の最大値は最大加熱(上昇気流最強)の位置から約 180° 西に現れる。言い換えれば最大加熱域では等圧面高度が最も低い(トラフ)。一方高度10-15 kmの対流圏上部では最大加熱域で等圧面高度が高い(ウェッジ)。これは先に述べた垂直収斂(水平発散)のためである。以上のことを言い換えると最大加熱域(降水の最も多い域)の上層には強い気圧の山が現れ、その真下には弱いトラフが存在する。
- (ロ) 対流圏上層(下層)では上昇気流域とウェッジ(トラフ)がほぼ一致している。このことはエネルギーが上方(下方)へ輸送されていることをしめす。(φはポテンシャルエネルギーを表わす)。
- (ハ) 等圧面高度の軸は対流圏下層では高さとともに東に傾く。貿易風域における多くの実測は擾乱の軸が東に傾くことを確認している。
- (ニ) 非発散高度(10 km)附近では等圧面高度の振巾が急激に高さとともに増大している。ただしその位相はほとんど変わらない。振巾の増大は温度が高いこと(warm core)を意味する(静力学の関係)。したがって10 km附近では上層気流域は温度が高いことになる。すなわちポテンシャルエネルギーから運動エネルギーへの転換は非発散高度で最も顕著であることが言える。このように運動エネルギーの生成は10 km附近で最大であるが、擾乱自身は18 kmで最も強いからエネルギーは10 km附近から上向きに運ばれていなければならないのである(前述(2)参照)。
- (ホ) 擾乱の振巾($\hat{\phi}$ および $\hat{v}$)は18 km以上ではほぼ零に収斂する。すなわち $L = 7,000 \text{ km}$, $C = -4 \text{ m sec}^{-1}$ をもち、20日週期で変動するITCZ近傍の熱(凝結)擾乱の影響は熱帯成層圏まで達しない。

以上の特徴は第3図右側の U_- の場合についても同様にみとめられる。主な違いは U_- の場合には擾乱の軸が下部対流圏で高さとともに西に傾くことである。ReedとReckir(1971)

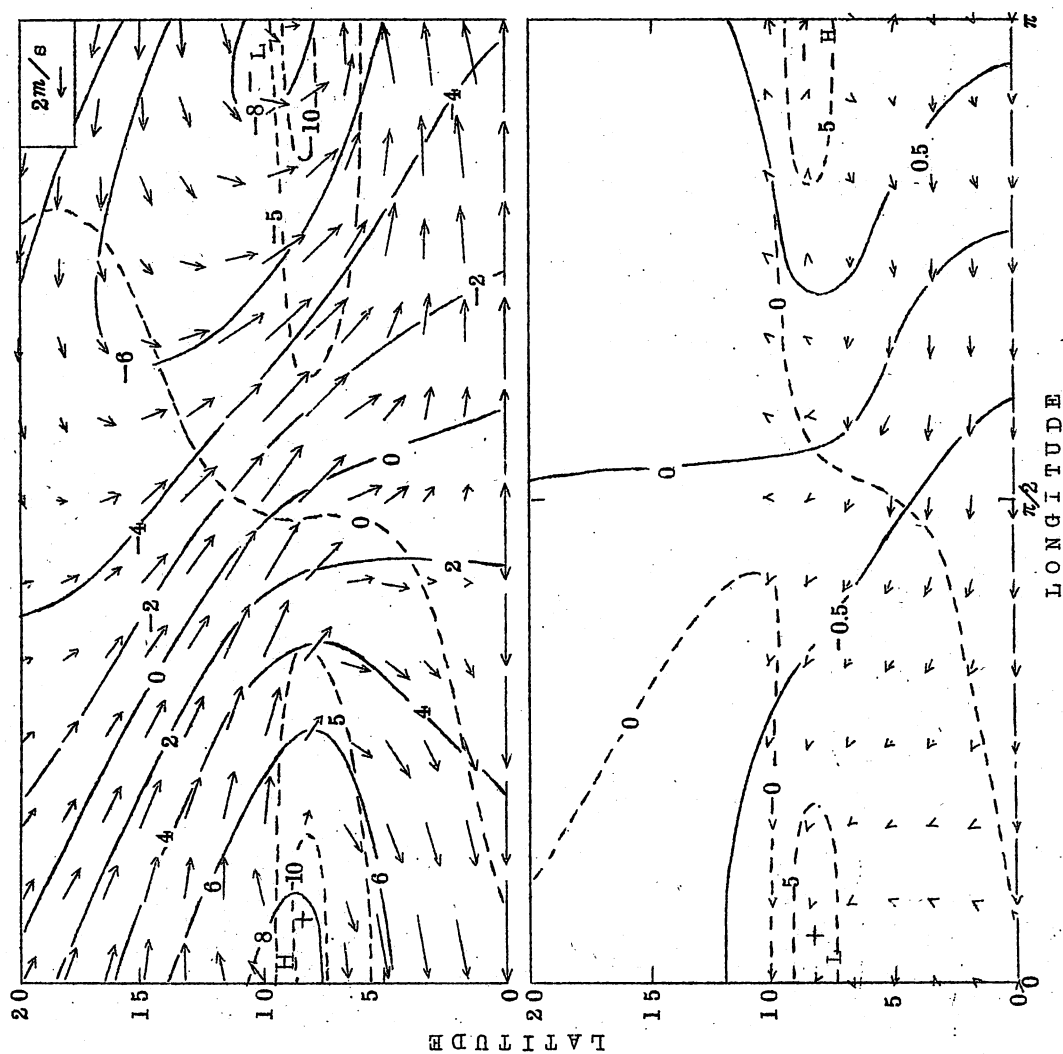
は西南太平洋域の熱帯擾乱の軸が西に傾くことを指摘している。

風、気圧、上昇気流の水平分布が第4、5図に示されている。第4図は U_+ の場合で高度18 km (上)、および高度2 km (下) の状況をしめす。横軸は経度で半波長にわたり、縦軸は緯度で赤道から20度までである。高度2 kmでは10度以北の気圧場や風はプロットできないくらい小さい。10度以南では等圧面高度場はきわめて弱い(振巾0.5 mていど)風はかなり強く($1 \sim 2 \text{ m sec}^{-1}$)非地衡風の吹いている。高度18 kmでは上昇(下降)気流の中心で等圧面高度が高く(低く)、熱を与えた緯度8.3°附近ではきわめて強い風が吹いている(8 m sec^{-1})風は殆んど地衡風の等圧面高度に沿って吹き、ロスビー波の様相をていしている。

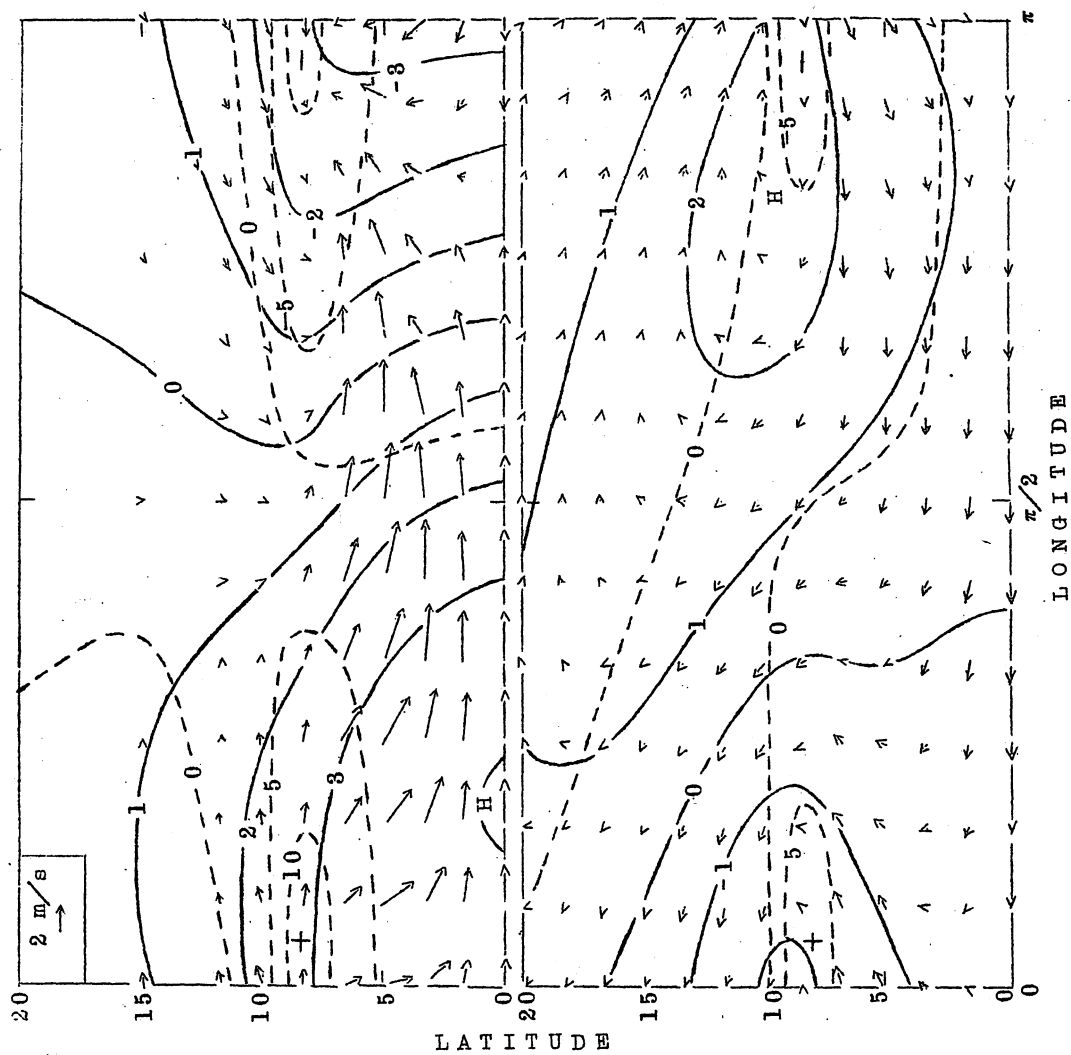
第3図の所で述べたように高度18 km附近では上昇気流域で水平発散が存在する。第4図(上)にしめすように上昇域(水平発散域)はウェッジの中心とほぼ一致している。これは擾乱の移動速度がきわめて遅い(-4 m sec^{-1})からである。4日週期の擾乱($L = 4,000 \text{ km}$, $C = -11.5 \text{ m sec}^{-1}$)ではウェッジは上昇域の約700 km東に位置する(Holton, 1971, 第4図参照)。擾乱が早く西向きに移動するためには水平発散の中心はウェッジの中心よりも遙か西に位置しなければならないためである。このように上昇域(雲域)とウェッジの相対位置は擾乱の週期(移動速度)に大きく左右されるので、熱帯天気図の解析上留意しなければならない点の一つである。

次に U_- の場合の風と気圧場及び上昇気流の相対的水平分布をみてみよう。高度18 km (第5図上)では擾乱は緯度10°以南に強く現れるが、北側では殆んど擾乱がみられない。すなわち熱によって強制される運動は加熱中心(緯度8.3°)に対し非対称で南側でのみ卓越する。また風と気圧場との関係は全く非地衡風である。高気圧域内に強い低気圧性の風(正渦度)が吹いている。一般的に云って等圧面高度 ϕ の大きい所で北寄りの風、小さい所で南よりの風が吹いている。すなわち ϕ と v は負相関である。第6図に $\overline{\phi v}$ (バーは帯状平均)の緯度—高度分布がしめしてある。 U_- の場合には高度18 km, 緯度4°附近で $\overline{\phi v}$ の負の値が大きい。 $\overline{\phi v}$ が負であることはエネルギーが赤道へ向って流れていることをしめす。($\overline{\phi v}$ は地衡風ならば零となるので非地衡風による。) 何回も述べたように運動エネルギーの生成(暖気の上昇, 冷気の下降)は熱の中心附近(緯度8.3°)の非発散高度(10 km)で最大であるが、生成されたエネルギーは上向きに輸送され、18 kmの高度で赤道に向けて輸送されるのである。赤道向きのエネルギー輸送は赤道附近の強い風(第5図上)を維持するのに必要なのである。一方 U_+ の場合の $\overline{\phi v}$ は第6図左に示したように北向きのエネルギー輸送が大きい。このことは U_+ の場合の擾乱が加熱の緯度よりも北側で卓越することから理解される(第2図左, 第4図上)。一般的に云って非地衡風成分は週期が長いほど卓越する。4日週期の擾乱の場合には熱に伴う運動はほぼ地衡風の誘発される運動は与えられた熱の近傍でのみ卓越し、したがって $\overline{\phi v}$ はあまり大きくない(Holton, 1971, 第5, 6, 8図参照)。

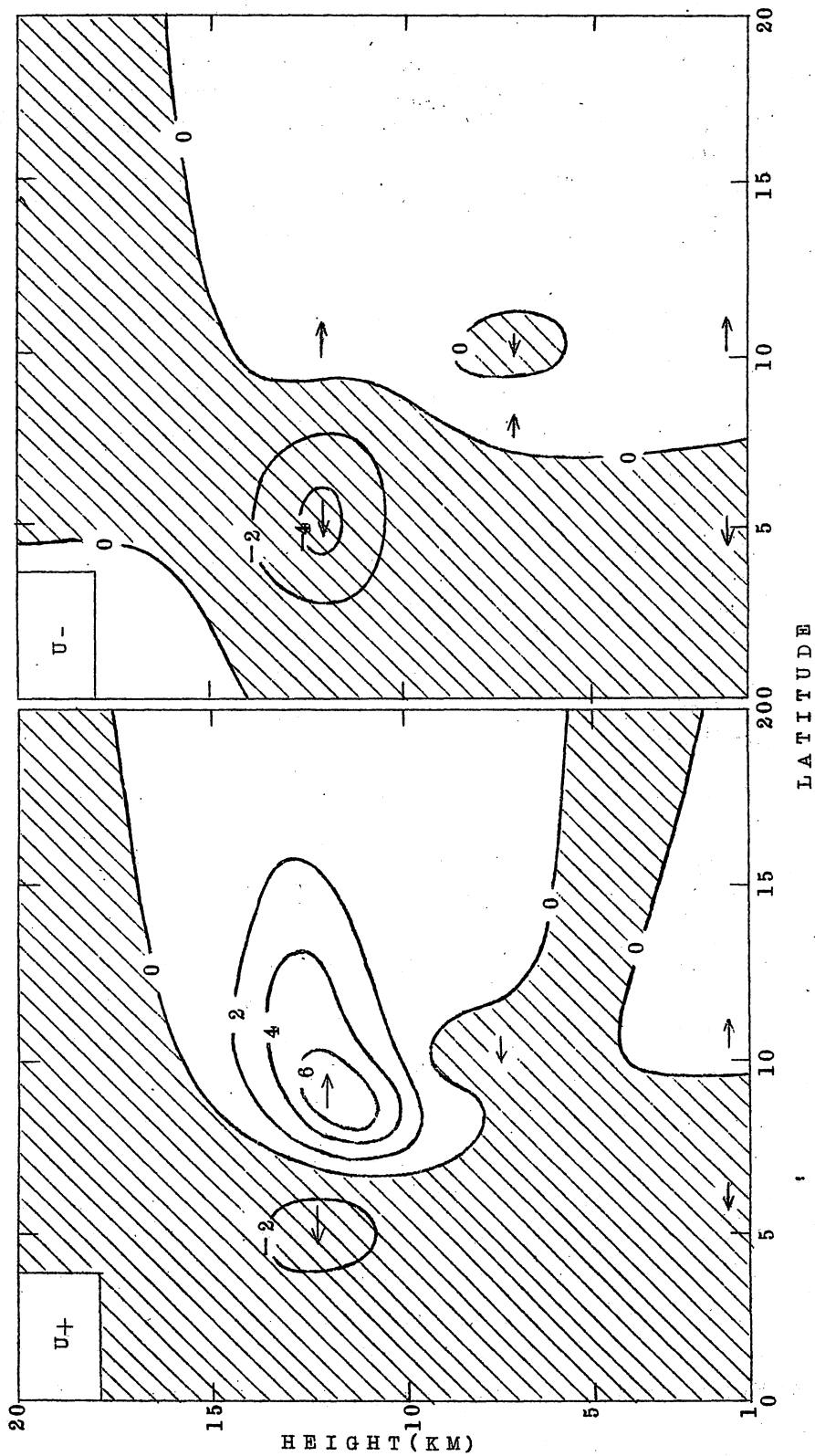
上述のように熱(凝結)に伴う運動の様相はその週期や一般流の垂直シャーに大きく左右され



第4図： U_+ の場合の風（矢印），等圧面高度（実線），上昇気流（点線）の緯度—経度分布図。上図は高度13 km，下図は2 km における分布図。



第 5 図： U^- の場合の水平分布図。



第 6 図: U_+ (左) と U_- (右) の場合の子午面方向のエネルギー輸送 $\overline{v\phi}$ (バーは 1 波長についての平均) の緯度-高度分布図。単位は $10 m^3 sec^{-3}$ 。

る。特に20日週期でU₋の場合には、擾乱は熱の近傍ではなく遠方(赤道)で最大となる。人工衛星による雲(凝結)の分布を赤道天気図解析に利用する際に以上に述べた事項は充分に留意されなければならない。

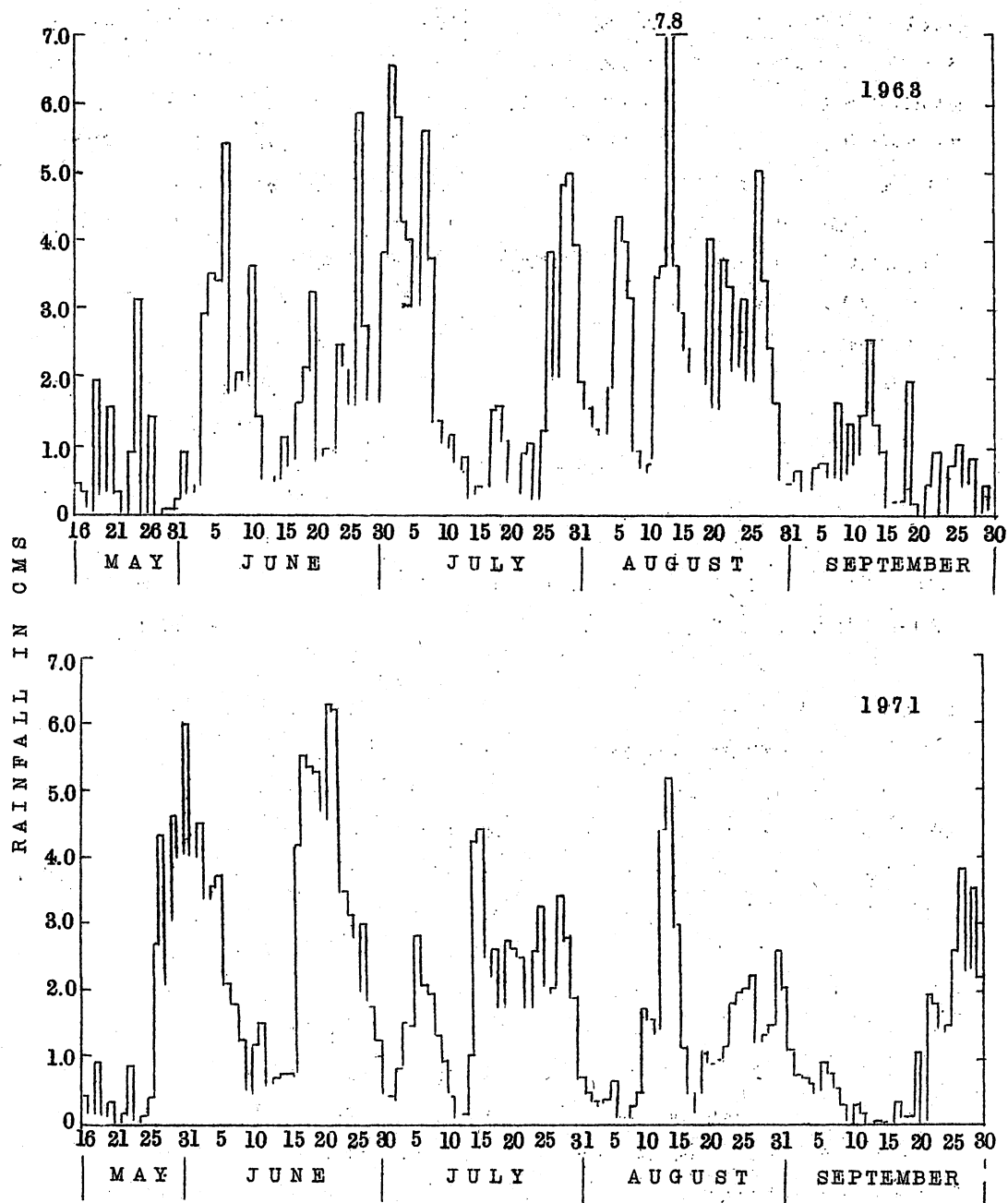
さて、話をもう一度第5図に戻そう。高度18km(第5図上)では、赤道で強い帯状風が吹いている。気圧の高い所では西風、低い所では東風になっている。このことはU₋の場合の20日擾乱が重力波的な様相をおびていることをしめす。後に述べるようにこのような風と気圧場の関係はkelvin波(内部重力波)のそれときわめて似ている。しかしながら今考えている20日週期の擾乱はkelvin波とは違う。というのは(イ)進行方向が西向きである(kelvin波は東向き)、(ロ)波長は7,000kmである(kelvin波は20,000ないし40,000km)、(ハ)擾乱の振幅は高度18kmで最大である(kelvin波は18kmおよび25km附近の成層圏で卓越する)。次節ではモンスーン型の降雨がkelvin波を誘起しうることをしめそう。

4. モンスーン型降水に伴う熱帯擾乱

前節でとり扱った20日週期のITCZ近傍の熱擾乱($L = 7,000\text{ km}$, $C = -4\text{ m sec}^{-1}$)は熱帯対流圏でのみ運動を誘発し、成層圏にまでエネルギーが伝わらない。したがって成層圏では運動が起らない。本節で取り扱う熱擾乱の週期はやはり20日であるが、波長が40,000kmまたは20,000km、進行方向は東向きで 29 m sec^{-1} または 14.5 m sec^{-1} である。波長が長くと一般にエネルギーの垂直伝播が盛んになり、成層圏でも運動が起りうる。

第7図はインド西海岸における1968年と1971年のモンスーン期(5月15日-9月30日)の日雨量の変化図である。日雨量の変化はもちろん単純な週期変動ではないが、大雑把にみて長週期(10-20日)の変動をしめしている。変動の振幅は2cm以上である。したがってこの種の雨の変動に伴う非断熱効果の振幅 $Q_0(z)$ は第1図にしめたものより2倍ぐらい大きく、7km附近では 8.5°C/day にも達するはずである。このような雨の長週期変動はベンガル湾の北で発生するMonsoon Depressionに関係している。Monsoon Depressionは10-20日ぐらいの間隔で発生した後、西ないし西北西に向って移動しインド大陸の 20°N 附近に多量の雨をもたらす。Monsoon Depressionの経路はきわめて一定しているので雨の多い地域もかなり限られている。余談であるがMonsoon Depressionは1-2kmでもっとも強く(風速 20 m sec^{-1} ぐらい)、上層では急速に弱まり、強い雨を伴う。台風と似ているが地表気圧は台風のように深くなく、せいぜい10mbのオーダである。台風と同様に水蒸気はその発生に重要であるようだが、地表からの顕熱輸送は重要でない(地表気圧があまり低くない)。また、台風と違い陸上でもあまり衰弱せず数日間ゆっくり大陸を横切って西進する。Monsoon Depressionの発生、発達、移動の機構はまだよく判っていない。

話を元に戻してモンスーン期における雨の変動についてももう少し言及しよう。緯度 20° 附近はモンスーン域を除いては乾燥地帯である。このような雨の経度分布のフーリエ解析を行えば当然



第 7 図：モンスーン期（5月15日－9月30日）におけるインド西海岸における
日雨量（cm）変化図。Monsoon Rainfall Summary (India,
Meteorological Department)より抜粋。

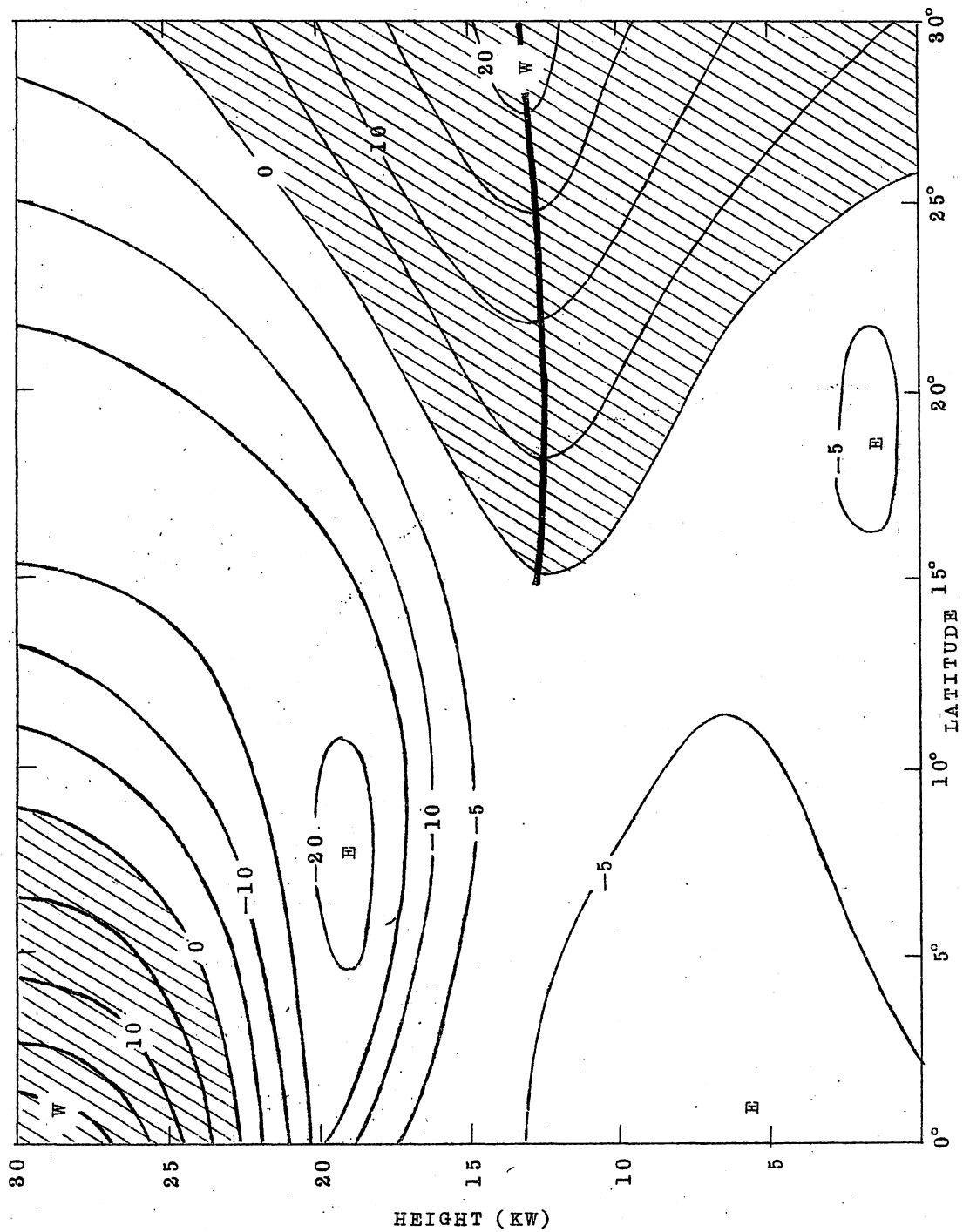
波数1 (波長約 40,000 km) や2 (波長約 20,000 km) の成分が大きいはずである。一方モンスーンに伴う雨は停滞性であると考えられる (詳細にみれば Monsoon Depression の移動に伴い雨域は西に移動しているのであるが、波数1や2のような大規模の見地に立てばモンスーン域全体として雨量が局地的に変動しているにすぎない)。よくご存知のように停滞波は東向きの波と西向きの波が重なっているものと考えられる。以上の議論を総合するとモンスーンによる雨は週期約 20 日、波長 40,000 km ないし 20,000 km で、東進または西進している熱擾乱に関係していると言えるであろう。こゝでは西進成分を考えず東進成分だけについて論ずることにする。取り扱う熱擾乱の特徴を要約すると：週期 20 日、波長 40,000 km (20,000 km)、東向きの移動速度は $29.0 (14.5) \text{ m sec}^{-1}$ である。熱の中心は緯度 20° におく。

まず波長 40,000 km の場合について述べよう。用いた一般流 U の分布を第8図に示す。これは Kousky と Wallace が太平洋の赤道上で Kelvin 波を見付けた期間のものである。特徴は赤道上空の 20 km 附近に強い東風域 ($< -15 \text{ m sec}^{-1}$)、80 km 近傍に強い西風域 ($> 20 \text{ m sec}^{-1}$) が存在する。ご存知のようにこれらの西風、東風域はいわゆる 26 ヶ月週期変動に伴いゆっくり下降するので約 1 年後には西風域は 20 km 附近まで下降し、80 km 附近には東風域が現れる。Kelvin 波は一般流が第8図に示したような分布の時にのみ発生する。

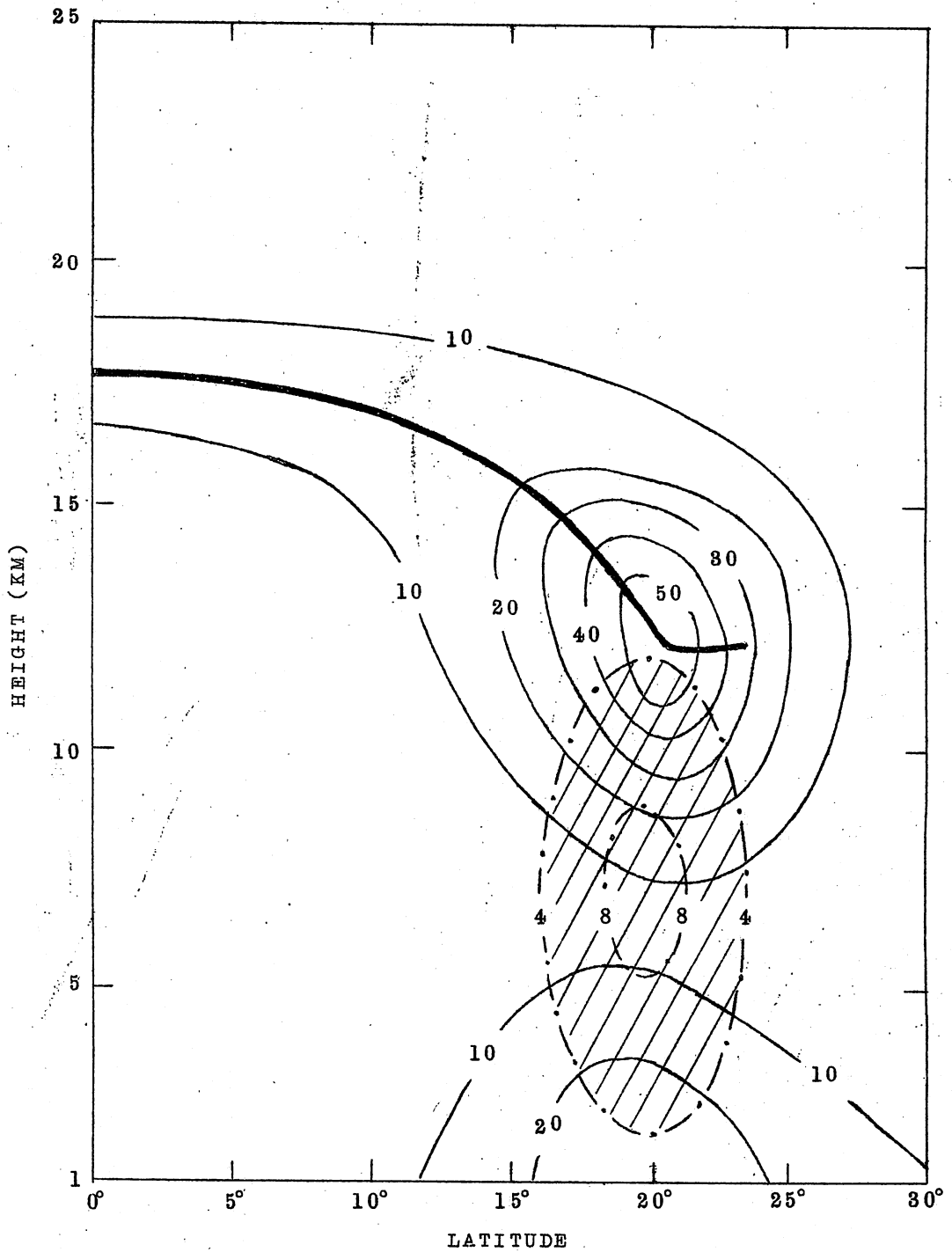
(20 km で西風、80 km で東風のときは Mixed Rossby-gravity 波が発生するのであるが、これについてはふれないことにする。) 第8図にみられるもう一つの特徴は高度 15 km 附近に東風の弱い域が赤道から北に向って延びており、ついには亜熱帯偏西風帯に連なっていることである。熱帯下部対流圏には貿易風が吹いており 5 m sec^{-1} 以上の東風が存在する。

第9図は与えた熱と (12) 式から計算された ϕ の振巾の緯度—高度分布を示す。与えた熱の近傍には強い ϕ の擾乱が現れる。振巾は 18 km 附近で大きく、また下部対流圏 (1—5 km) でもやゝ大きい。気圧場と風や上昇気流の相互関係を調べると熱近傍の運動は強制ロスビー波の様相をもつことが判る。振巾の大きい所が帯状に赤道まで延びており、その高度は赤道に近づくにつれて高くなっている。赤道の真上では ϕ の振巾は 18 km 附近で最大である。面白いことは ϕ —振巾の大きい帯は第8図に示した弱い偏東風の帯とは平行していることである。このことは偏東風の弱い所を通してエネルギーが赤道に向って流れていることを暗示する。

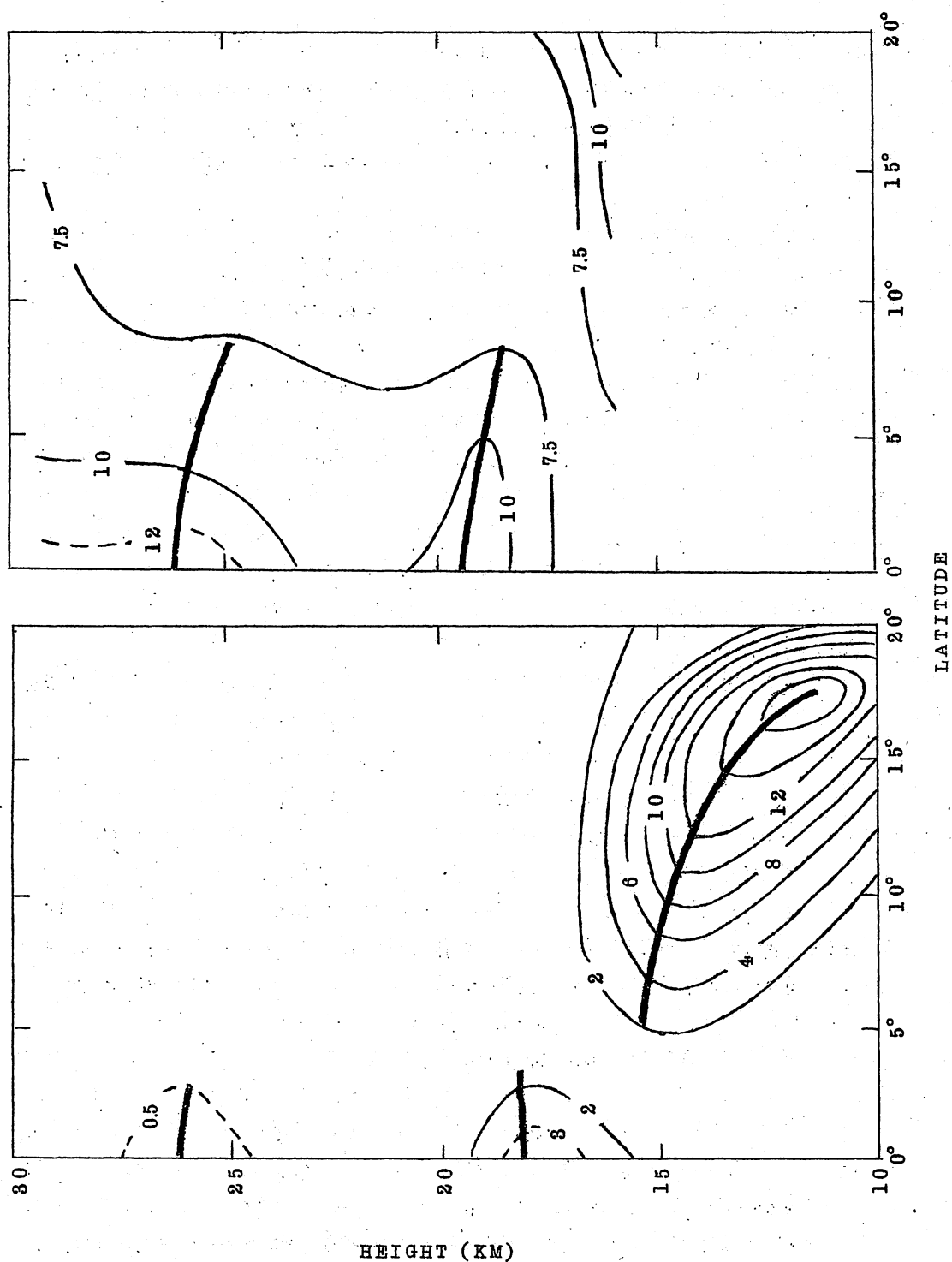
第10図は (8) 式により計算された東西風成分の振巾 (左) と Kousky—Wallace (1971) により実測された u —振巾 (右) の緯度—高度分布を示す。後に述べるように Kelvin 波は、 u —成分だけをもち v —成分は零 (またはきわめて小さい) である。計算した u —振巾は赤道上で 18 km と 26 km 附近で大きくなっている。実測でも対応する u —振巾の二つの山が表われている。また計算した u —振巾は 15° — 20° N の 18 km 附近できわめて大きな値をもつ。この大きな値は熱の近傍で励起されたロスビー波による。実測の u —振巾も 15° — 20° N 附近で大きい (16 km 以下の観測値はない)。すなわち二種類の波動擾乱が第10図に含まれているわけである。一つは 15° — 20° N 附近の高度 18—15 km に卓越するロスビー波であり、他の一つは赤道近くの



第8図 第四節の計算に用いた一般流の緯度-高度分布図。KouskyとWallace(1971)の論文より引用。



第9図 計算した ϕ -振巾 (m , 実線) と熱 ($^{\circ}\text{K day}^{-1}$, 点線) の緯度-高度分布図。
 用いたパラメータは $L = 40,000 \text{ km}$, $C = 29.0 \text{ m sec}^{-1}$ (東進)。〔第10, 11
 図も同じパラメータを用いてえられた計算結果である〕



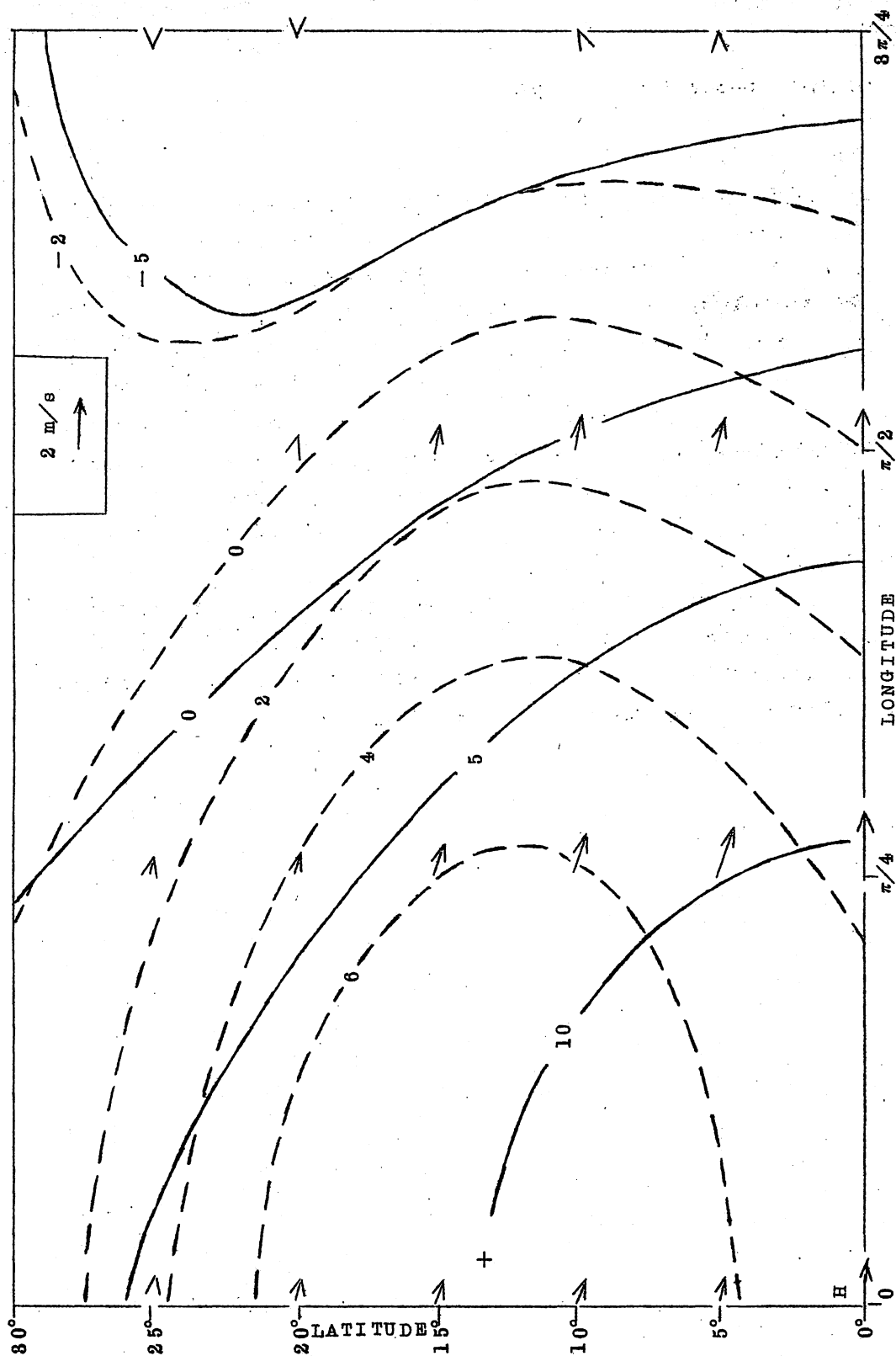
第10図 計算したu-振巾(左)と, Kousky-Wallaceが1963年夏に実測したu-振巾(右)の緯度-高度分布図。

成層圏内(18km および 26km)のみで卓越する Kelvin 波である。赤道成層圏に現れる Kelvin 波は亜熱帯上部対流圏に存在するロスビー波からエネルギーをもらって維持されているのであろう。〔亜熱帯上部対流圏のロスビー波はもちろん凝結熱(モンスーン性降雨)により励起されている。〕このことは実際に子午線方向のエネルギーの流れ $\overline{v\phi}$ を計算してみるとよく判る。

第11図は高度18kmにおいて計算した風、気圧場、上昇気流の緯度—経度分布図である。等圧面高度 ϕ は赤道で最も大きく、高圧域では西風、低圧域では東風が吹いている。また高圧(低圧)域では大雑把に言って上昇(下降)気流が存在する。したがって垂直方向のエネルギー輸送($\overline{w\phi}$)と運動量輸送($\overline{uw}$)はともに上向きであることになる。また高圧域では弱い北寄りの風、低圧域では弱い南寄りの風が吹いているから、子午線方向のエネルギー輸送($\overline{v\phi}$)は南向きであることが判る。南北風成分 v は赤道上では零、その他の緯度でも u に比しきわめて小さい。最初に仮定したように第11図に示めた波動擾乱の週期は20日で、波長40,000km、移動速度 29 m sec^{-1} で東進しているのである。とにかく第11図に示めす成層圏擾乱の特徴は松野(1966)や Lindzen(1970)が論じた Kelvin 波のそれに非常に似ている。もっとも純粹の Kelvin 波では高(低)圧域と西(東)風、上昇(下降)域は完全に一致しているのであるが、こゝで計算された擾乱では相互にいく違いがある。特に上昇気流は赤道で最大ではなく、第11図に示めすように約 14°N で最大である。

今までの計算結果は $L=40,000\text{ km}$ についてのものであるが、次に $L=20,000\text{ km}$ の場合について述べよう。Kousky と Wallace(1971)によると赤道上に現れる Kelvin 波のうち高度18km 附近のものには波長40,000km と波長20,000km の波が含まれているが、高度26km のものは波長40,000km だけに関係している。われわれのモデル計算では $L=20,000\text{ km}$ の波の u -振巾は18km 附近で約 3.5 m sec^{-1} で、上層ほど急速に減少し25km 以上では殆んど零である(エネルギーの垂直伝播は40,000km の波よりも小さいことになる)。したがって第10図左に示めた $L=40,000\text{ km}$ の波の貢献と、今述べた $L=20,000\text{ km}$ の貢献を加え合えると、高度18km 附近の u -振巾の計算値は約 7 m sec^{-1} に達する。この値は対応する実測値約 11 m sec^{-1} (第10図右参照)にかなり近い。反面、高度26km 附近の u -振巾の計算値の合計は 1 m sec^{-1} 以下に過ぎず、対応する実測値よりも一桁小さい。

上述のようにわれわれのモデルは赤道上18km 附近に存在する Kelvin 波は比較的よく表現しているが、25km に存在している Kelvin 波は十分に再現しえない。Holton(1972, JAS)は緯度 6° に熱を与えると25km 附近の Kelvin 波を量的にもよく説明出来ることを示めた(ただし18km 附近には u -振巾の最大値は現れない)。ITCZ域内に 2 cm/day ぐらいの大きな振巾をもち、波長20,000—40,000km、週期20日の降水擾乱が実際に観測されているのかどうか筆者は知らないが、もし存在するとすれば赤道上25km 附近に現れる Kelvin 波はこのような雨によって励起されたものであることになる。一方18km 附近の Kelvin 波に



第 11 図 高度 18km における風 (矢印), 等圧面高度 (実線), 上昇気流 (点線) の水平分布図。計算結果は $8/4$ 波長についてだけしめされている。

対してはモンスーン域の降水による貢献が大きい。

5. 結 び

筆者の最近の仕事の一端を紹介したわけであるが、読みかえしてみると厳密さにかけるところ
がかなり目につく。詳しくはJAS (Journal of the Atmospheric Sciences)
の1972年7月号と9月号に掲載されている筆者の論文を参照していただきたい。

筆者が熱帯気象を始めたのはハワイに奉職してからのことで、まだ2, 3年のことである。こ
の方面ではまだ素人の域を脱していない。日本における大規模熱帯擾乱の研究は松野(1966)
の理論的研究に始まり、これと前後して柳井その他の人々による活発な解析的研究が開始された。
これらの研究は世界に先駆けて行われたもので高く評価されなければならない。これら先駆者達
の膨大な研究成果を消化するのにかなりの時間を要した。筆者はかねがね日本の梅雨や東南アジ
アのモンスーンに興味をもっていた。モンスーンの変動と他の地域の大規模熱帯擾乱の間に何か
関係がないだろうかという疑問が生じた。この疑問に答えようとして最初に始めた仕事をこゝに
紹介したわけである。現在は二、三の学生とともにモンスーンの雨の解析, Monsoon
Depression の解析などを行っている。これと並行して理論的研究も行っている。基礎方程
式を時間積分することにより、モンスーン性降水により遊離されたエネルギーが時間とともにど
のような過程を経て赤道成層圏にまで運ばれていくのかをしらべようとしている。既に老境に入
った筆者であるが、年を忘れて仕事をしている時が一番楽しい。

対流圏循環とジェット気流(そのI)

E. REITER

グローバルな風系

対流圏大循環の物理的原因

運動方程式

$$\mathbf{V} = -\alpha \nabla p - 2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} - \nabla \phi + 2 \mathbf{F} \quad (1)$$

から明らかなように、外部エネルギーが持続的に供給されて必要な気圧傾度が維持されさえすれば、定常な大規模風系が維持される。よく知られているように、エネルギー源は太陽放射であって地面に吸収される部分以外は赤道と極の気温傾度——したがって気圧傾度——をつくるのに使われる。

もしかりに赤道と極の間の大気に温度傾度——したがって気圧傾度——だけしか作用しないものと仮定すると、赤道で上昇して温暖高気圧の上空を北上し極で下降して下層を赤道へ南下するという単一循環——すなわちハドレー循環——が現われる。この単一循環が定常であるとする、気圧傾度力とまさつ力が釣り合っていることになる。しかし実際はコリオリの力が作用しているので、大気中ではこのような循環は存在しない。対流圏循環の顕著な特徴を示すとつぎのとおりである。

(1) ハドレー循環は赤道から極まで広がっていないで、低緯度と亜熱帯地方に限られている(第1図参照)。

(2) 間接循環細胞(暖気の下降、寒気の上昇)が中緯度に生じ、対流圏の三細胞循環が現われる。

(3) 水平方向の気温傾度が、せまい“前線帯”に集中する。上部対流圏の風はだいたい地衡風であるから、定常状態ではつぎの式が成立する。

$$0 = -\alpha \nabla p - 2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V} \quad (2)$$

したがって上部対流圏の風はせまい強風帯、すなわち“ジェット気流”に集中する。このような大気循環の特徴を支配する法則を研究するためには、現実の地球大気は複雑すぎて、よい実験室ではない。たとえば：(a) 地衡風速を支配するコリオリの力は緯度の関数である；(b) 大陸と海洋の熱容量が異なることおよび降水過程で潜熱の放出があることと理由によって、冷源と熱源は地球上に一様には分布していない；(c) 地形の影響があって大気の流れはかなり乱される；(d) 南北両半球および季節による差異を考慮しなければならない；(e) オゾン圏および電離圏

は対流圏の運動に重大な影響を与える。

これらの理由のほかに、実際の大気循環は一つの大きい欠陥を持っている。すなわち大気は繰り返しのきかない実験室である。大気運動の平均状態は無数の気象現象 — その一つ一つは完全に異なる — から成り立っている。したがって気象学者は実験を制御し変えることをしないで、多数の気象現象の統計的処理に頼らざるを得ない。

この失望的な困難を克服する方法の一つは“地球物理学的モデル実験”である。他の一つは電子計算機を使った“理論的モデル”である (e.g. Riehl and Fultz, 1957, 1958; Fultz, 1960; Adem, 1962; Smagorinsky, 1963)。大気は第一近似として非圧縮性流体すなわち水として扱うことができる。このような単純化をすると、温位のかわりに気温を使って差支えない。緯度の関数であるコリオリのパラメータが大気循環に重要な役割りを果たすかどうかについては (たとえばロスビーの波動方程式, 1945), 平らな dishpan を地球のかわりに使って調べることができる。

このようなモデルを使って多くのいろいろな実験が行なわれた。実際の大気循環の説明に対してこれらの実験が意義あるためには、モデルを使って得られた結果が実際の大気の特性和結びつくように、モデルの設定にあたって適当な仮定が必要である (Rossby, 1926; Fultz, 1951; see also Reiter, 1961a, 1963a)。

対流圏循環の物理的原因に関して、これらのモデル実験から得られた結論についてのべる。

(1) 大気大循環の起動力は赤道と極の間の地域によって異なる加熱に起因する気圧傾度力である。循環が定常であるためには、プラネタリ波および低気圧波の規模の“うず”によって熱源から冷源へ子午線方向の熱輸送が行なわれなければならない。

(2) 回転系では回転流が地面と接触するので角運動量のソースとシンクを生ずる。定常状態ではうずのソースとシンクは両者の大きさが等しくバランスしなければならない。

(3) 赤道と極の間の熱輸送を維持している大気運動は、また角運動量をソースからシンクへ輸送する。もし気塊が (dishpan では水が) 子午線方向へ変位すると地球に相対的な帯状風速を得る。赤道へ向う気塊は東風を、極へ向う気塊は西風を得る。

緯度 ϕ_1 から ϕ_2 まで変位する流体の絶対角運動量

$$Ga = ra \left(\frac{dr}{dt} \right) = r_a^2 \Omega \quad (3)$$

が保存されると仮定すると、つぎの式が成立する。

$$(\Omega + \omega_1) R^2 \cos^2 \phi_1 = (\Omega + \omega_2) R^2 \cos^2 \phi_2 \quad (4)$$

ここで $\omega = \frac{d\lambda}{dt}$ は地球に相対的な角運動量で、 λ は緯度である。

帯状風速の式

$$u = \omega R \cos \phi \quad (5)$$

を(4)に入れると、

$$u_1 \cos \phi_1 - u_2 \cos \phi_1 + u_2 \cos \phi_1 - u_1 \cos \phi_2 = -QR (\cos^2 \phi_1 - \cos^2 \phi_2) \quad (6)$$

無限小の子午線方向の変位については差分のかわりに微分を使ってよい。また極座表から直交座表に変換する。

$$\left(\frac{\partial y}{\partial \phi} = R \right)$$

だから、絶体角運動量が保存されるという条件のもとで、仮に空気が子午線方向へ交換されたとするならば帯状風速の水平シアはつぎの式であらわされる。

$$\frac{\partial u}{\partial y} = f + \frac{u}{R} \tan \phi \quad (7)$$

中緯度でコリオリのパラメータ $f = 2\Omega \sin \phi$ は 10^{-4} sec^{-1} のオーダーである。子午線の緯度方向の収束によって生ずる第2項は、非常に強いジェット気流 ($u = 100 \text{ m/sec}$) の場合 $1.6 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ のオーダーである。だからふつうは第2項はコリオリのパラメータの10パーセントより小さい。

(7) 式であらわされるシアはよく発達したジェット気流の赤道側だけでなく dishpan 実験にも現われる：ジェット気流¹⁾の発生は角運動保存則で説明できることがわかる。

Arakawa (1951) が示したように、高気圧性シア ($\partial u / \partial y > 0$) が(7)式の右辺より大きくなると、帯状流は“力学的不安定”となる。角運動量保存則のもとで南北運動にともなって生じたジェット気流は平均的な水平質量収束を生ずる(このことは第1図のサブトロピカル・ジェット気流に関係がある)。質量収束があると気圧傾度が増し大気の流れに作用する：すなわちジェット気流の力学は気流の構造および挙動に強い影響を及ぼす。天気図上のジェット気流の近くでは、いつも(7)式であらわされる強い高気圧性シアがあるとは限らない、そうではなくて、絶体角運動量保存則が最初にジェット気流が発生するときに作用し、その結果強い高気圧性シアが生ずるのである。

(4) ジェット気流の最大風速はある限界値をこえることができない。この値をこえると低気圧性シアが発生して力学的不安定となる。発生したじょう乱はジェット・コアの過剰運動エネルギーを消費する。このじょう乱は絶対角運動量保存則を満足させねばならない空気の南北方向の変位に対して限界を与えることになる。

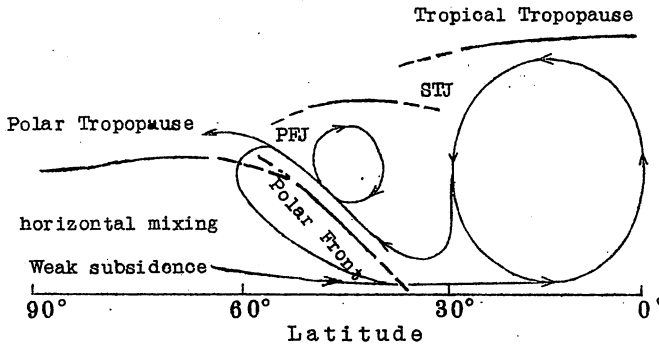
Arakawa (1951) は低気圧性シアの限界についてつぎの規準を導いた。

1) WMO によるジェット気流の定義：準水平軸を持つ気流で長さ数千 km、巾 100 m、深さ数 km のもの。ジェット・コアの風速は 30 m/sec 以上。鉛直風速傾度は 5 m/sec/km のオーダー、水平風速傾度は 5 m/sec/100 km のオーダー。

$$-\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{f}{2} + \frac{2u}{R} \tan \phi \quad (8)$$

この式は気塊が南北方向に変位するとき、過剰求心力——それはじょう乱発生力である——とレイノルズ応力——それはじょう乱の発生を緩和する——を比較して求めたものである。Kao (1964) はうず運動エネルギーが時間とともに減少するならば流体の運動は安定であるという事実を考慮に入れて、さらにくわしい帯状シアーに対する安定規準を導いた。

(5) "dishpan" または地球大気に、赤道に熱源があり極に冷源があるという条件を与えるとき、もし運動量輸送が過剰シアーを生じないならば、全半球をめぐる一つの子午線循環があらわれる。この条件はコリオリのパラメータが小さいときに相当する。したがって地球のように回転速度が大きいとハドレー循環はもはや全半球に拡がることはできず、亜熱帯緯度で消滅する(第1図)。このハドレー循環だけでは熱および運動量を効果的に輸送することができないので、ロスビー波のような型の水平うずすなわちジェット気流に重なった蛇行が運動量の一部分を輸送する。



第1図 北半球における平均子午面循環の模図

PFJ: ポーラー, フロントジェットストリーム

STJ: 亜熱帯ジェットストリーム

dishpan 実験では、回転速度をある値以上に大きくすると、ジェット気流をとまなう極地方のハドレー循環は消える。ジェット気流は低緯度に南下し極をめぐる対称的リングはなくなる。また回転速度が大きいほど半球的波動の波数が増える。

(6) 実験と推論によって、

亜熱帯地方に強いシアーを持

つ偏西風系が存在してよいことがわかる。このようにジェット気流——特にサブトロピカル・ジェット気流——の形成については気温傾度およびそれによって生ずる気圧傾度の考慮に頼ることなく演繹することができる。

Palmen (1954) の循環モデル(第1図)には強い温度傾度を持つ "ポーラ・フロント" の上空に第二のジェット気流があらわれている。シカゴ大学気象学教室のスタッフ・メンバー (Anonymous, 1941) および Rossby (1947) はこのジェット気流の形成について異なった機構を提唱した。それによると、極の寒気について絶対うず度が一定になるまでうず度の混合が行なわれると仮定した。いくつかの観測データはこの理論を支持するが、ジェット・コア(すなわち最大風速軸)が前線帯の北側の寒気側になくて南側の暖気側にあるという事実をこの理論は説明することができない。

Palmen (1954) の循環モデルが示すように、寒帯前線上を北に滑昇する大気は角運動量保存則によって西風が増加する。極地方と熱帯地方の二つの直接循環の間に現われる間接循環は、ロスビーの混合理論によることなしに、二つのジェット気流系の存在を示唆している。

亜熱帯および中緯度をこえる角運動量および熱の輸送に水平うずが必要であることはすでに述べた。dishpan 実験にあらわれるような定常状態のロスビー波動系では、必要な南北方向の輸送およびうず輸送は一つのジェット系で行なうことができる。この実験ではサブトロピカル・ジェットとポーラ・ジェットを分けることはできないが、緯度圏平均すると間接循環があらわれている (Riehl and Fultz, 1957, 1958)。

dishpan の回転速度をもつと早めると、対称波型は消えて強風軸に沿ってかつ消えかつ結ぶような一連の偏西風波動があらわれる：これは実際の大気中に現われるものと似ている。

実際の対流圏循環はdishpan 実験にあらわれる不規則なロスビー波よりも複雑である。極気団、寒帯気団および熱帯気団の間には前線があらわれている：それぞれの前線帯にはジェット気流ができる (Gibson, 1964)。したがって特定の日と経度について南北断面図をつくると、三つあるいはそれ以上のジェット気流系があるのが普通である。

われわれはいまは対流圏にジェット気流が存在するかということを物理的に説明することだけに関わっているのである。異なる加熱および角運動量保存則を仮定すると対流圏循環の大まかな様相を説明することができる。いまの場合、個々の気圧場および温度場のことは考慮に入っていない。

(7) 対流圏上部の強風帯は下層の傾圧的な前線帯と密接な関係がある。したがって準地衡風近似を仮定するとジェット気流の存在を温度風方程式に結びつけることができる。地衡風方程式はつぎの形で書ける。

$$\mathbf{V}_g = -\frac{\alpha}{f} \nabla_h P \quad (9)$$

これは(1)式で定常 ($\dot{V} = 0$)、水平運動 ($w = 0$) およびまさつがない ($F = 0$) としたものである。比容を消去するために、(9)式につぎの状態方程式を入れる。

$$\alpha = \frac{RT}{P} \quad (10)$$

またつぎの静力学の方程式を使う。

$$g = -RT \frac{\partial \ln p}{\partial z} \quad (11)$$

定常な、水平運動だけの、まさつのない地衡風についてはつぎの温度風方程式が得られる。

$$\frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial z} = \frac{\mathbf{V}_g}{T} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{g}{fT} (\nabla_h T \times \mathbf{K}) \quad (12)$$

(9)式および(12)式であらわされる気温、気圧および風速の関係はいわゆるジェット気流形成の Confluence theory (Namias and Clapp, 1949) と呼ばれる理論である。この理論によると、気温の異なる気塊の合流は水平温度傾度を強め、風速を増加し、上空のジェット気流を形成する。しかし、下層の顕著な合流は既存のジェット気流と対応している。だからこの理論はジェット気流の強化を説明することはできるが、ジェット気流の発生を説明することはできない。この事実は Namias (1952) によって認められたが、他の人 (Dahler, 1957) はこれを看過した。

太陽放射だけが作用するとしたら、対流圏の極と赤道間の傾圧場は範囲が広くて程度が弱いものと考えるのが妥当である。単一子午面循環が対流圏循環について支配的であるとすると、湿った赤道付近の上昇気流は断熱冷却し、極の下降気流は断熱昇温するので、南北の温度傾度は弱められる。大気の熱収支だけを考慮することによっては、実際に観測される強い前線面の形成を説明することができないのである。そこで、これらの前線帯はジェット気流とその力学の結果であって原因ではないと考える方が合理的である。

Raetjen (1958, 1961) および他の人 (Newton, 1959a; Reiter, 1961a, 1963a) が指摘したように、大気循環は“適応の原理 (A Principle of adaptation) — 気圧場は風速場と釣り合うように適応する：その逆も成立する — に従う。この原理によると非地衡風成分は小さくなる傾向があり、地衡風（あるいは傾度風）方程式はよい近似で成立する。

$$v = \frac{rf}{2} \left[\pm 1 \pm \sqrt{1 + \frac{4V}{rf}} \right] \quad (13)$$

(13)式は完全なものではなく、同時的關係である。非地衡風成分は実際には存在するし、また実際の大气では重要である。この式は“適応の原理”が成立している瞬間について成立する。

われわれの推論を簡単にふり返してみよう。地球の放射収支は南北温度傾度をつくる。温度傾度は気圧傾度をつくり、一つの巨大な貿易風細胞を生ずる。平均的にはこの細胞は長続きしないで、1図のような三つの細胞に分裂し、温帯地方にジェット気流が形成される。もし、はじめの放射によってできた気温傾度（これが大気循環をおこす）がかわらないものと仮定すると、ジェット気流は極めて非地衡風の的であるだろう — しかし実際はそうでない。

われわれはこれらのジェット気流が絶対角運動量保存則および大気の“適応の原理”のもとで南北循環によって形成されたものと仮定する。かくして、はじめは弱い南北気温傾度であったものが大気の流れの場の力学的影響によって前線帯に集中強化される。グローバルな大気循環の見地からすると、前線帯およびその付近の強い水平温度傾度はジェット気流の原因ではなくて、結果である。

個々のジェット気流と、それに関連する風速場および温度場に注目する限りにおいては、うへの仮定は二次的な哲理的重要性しか持たない。地衡風および傾度風方程式は温度風方程式とともに

に力の釣り合いをあらわしているもので、どういう方向で因果関係のきずなが風速に結びついて
いるかについては何も語っていない。換言すると、これらの基礎方程式は作用するいくつかの力
の同時的釣り合いを示したもので、一連の事象が成立する過程については何も述べていない。

(8) まえに述べたジェット気流は顕著な水平風速シアーだけでなく強い鉛直風速シアーによっ
ても特徴づけられている。大気中の明瞭な最大風速層は、第一近似ではトロポポーズである(個
々のジェット軸については最大風速層はジェット気流の力学のためにトロポポーズからかなり離
れている)。dishpan 実験では最大風速層は水の自由表面上あるいはその近くにある。上部
成層圏および中間圏のジェット気流は気温減率が急激に変化する層の近くにある(Murgatroyd,
1957)。そこでわれわれはジェット気流は“一時停止(Pause)”現象であると一般的に考
えることができる。これら気温減率急変層のいくつかは、高層観測平年値にもあらわれるような
気候学的に十分意味のあるもので、“標準大気”においても表現されている。(第2図、省略)。

標準大気の成層の中で、最も低い気温不連続層はトロポポーズ(tropopause, 圏界面)で
ある。ここでトロポポーズ・ジェット気流が存在する。その妥当性についてはあとで述べる。

トロポポーズより下層でも前線面および沈降性逆転面で顕著な減率の変化が生じている。この
ような逆転層は大気のどの層にもあらわれるから、高層観測の“平均値”には表現されない。し
かしながら顕著な水平および鉛直風速シアーをとまなう最大風速軸は“下層ジェット気流”(鉛
直および水平風速シアー)、または“逆転風速最大(inversion wind maximum)”
(強い鉛直風速シアーだけ)の形で、逆転層にしばしばあらわれる。

さらに高層ではストロポーズ付近のジェット気流が存在する。等温層と逆転層の境界の不連
続は鉛直風速プロファイルと関係があつてしかるべきだと考えられるが、そこでは強風域のことも
あるし(Godson and Lee, 1958)、弱風域のこともある。メキシコ湾流や黒潮のような
海洋のジェット流は自由表面の近くにあり(Iselin, 1936; Newton, 1959b)、“一時
停止現象”の特性を持っている。

われわれはいまトロポポーズをジェット気流制止面(jet stream controlling
surface)として議論しよう：トロポポーズ以外の場所で似たような地球物理学的条件の下で
起っているジェット気流についても同様の推論が成立すると仮定しよう。またつぎの仮定をする。
対流圏の平均気温減率は鉛直混合による：また成層圏の平均等温状態は放射が支配的であるため
である。このように仮定すると、トロポポーズを1図に示した鉛直および南北循環の“蓋”とし
て理解することは容易である。地面放射は緯度の関数であるから、対流圏の鉛直混合も緯度の関
数である：だからトロポポーズは赤道から極へ傾いている。

この仮定が単純化し過ぎたものであることは、極地方で短波放射を受けていない冬の循環を考
えてみると明らかである。この原始的モデルによると、極夜地域では成層圏が存在しないことにな
るが、観測が示すところはそうではない。明らかに水平移流と交換過程が十分大きいのでわれ
われの原始的モデルは適当でなくなる。しかしながらトロポポーズの高さは極地方では8kmと低

く、赤道地方では18kmと高い：このことは対流圏の深さが対流による制御を受けていることを示している。トロポポーズ層が赤道と極の間に一定の傾斜を持っていると仮定すると、温度風方程式(1)は最大風速高度とトロポポーズ高度を結びつける。“停止面”であるところのトロポポーズで気温減率は不連続であり、水平温度傾度はここで逆転する。(1)式によると、最大あるいは最小風速層では($\frac{\partial V_g}{\partial z} = 0$) が成立し、(1)式の右边第2項を無視すると、その高度はだいたい $\nabla_h T = 0$ の高度と一致する。

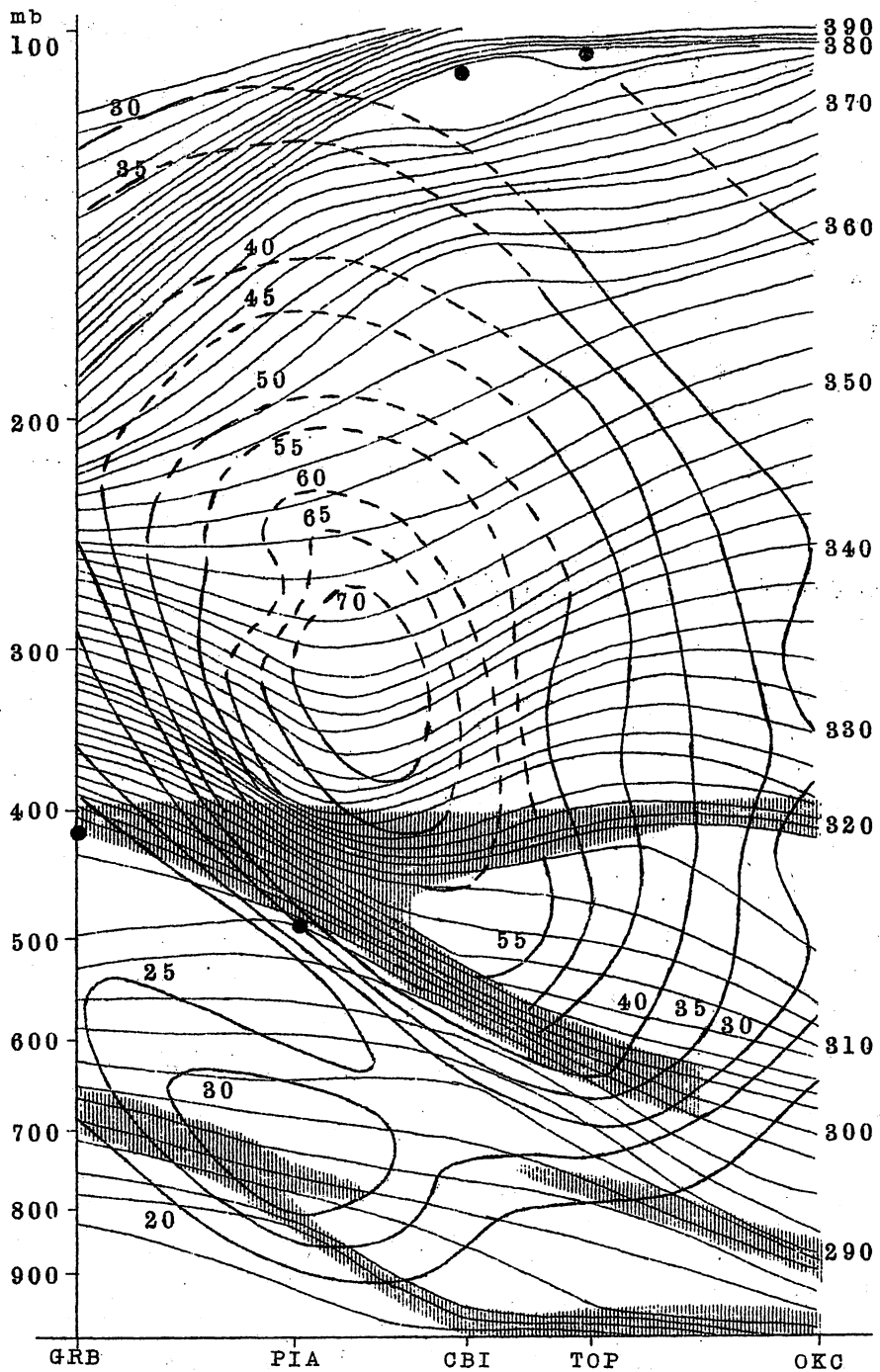
最大風速層(LMW: Level of Maximum wind)は第一近似としてはトロポポーズ高度と一致すべきものである。実際に、LMWは冷たい極気団の場合はトロポポーズ上空に現れ、暖かい亜熱帯気団の場合はトロポポーズの下層に現われるはづである。この結論は観測結果によって十分に裏付けられている。

第3図は米国上空のジェット気流の断面図である。この図はトロポポーズとジェット気流の関係の特徴を非常によく表現している。Green Bay (GRB), Wisc; および Peoria (PIA), Ill. では異常に低いトロポポーズ高度(400mbより低い)が通報されている(黒丸印)。これに反し Columbia (CBI), Mo; Topeka (TOP), Kans; および Oklahoma City (OKC), Okla., では、トロポポーズ高度は100mb付近で、熱帯大気の特徴があらわれている。Columbia以南の三観測所の上空400mb層では気温減率が不連続であるが、トロポポーズとは考えられない。

今までの議論で明らかのように、“トロポポーズ”の定義は実際にはいくらか任意的である。現行の高層観測通報規則によると、トロポポーズは気温減率が $0.2^\circ\text{C}/100\text{m}$ より小さい層でしかもその層の厚さが2km以上であるような安定層の底であるときめられている。またトロポポーズの検出に当っては、断熱図上にプロットした気温分布の線が減率 $0.2^\circ\text{C}/100\text{m}$ の線の左側に出ない限り、さらに指定等圧面間の平均気温(それは層厚、したがって高度計算に影響する)が保存される限り、気温は二層間の平均気温で近似してよいとされている。

その結果、当然、トロポポーズが奇数個現われやすく(Defant, 1958), それが指定気圧面や100mbごとの間隔で検出するのに好都合にしている。

さて第3図にもどって、いままで述べたいくつかの欠陥はあるにしても、最大強風軸は低温位をもつポーラ・トロポポーズの上にあり、そしてトロピカル・トロポポーズまたはサブトロピカル・トロポポーズ(そのどちらであるにしても高い温位をもつ)の下に在る。特記すべきもう一つのことからは、ジェット・コアの少し北極よりのところでトロポポーズ面が分裂していることである。この現象はtropopause breakまたはtropopause gapと呼ばれている。この現象とジェット気流の関係は、トロポポーズの高度・気圧・および気温を解析してジェット気流の位置を決めるために有効に使われており、また逆にこれらパラメータの強い不連続帯に注目することによって両者の関係を正しく解析することができる(Defant and Taba, 1958a, b, c)。



第3図 Green Bayから Oklahoma にわたる風速 m/s と温位の大気断面図。

垂直影線は安定層を示す。

黒丸点はトロポポーズ面を示す。

tropopause break は明らかにジェット・気流の力学——特にジェット気流地域の鉛直運動に起因すると考えられる。トロポポーズは地上の加熱によって起された対流運動に対して“蓋”の作用をするものであるから、第1図で示すように、トロポポーズのすぐ下層では北向きの質量・熱・運動量輸送が最大であると考えるのが妥当である。大規模な平均運動を考える限りでは、トロポポーズ付近のジェット気流の高気圧性側（南側）を“活潑な側”（ここではシアアは角運動量保存則によって生ずる）と考え、低気圧性側（北側）を“不活潑な側”[Arakawa (1951)によれば、ここではシアアはレイノルズ応力と高速ジェット・コアの抗力によって生ずる]と考えることができる。等温位面はもちろんLMWとも交わる傾斜したトロポポーズということから判断して見ると、低気圧性シアアを発生させるような乱流混合はLMWとトロポポーズの交わる領域で対流圏と成層圏の両気塊の交換を記すかも知れない。この混合が十分に強く行われると、鋭どくかつ明瞭なトロポポーズは、強い低気圧性シアアの領域では見出せないかも知れない。

大規模循環とジェット気流の力学

保 存 量

いままで対流圏の流れの場について大気運動を支配する流体力学の法則をくわしく研究した。イオン化した電気磁気力を無視できる限り、これらの法則は同じ形で一般に應用できるから、基本的には電離圏より下層の大気に対してはこれらの方程式系は有効である。大気の運動を支配する法則を研究するにあたり、われわれは測定しやすく、個々のパーセルを時間・空間に関して追跡しやすいような保存量を定義しよう。われわれが知っているように、いくつかの保存量はある条件の下でだけ保存される。したがって“保存的”よりも“準保存的”という述語の方がより適切である。大気運動を追跡するため“保存量”を使うときに、境界条件をどのように設定したらよいかという大きな問題に出合う。大気パーセルの特性をあらわす一つの保存量は、閉じた系を考慮するとき、すなわち境界をこえて保存量の出入りがないときに限り保存される。このかなり厳しい条件は、考慮しているパーセル付近の保存量の傾度が大きくないときは満足される。いま大きい傾度が存在したと仮定すると、流束あるいは混合によってそのパーセルのもっている特徴的な特性は変わるだろう：またわれわれは“準保存的”な量を考えるときに、時間スケールをその保存量の流束に特徴的な時間スケールよりもかなり短かくとる。たとえば、太陽放射が常に存在するので断熱的ということはある得ないのであるが、凝結や乱流混合がない限りは、温位を保存量として取り扱ってよい。一般的にこれら流束は非常にゆっくり作用するので、少なくともシノプティクな観測時間々隔に見合う時間々隔に対し、また現行の高層観測網の精度の範囲内では、乾燥空気の運動は断熱的と考えることができる。

大気パーセル¹⁾の非常に重要ないくつかの保存量について次節で論じよう。詳しい関数関係

の説明は省くので、興味を持たれる読者は気象力学の教科書を参照されたい。

質量保存

連続の方程式

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = \rho \nabla \cdot \mathbf{V} + \mathbf{V} \cdot \nabla \rho = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (14)$$

は大気が流れる過程で質量が保存されることを示している。すなわち、気塊の境界を通して出入りする質量はその気塊の密度変化によって補償される。(14)式を高度 H の気圧傾向方程式に入れると(15)が得られる。(15)の意味するところは、高度 H の気圧の時間変化はその高度より上の気柱の質量発散または収束によって生ずる。

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_H = \int_H^\infty \frac{\partial \rho}{\partial t} d\phi = - \int_H^\infty \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) d\phi \quad (15)$$

ここで $d\phi = g \cdot dz$ は地球の重力のポテンシャル(ジオポテンシャル)である。

大気が発散、特に地表とジェット層付近の発散から気圧変化を計算すると、実際の気圧変化より二桁大きいので、大気中では“補償の原理”が作用しているはずである。上層の発散の大部分は地上付近の収束によって補償され、その逆も成立する。単純な二層モデルにおける上・下層の収束・発散の小さい残差が気圧傾向観測値を説明する。理論的には非発散層は対流圏中部のどこかの層に存在するはずであるから、大気を二つの補償層に分ける。統計的事実によると

(Landers, 1955, 1956), “最小発散層”について述べるのが妥当であって、この層は平均的には 600 mb 付近にある。補償の原理をはじめ Dines (1912, 1919, 1925) によって発見され、彼とは独立に Schneider (1917) が対流圏および成層圏の気温統計から発見した。

非圧縮性流体では連続の式(14)を演繹すると、ある層の水平発散 D_h はその層の層厚 Δp の変化によって補償される：こゝである層とは二つの物理面、たとえば、断熱状態のもとで二つの等温位面にはさまれる層である。

$$D_h = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (16)$$

- 1) “パーセル”という術語を“気団 (air mass)”のかわりに使った。最近の調査——主として放射性落下塵の調査——によると、以前は一樣であると考えられていた高気圧内で放射化学的特性が大きく変化していることがわかった。古い概念 “air mass” —— 一樣な大きい “body of air” —— は時として間違いのもとになる。気団の境界すなわち “フロント” の概念もあとでのべるように改める必要がある。

座表系で気圧を鉛直軸にとると、鉛直速度は次式で与えられる。

$$\omega = \frac{dp}{dt} \quad (17)$$

(16)式を考慮すると、

$$\overline{D_H} = -\frac{1}{\Delta p} \frac{d(\Delta p)}{dt} \quad (18)$$

こゝで D_H は Δp 層内の平均水平発散である。(16)を p で微分すると、

$$\frac{\partial D_H}{\partial p} = -\frac{\partial^2 \omega}{\partial p^2} \quad (19)$$

(16)式によると非発散層では鉛直速度は極値をとる。(19)式によるとジェット高度では発散が極大であるから、鉛直速度分布曲線はこゝで変曲点となる。

エネルギー保存

(1)式に V をスカラー的に掛けて少し計算すると、

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{V^2}{2} + gz \right) = -\alpha V \cdot \nabla p + \alpha V \cdot F \quad (20)$$

この式の意味するところは：パーセルの単位質量の運動エネルギー ($V^2/2$) および位置のエネルギー (gz) の時間変化は等圧線を載る ($V \cdot \nabla p \approx 0$) 非地衡流およびまさつによる消費と釣り合わなければならない。まさつ項は運動エネルギーを熱エネルギーに変える。

Danielsen (1961) に従って θ を変数にとりまさつ項を無視すると、熱力学の第一法則からつぎのポアソンの方程式を得る。

$$C_p \frac{T}{\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{V^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{V^2}{2} \right) \frac{d\theta}{dt} + \left(\frac{dM}{dt} \right)_{\theta} + \frac{\partial M}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt} - \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_{\theta} \quad (21)$$

こゝで $M = gz + C_p T$ はモントゴメリーの流線関数 (Montgomery, 1937) である。

静力学平衡の仮定 $\frac{\partial M}{\partial \theta} = C_p \frac{T}{\theta}$ が成り立つとして(21)を時間で積分すると、

$$\int \left(\frac{\partial M}{\partial t} \right)_{\theta} dt = (M_2 - M_1)_{\theta} + \left(\frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} \right)_{\theta} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{V^2}{2} \right) (\theta_2 - \theta_1) \quad (22)$$

こゝで添字 1 は初期値を、添字 2 は終末値をあらわす。

この型のエネルギー方程式は大気運動の軌跡をつくるのに便利である。大気パーセルの経路にそつたエンタルピー ($C_p T$) および位置のエネルギー (gz) の全微分 — (22) の右辺第一項 — は、その局所変化 (左辺) とパーセルの運動エネルギー (右辺第 2, 第 3 項) の変化に等しい。右辺第 3 項は非断熱変化すなわち水蒸気の凝結の効果をあらわしている。

Montgomery (1937) の流線関数は等温位面上のまさつのない運動方程式をも満足する。

$$\dot{V} = -\nabla M + f V \times k \quad (23)$$

この式を対流圏の運動、特にジェット気流付近の運動に応用すると、等温位面解析における Montgomery の流線関数の利点がはっきりする。この流線関数解析と温度解析をあわせて行なうと、等温線をきる風速成分が等温線の移動速度 c より大きい地域では強い鉛直運動があることがわかる。

$$W = \frac{1}{\Gamma - r} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial s} \right) \quad (24)$$

ここで Γ は乾燥断熱減率、 r は実際の減率である。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -c \left(\frac{\partial T}{\partial s} \right) \quad (25)$$

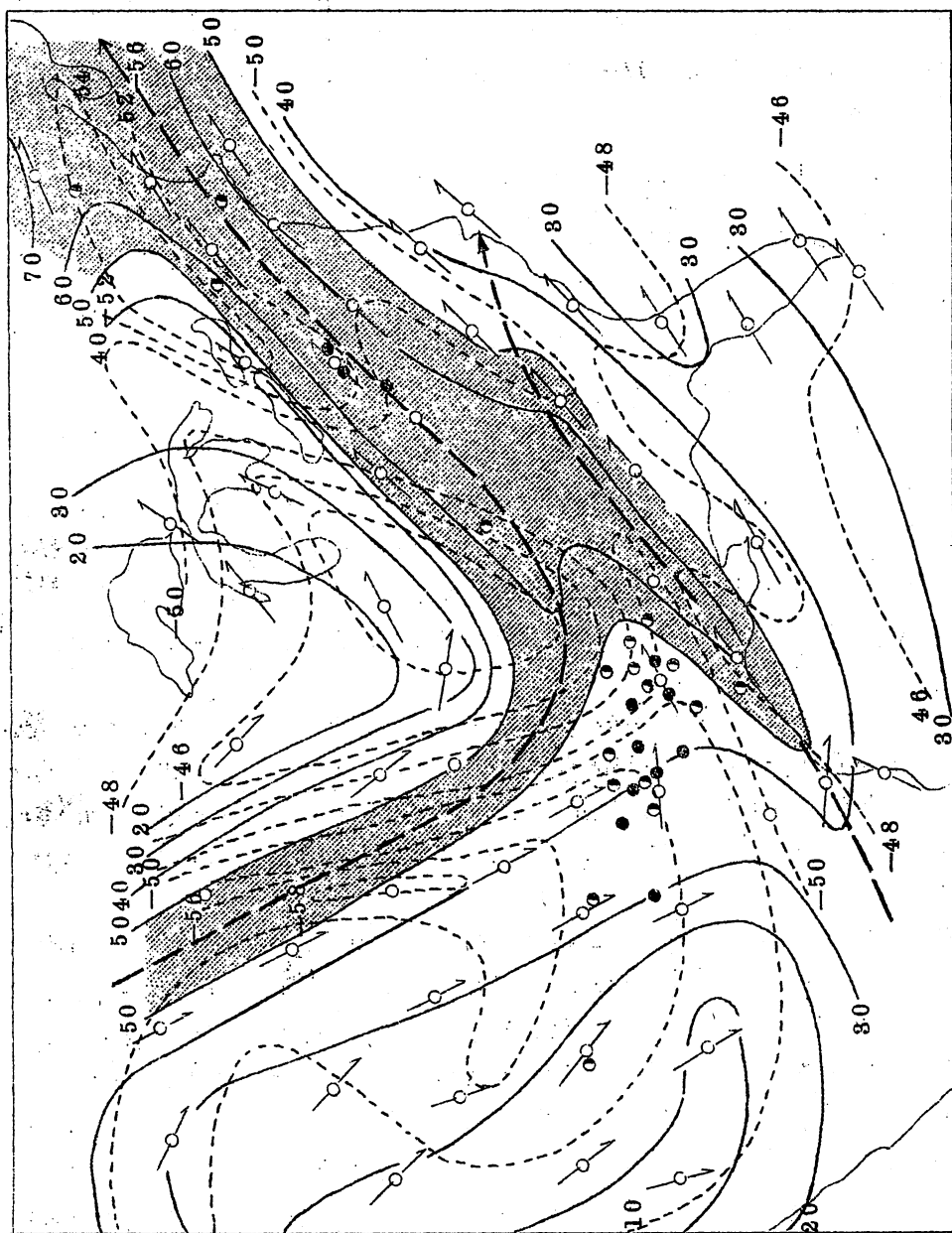
であるから、

$$W = -\frac{1}{\Gamma - r} (v - c) \frac{\partial T}{\partial s} \quad (26)$$

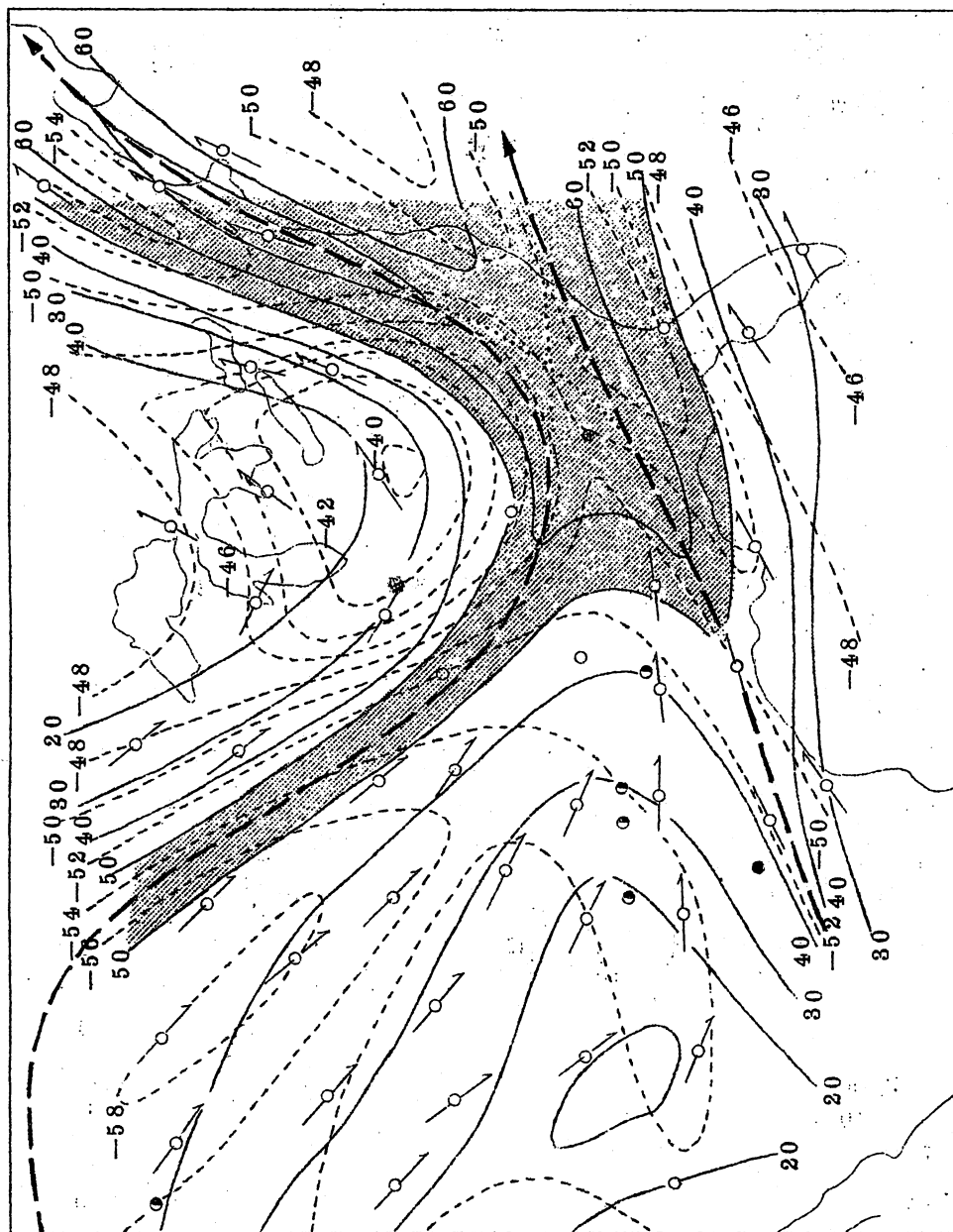
この事実は見過ごされ勝ちである。気象の専門家は四半世紀の間等圧面解析だけするように洗脳されてきた。たとえば深いトラフを考えてみよう：われわれが常用する誤ったやり方はこうである。大気は曲った等高線の回りをまわると暗黙裡に仮定している。等高線の曲率は第一近似では流線の曲率として使用される。つぎにこの流跡線は等高線から勘定した地衡風速とあわせて傾度風速を計算するのに使用される (Staley, 1961)。

われわれはパーセルが等高線で示される深いトラフの曲率にそうて動くものと信じて疑わないが、しかし実際はパーセルは——凝結と昇華がなければ——(22式および23式で記述されるように等温位面上を動くのである。このように、等圧面および等温位面上の流跡線は大気運動について全く異なった様相を生ずる。極端な場合には、二つの方法で描いた流跡線の曲率の符号が異なることがあり得る (Danielsen, 1961)。

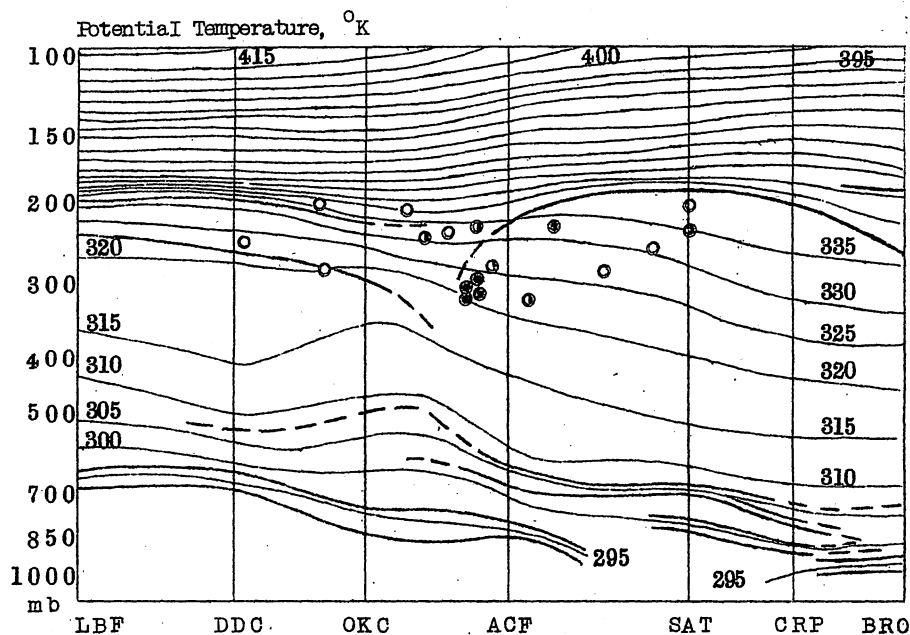
このことがジェット気流の構造に関して意味するところについてはつぎの例を示そう (Reiter and Nania, 1964)。第4図および第5図は、1962年4月13日00時00分 G. M. T. における250mbの等風速線と等温線解析をあらわす。強い晴天乱流が米国南部に発生している。上層流のパターンは二つのジェット気流の合流と分流を示している。従来の名称によると南側ジェット分枝は“サブトロピカル・ジェット気流”，北側ジェット分枝は“ポーラ・フロント・ジェット気流”と呼ばれるものである。たいていの晴天乱流発生地点ではNWからWSWへ風向の急変が明瞭である。第6～第8図は晴天乱流発生地域の断面図である。高度とともに風向が急変している地帯（約100mbあるいは2.5kmの層で約70度変化）および並または強いQATを含む地帯は、等温位面が傾斜している面にそって現われている（第6図）。



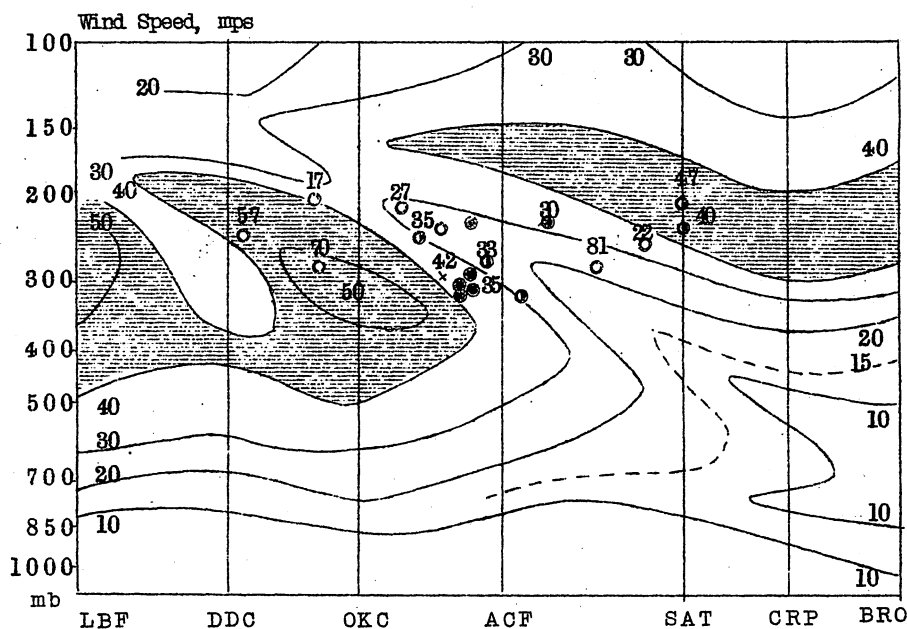
第4図 250mb面における等風速線(実線 m/s)と等温線(破線 $^{\circ}C$), Apr, 13, 1962, 0000 G.M.T. 黒点は強いCAT(Clear air turbulence)を半黒点は中程度のCATを示す。太い破線(矢印)はジェット軸。



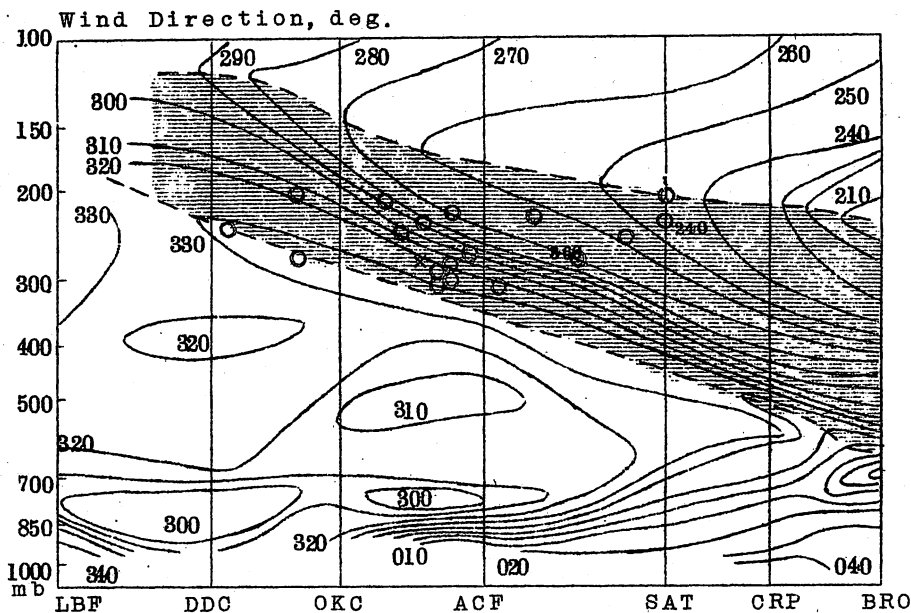
第5図 第4図と同じ, ただし Apr, 13, 1962, 12h00 G.M.T.



第 6 図 第 4 図の時刻における温位の断面図〔LBF (Nebr)から BRO (Texas)の間〕
 太線はトロポポーズと安定層の境界。●印：強い CAT, ○印：中程度の CAT
 ◎印：弱い CAT



第 7 図 第 6 図と同じ、ただし風速の断面図

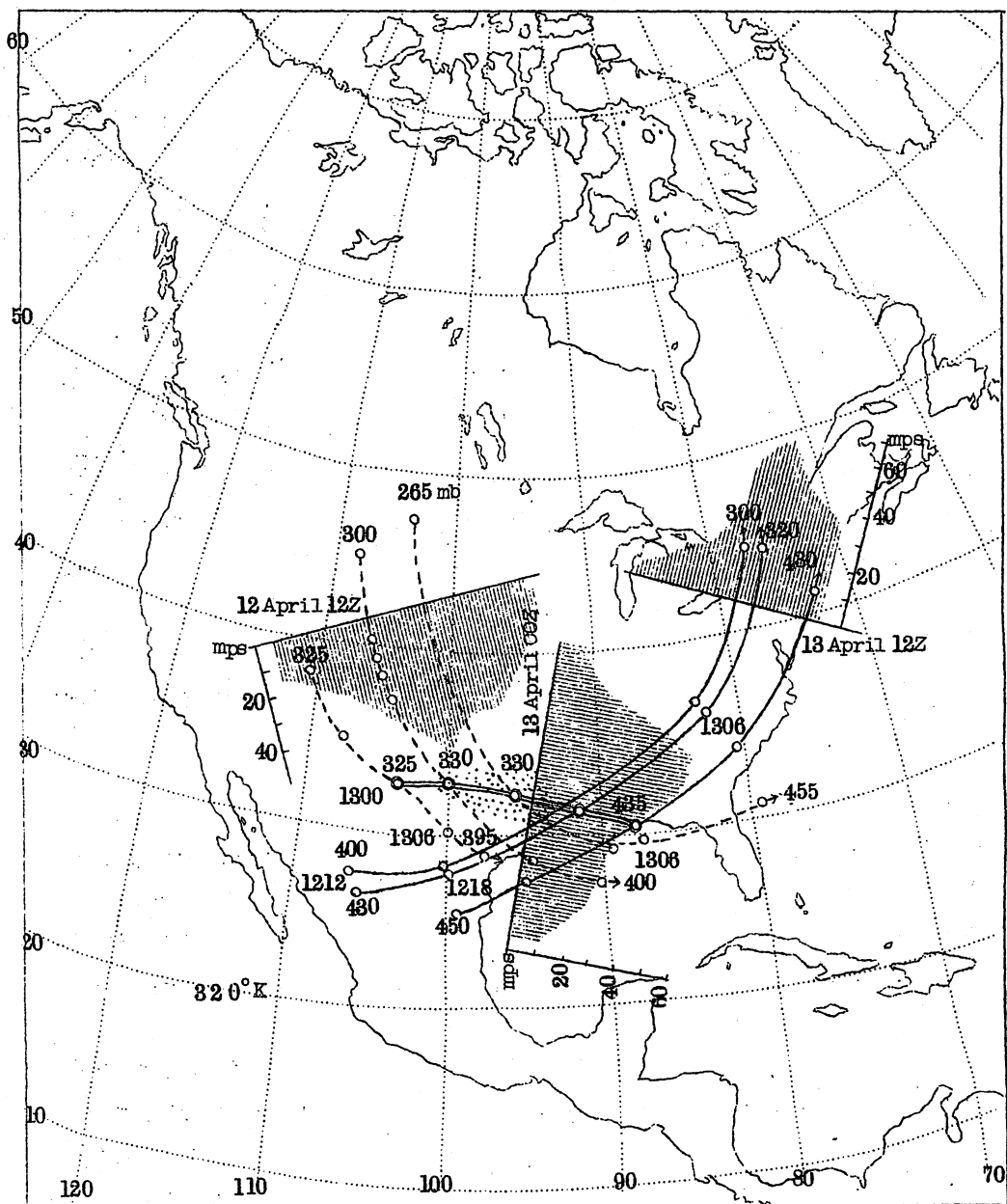


第 8 図 第 6 図と同じ。ただし風向 (度) の断面分布図, 陰影域は鉛直に風向急変している領域を示す。

これらの図から、分枝したジェット気流系の大気が、250mb 面の強いトラフ (第 4 図) の周囲を廻ってはいないことが極めて明瞭である。そうではなくて、ジェットの北西分枝は下降して南西分枝の下層へ“滑り込む”。ジェットの南西分枝の大気は上昇する。このことは、第 4 図の温度移流場と 12 時間後の温度分布 (第 5 図 ; 第 4 図とあまりかわっていない) を考慮すると明らかである。

第 9 図はトラフ近傍において、1962 年 4 月 18 日 0000 G. M. T. を中心とする前後 12 時間の等温位面流跡線を描いたものである。北西ジェット分枝は極めて明瞭に下降している——ジェット・コア付近の大気は 24 時間に 190mb 下降した。同時に、820K 等温位面上のジェット・コアの曲率は等圧面 (第 4 図) のそれにくらべるとシャープでなくなった。南西ジェット分枝の大気はゆっくり滑昇し、特にジェット・コアの大気は急速に滑昇した。したがっていわゆる“サブトロピカル・ジェット”は合流点の下流ではいわゆる“ポーラ・ジェット”の北に存在すべきであることがこれらの図から明らかである。

この流跡線は乾燥断熱過程を仮定して描いたものであるが、実際には湿潤断熱過程が起っているため、第 9 図の流跡線には多少の誤差がある。しかし、それにしても広く呼称されているサブトロピカル・ジェットとかポーラ・ジェットという名称が不適当であることがうえの説明から明



第9図 温位 320°K の流跡線 (Apr, 18, 1962, 0000 G.M.T.の前, 後期間) (2重円)
 単円は6時間間隔の流跡点。陰影線は上層の流れに直角な等温面上の風速分布 (m/s)
 (日時はその観測時刻) Apr, 18, 12Zの強い低気圧性シアーに注目せよ(南西の暖
 気流に特徴づけられている)。

らかであろう。今までの推論を認めるとするならば、従来のようにジェットの南北分枝が収束して合流点より下流で分流するように表現しないで、第5図の点線のようにジェットの南北分枝を交叉させて描かなければならない。

最近の人工衛星の写真はこの結論を確実にした。高層雲 (high level cloud deck) の雲影のバンド (shadow deck) が下層雲にうつっていることがときどきあり (Oliver et al, 1964), このことは南西ジェット分枝の湿潤な空気が北西ジェット分枝と交叉し、合流点より下流では北東へ滑昇していることを示している。第10図 (省略) は 250mb 面の等風速線にネフ解析 (1962年11月20日 1200 G. M. T.) を重ねたものである。18時55分 G. M. T. のタイロスIVの雲写真 (第11図省略) および 14時48分 G. M. T. のタイロスの雲写真 (省略) にも上層の cirrus deck が投じた shadow band があらわれている。南のジェットから北のジェットへのびる同様の cirrus の分布を Kallec (1963, 1964) が見つけている。

上層のトラフ付近では強い鉛直運動があり、ジェット気流は大気の混合に効果的な役割を果している：この事実は等圧面解析よりも等温位面解析によってより明瞭となるべきものである。下降運動によってかなりの量の成層圏大気が対流圏に輸送されることも事実である (Reiter, 1968b; Reiter and Mahlman, 1964; Mahlman, 1946; Danielsen, 1964a, b)。ふつうのサイクロゼネシスおよびアンティサイクロゼネシス時に、ふつうの強さのジェット気流がトロポポーズから地面へ輸送する大気の質量を準断熱を仮定して計算すると、2~3日間に 0.6×10^{12} トンのオーダーになる。温位が高いために非断熱冷却がないと大気は地面に達しにくいといふことがあるので、成層圏から対流圏へ流入する空気量はうへの計算値とくらべて、少なくとも同量——おそらく多量であろう。

トロポポーズをこえる空気混合——ジェット気流がその決定的因子である——はあとで述べる放射性浮遊塵あるいは放射性追跡試料の輸送に重大な結果をもたらす。

これまで断熱的な下降流についてだけ説明した。しかし第4~9図は同量の空気量が対流圏から成層圏へ輸送されていることを示唆している。不幸にして現時点ではジェット層のルーチン湿度観測が行なわれていないので、(22)式の最後の項 (非断熱項) を十分に説明し精度の高い流跡線を描くことがむづかしい。この分野で更に調査が——できれば高性能の観測機を備えることが——魚眉の急である。

絶体うず度保存

いわゆるうず度方程式はつぎのとおりである：こゝで $D = \nabla \cdot V$ ；またまさつを無視する ($F = 0$)。

$$\frac{dQ}{dt} = -DQ + N + (Q \cdot \nabla) V \quad (27)$$

この式から絶体うず度が保存される ($\frac{dQ}{dt} = 0$) ためにはつぎの条件が同時に満足されなければならない

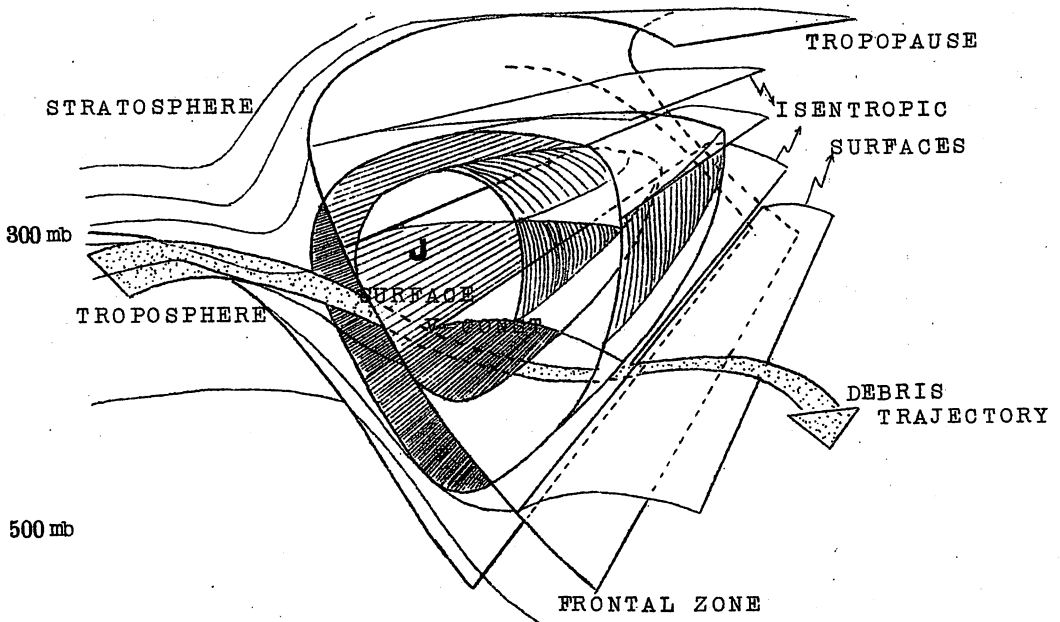
ならない。

- (1) 非発散 ($D=0$)
- (2) 運動面——たとえば等温位面上の断熱運動または等圧面上の運動 ($\nabla p=0$)——にソレノイドがない。
- (3) うず度ベクトルの方向に風速傾度がない。そうでない場合はうず管の tilting がおこり、したがってうず度が変化する。

条件 (2) は容易に満足される：というのはわれわれが取り扱うのは比較的短時間の運動であって、非断熱効果は小さいと考えてよい。さらにこれらの運動は“沈降”に引き続いて起るはずで、このことから凝結による蒸発の潜熱の放出を無視することができる。

(2) 式の右辺第3項は条件 (3) に対応するもので、大規模大気循環を取り扱うときにはこの項は小さい。標準法 (standard procedure) ではこの“tilting 項”を無視することになっている。Newton (1954) および Reeds and Sanders (1953) によれば、フロントゼネシスやサイクロゼネシスを取り扱うときにはこの tilting 項は重要である。

ジェット気流付近の流れを扱うときには“tilting 項”を特に考慮しなければならない。第12図が示すように ジェット・コアの下安定層——“jet stream front”としば



第12図 ジェット近傍の成層圏から対流圏に向う質量の流れの三次元モデル。

細線：等温位面，太線：等風速面，前線の境界およびトロポポーズを示す。

しば呼ばれる — は強い下降運動の場である。この安定傾圧層の存在はジェット気流と力学的に結びついている。この安定層の赤道側で前線帯に接する暖気中に広い雲域が存在する：これは上昇運動があることの証拠である。安定層それ自身は乾燥しており、その程度は沈降によっておこる程度に等しい。このようにジェット・コアの下および jet stream front 付近では $\frac{\partial w}{\partial y} < 0$ で有意の大きさを持っている。この地域ではうず度の y 成分 $q_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$ は、強い正の鉛直シア $\frac{\partial u}{\partial z} > 0$ があるから、正の大きい値となる。したがってジェット・コアの下では tilting 項は絶対うず度を減小させる方向へ作用する。このことは観測事実とよく一致するが — jet stream front を下降する空気は低気圧性うず度を減じ、ときには高気圧性に曲る —、しかし、tilting 項の効果の大部分は発散項 ($-DQ$) によってかくされてしまうのが普通である。発散項は絶対うず度非保存性の主因であって、ジェット気流地域では特にそうである。

簡単のために絶対うず度の z 成分 Q_z だけを考えよう。等温位面上の断熱過程 (添字 "θ" であらわす) を仮定すると、この面を通る鉛直運動はないから、等温位座表系では tilting 項が消えて (27) 式は簡単になる。

$$\frac{dQ_z}{dt} = \frac{\partial Q_z}{\partial t} + V\theta \cdot \nabla Q_z = -D\theta Q_z \quad (28)$$

さらに移動座表系であらわすと、

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (V-C) \cdot \nabla \quad (29)$$

ここで $\partial/\partial t$ は速度 C で移動する座表系についてパラメータの局所変化である。移動座表系がうず度パターンに伴って移動するように移動座表系を選ぶと、

$$\frac{\partial Q_z}{\partial t} = 0$$

したがって

$$(V-C) \cdot \nabla Q_z = -DQ_z \quad (30)$$

V_r を移動座表系からみた風速差ベクトル ($V-C$) の大きさ、 s_r をこの系からみた流線とすると、

$$V_r \frac{\partial Q_z}{\partial s_r} = -DQ_z \quad (31)$$

正のうず度移流は収束 ($D < 0$) を、負のうず度移流は発散 ($D > 0$) を生ずる。

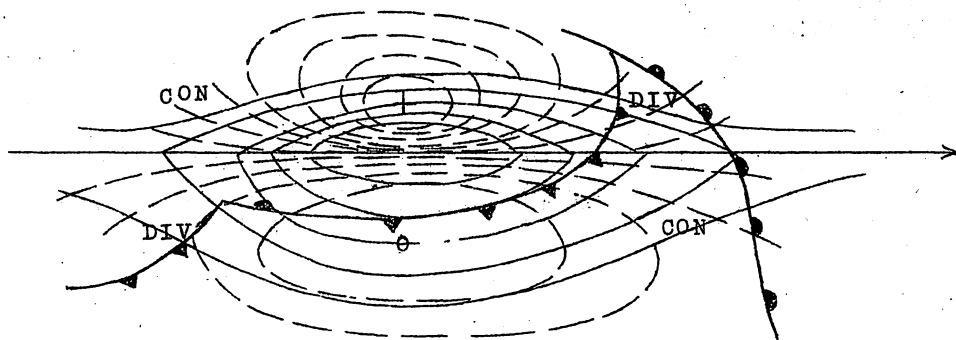
ジェット気流地域では $|V| \gg |C|$ である。風速はしばしば 50 m/sec をこえるが、jet maxima とうず度パターンの移動速度はふつう 10 m/sec のオーダーである。したがって、実際の流線をうず度パターンと比較し、第一近似として系の移動を無視することによって、うず度移流を定性的にうまく説明することができる。

絶対うず度をつぎの形であらわす。

$$Q_z = -\frac{V}{r_g} - \frac{\partial v}{\partial n} + f \quad (32)$$

こゝで r_g は流線の曲率半径、 n は流線に直角な方向（流れの方向の左を正とする）である。(32) 式から判断すると、うず度移流はシアーと流線の曲率の変化および緯度変化に依存する。緯度変化は——すなわちコリオリのパラメーターの変化——ロスビー波を考慮するとき重要であるが、ジェット軸付近の発散分布を考慮する限りでは二次的な効果しか持たない。

すでに述べたように、ジェット気流——それは絶対角運動量保存則のもとで発生する——付近およびその赤道側では強い高気圧性シアーがある：一方ジェット気流の北極側では強い低気圧性シアーがある。いま (32) 式の曲率項を無視すると、ジェット軸ではうず度の不連続あるいは少なくとも強いうず度傾度 $\partial Q_z / \partial n$ が存在する。このようにジェット軸はうず度場を二つの異なるうず度移流場に分ける。シアー最大は Jet maximum 付近であり、シアー最小はジェット軸にそって最小風速地域であるから、絶対うず度分布はジェット軸の北側に閉じた最大域がありジェット軸の南側に閉じた最小域が存在する。したがって Jet maximum 域は異なるうず度移流系を持つ四象限に分けることができる：図で示すと第 18 図のようになる。地上の気圧下降およびサイクロゼネシスは、ジェット気流層の発散域の下層でおこり、アンティサイクロゼネシスは収束域の下層でおこるはづである。第 18 図には対応する地上の前線系をも示した。



第 13 図 jet maximum 付近の 800 mb 高度における絶対うず度と発散（正，負）域の分布，および地上の前線を示した模図。

実際には流れのパターンはこの図のように簡単でもないし明瞭でもない。第一に曲率うず度 V/r_g がシアーうず度 $(-\frac{\partial v}{\partial g})$ の効果を強めたり弱めたりする。一般的には低気圧性曲率は、ジェット軸南側（高気圧性シアーうず度を持つ）のうず度移流場を不鮮明にさせる。この場合最大発散域および最大収束域はジェット軸に接してそれぞれトラフの東側および西側にあらわれる（Newton and Palmen, 1968）。流線が高気圧性曲率を持つときは、ジェット軸の北側（低気圧性シアーうず度を持つ）の二つの象限のうず度を弱める働きをする。さらに水平シアーうず度のパターンはかなり複雑である。第 1 図が示すジェット気流形成の機構は平均状態あるいは定常状態のとき成立するものであって、個々の Jet maximum は流れの非定常性のあらわ

れである。そこで、実際は上述の理想化された流れのパターンからかなり偏っていると考えてよいだろう。

放射性落下塵のケース・スタディから、われわれは空気が成層圏およびトロポポーズ地域から、低気圧発生が活潑なジェット気流の下地表へ移動することを見出した (Staley, 1969; Reiter, 1968b, 1964a; Reiter and Mahlman, 1964; Danielsen, 1964a)。この大気の下降運動は持続的な“seepage (浸透)”の形でおこるのではなくて、強い“surge (殺到)”の形でおこることがわかっている。すでに述べたように大量の空気が約2日間でトロポポーズ層から地表へ輸送される。

第14図(省略)および第15図(省略)は 300°K 等温面上のジェット気流の形をあらわしたものである。米国南部では11月24~27日、大量の放射性落下塵を観測した: 11月25日の落下塵観測値は $820\mu\text{m}$ キュリー / (m^3 乾燥空気) をこえた (第16図省略)。核実験ともなう放射物質が地表に到達した地域は第14図および第15図でジェット気流の南の分枝付近に限られる。この放射性物質が集中した地域が明瞭に描けるという顕著な事実は、“air-parcel”の力学よりも“air-body”の力学について興味をそそる。この“汚れた”air-bodyはSemipalatinsk付近のソ連の核実験地からジェット気流に乗ってかなり早い速度で移動してきたものである。この放射性物質の源はおそらく1962年11月11日上述の地域で行なわれた核実験であろう。放射性物質が拡散せずに集中して移動してきた大きな理由は、——もしそれが遠距離を移動しさらにジェット気流から分離して大量の汚染物質を流出したとするならば——“air-body”にあると考えるのが妥当である。

“air-body”は非常に漠然とした述語であるが、“air mass”——この術語は天気予報のときに40代の人々によって広く用いられている——の概念と混同してはいけ¹⁾ない (Schinze and Siegel, 1948)。第16図に示す放射性落下塵の例について説明すると、汚ない空気は一樣な性質を持つ (昔流に言えば気団) 高気圧圏内にある。放射性汚染物質あるいはオゾン含有量などの他の性質を考慮すると湿度や気温だけの場合よりも大気の構造をより詳細にあらわすことができる。またジェット気流を通るair-bodyの鉛直交換量は昔流のair massのそれよりもかなり小さい。大気の性質をくわしくあらわせるし、また保存的であるから、air massよりもair-bodyの方が良い。

いわゆる“Cross-stream circulation”, すなわち熱量と運動量の南北輸送を維持するために必要なジェット軸をよぎる質量交換をうまく説明するためには、大気がそのうず位を変えることなく強いうず度傾度場を通る過程を明らかにしなければならない。ジェット・コアとその低気圧性側(北側)はうず度傾度が大きい; うず位は絶体うず度よりも保存性が良いから、

1) Schinze's et al (1948): air mass 分類は相当温位に基づく。

彼の“Thetagram”は横軸に相当温位、縦軸に気圧をとる。

この強いうず位傾度場は cross-stream circulation に対してこゝえ難い障り物となる。こゝで放射性落下塵の調査がこの問題の解決を与えてくれる (Reiter, 1968b; Reiter and Mahlman, 1964; Mahlman, 1964)。第12図はジェット気流の断面図であり、以下の説明で参照されたい。はじめ成層圏にあった〔ジェット気流の低気圧性側 (北側)〕放射性浮遊塵はジェット・コアの下にある安定な傾度帯 (すなわち jet stream front) のなかを通過してジェット気流の高気圧性側 (南側) にある沈降性逆転層に達する (図には示されない)。

うゑの場合、大気は等温位面上を運動するので、エントロピー (こゝでは温位) が保存される。さらにこの安定層では水平シアーと鉛直安定度が大きい。したがって大気がジェット軸を低気圧性側から高気圧性側へ滑降するとき、絶対うず度およびうず位は保存される。第12図が示すように、安定層のなかでは等風速面と等温位面はほぼ平行しているから、大気の下降運動に際して強く加速または減速することはない。地表へ輸送されるトロポポーズおよび成層圏下層の空気量を、準断熱を仮定して計算すると2~3日に 0.6×10^{12} トンである。大気が対流の下降するに要する時間は約2日である。北半球には polar front jet stream のジェット・コアはいくつもあり、さらに subtropical jet stream, polar front jet stream, arctic front jet stream が同時に存在するので、1年間に tropopause gap を通して成層圏から対流圏へ下向きに輸送される空気量は 40°N 以北の成層圏空気量に相当すると推定される。うゑの空気量の交換機構は一方方向にだけ作用するものではない：対流圏大気を成層圏へ輸送する return flow にジェット気流が重要な役割りを果している。この return flow は輸送と交換過程を理解するために必要であるにもかかわらずよくわかっていない。その理由は：return flow (それは上昇流である) は非断熱的な降水現象で不明瞭にされている。結局オゾン層の少ない成層圏の湿潤域が対流圏の source region と流跡線で結ばれる。だから流跡線を描くのがむづかしい。

第14図および第15図から明らかなように、jet maximum 付近では低気圧性シアー (ジェットの北側) は高気圧性シアー (ジェットの南側) よりかなり小さい。大気は (等圧面上ではなくて) 等温位面上を運動するから、われわれは等圧面上のジェット・プロファイルのイメージを改めなければならない。等圧面上ではジェット付近の等風速線は極大であるが、jet stream front を通る等温位面上では風速はほぼ一様である。このことから、巨大で結合力が強い “air-body” が安定層のなかを輸送される。この事実は安定層内で強い風速シーンがあらわれる等圧面解析からは明らかにならない。

ロ ス ビ ー 波

最小発散層 (Landers, 1955), すなわち 500 mb 面の少し下層における大気運動を扱うときは、絶対うず度はジェット気流層におけるよりも良く保存される。運動が等圧的でさら

に(7)式の tilting 項が無視できると仮定すると：

$$\frac{dQ}{dt} = 0 \quad (33)$$

すなわち絶対うず度は保存される。

流れの場の個々のパーセルの Q_z の値が一定である一つの流線を求めることができる。これは “constant absolute vorticity-trajectories” (CAVT) と呼ばれ、1940代の終りごろ——電子計算機が導入される以前——天気予報に広く利用された。理論的流跡線と実際のコンター・パターンが大きく異なるときは、CAV流跡線と実際の流線を比較することによって、500mb流線の補正を予報することができる。

波動パターンが移動性で振幅が小さく、 $v \cong u$ とすると、よく知られているようにロスビーの波動方程式が得られる。

$$L = 2\pi \sqrt{\frac{u - C}{\beta}}$$

あるいは

$$C = u - \frac{L^2 \beta}{4\pi^2} \quad (34)$$

ここで C は波動系の伝播速度 (Rossby, 1945) である。 C は L の関数であるから波は分散性を持っており、群速度 C_g はつぎのように表わされる。

$$C_g = C - L \frac{dC}{dL} \quad (35)$$

(34)式から

$$L \frac{dC}{dL} = -2\beta \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2$$

したがって

$$C_g = C + 2\beta \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 = u + \beta \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 \quad (36)$$

したがって偏西風帯では群速度は波の速度よりも大きく、また偏西風速よりも大きい。Namias (1947)によれば、中緯度では低気圧波動の速度は約10~12度/日(約10m/sec)であるが、長波の速度平均値は約1.5度/日である。波長50度の群速度を(36)式で計算すると約28度/日(≈28m/sec)である。理論的群速度はつぎの観測事実とよく一致する：深まりつつあるトラフ下流の気圧系が、移流によっても波の傳播によっても説明され得ないほど、非常に発達することがある。物理法則に従って、群速度は下流のじょう乱のエネルギーの傳播を支配する——それが波長の二乗によって表わされるならば——。

Jet maxima と準慣性運動

前節で述べたロスビー波は、絶えず度保存則の下で一様な帯状流に重なったじょう乱の振動運動として取り扱われた。もう一つの型の振動は求心力とコリオリの力が釣り合うと仮定して得られる。

$$\frac{v^2}{r} = f v$$

または、

$$v = f r \quad (87)$$

ここで r は“慣性円”の半径で、 f は一定と仮定する。慣性円を一周するに要する時間は“慣性周期”と呼ばれ次式であらわされる。

$$T_i = \frac{2\pi}{f} \quad (88)$$

すなわち 1 pendulum day = $\frac{2\pi}{\Omega \sin \phi}$ (フーコーの振子が一周期終るに要する時間) の半分。

ジェット気流層の流れの場合が地衡・基本流 $\bar{u}$ と非地衡流成分——基本流とともに動く座表系であらわすと——すなわち慣性流から成り立つと仮定しよう。明らかにこのような流れでは、空気粒子の流跡線はつぎの波長を持つサイクロイドである (Raethjen, 1961) :

$$L_i = \frac{2\pi}{f} \bar{u} \quad (39)$$

さらに基本流 (それは地衡流で帯状流) は南北方向のシア (lateral shear) を持つと仮定する (Van Mieghem, 1951; Kao and Wurtle, 1959; Newton, 1959, 1964; Raethjen, 1961) :

$$\bar{u} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} y + \bar{u}_0 \quad (40)$$

ここで $\bar{u}_0$ は $y=0$ における地衡風速である。時間・空間の座表原点を適当に選ぶと、

$$y = A_y \sin(fat) \quad (41)$$

この式からシア一流の慣性周期がわかる。

$$T_i = \frac{2\pi}{fa} \quad (42)$$

基本流の水平シアがないとき、(42)は(38)にもどる。(41)を微分すると

$$v^* = \frac{dy}{dt} = fa A_y \cos(fat) \quad (43)$$

(43) で $t=0$ のとき $V^* = V_0^*$ として慣性振動の振巾を求めると、

$$A_y = \frac{V_0^*}{f\alpha} \quad (44)$$

慣性振動の振巾は初速、緯度および基本流の水平シアの関数である。

うえのいくつかの方程式を求めるとき、地衡基本流はじょう乱の運動によって変わらないと仮定した (Petterssen, 1956, Vol.1; Johannesssen, 1956)。言い換えると、適応機構——気圧系と風系が適応し合う——が“作用していない”という仮定をした。これに反し、もしかりに風系と気圧系が“完全に”適応すると、慣性振動は全く生じないだろう：すなわち非地衡風じょう乱の速度が地衡基本流に重なったときは、それは直ちに新しい補正された気圧場および新しい地衡流に吸収されてしまう。

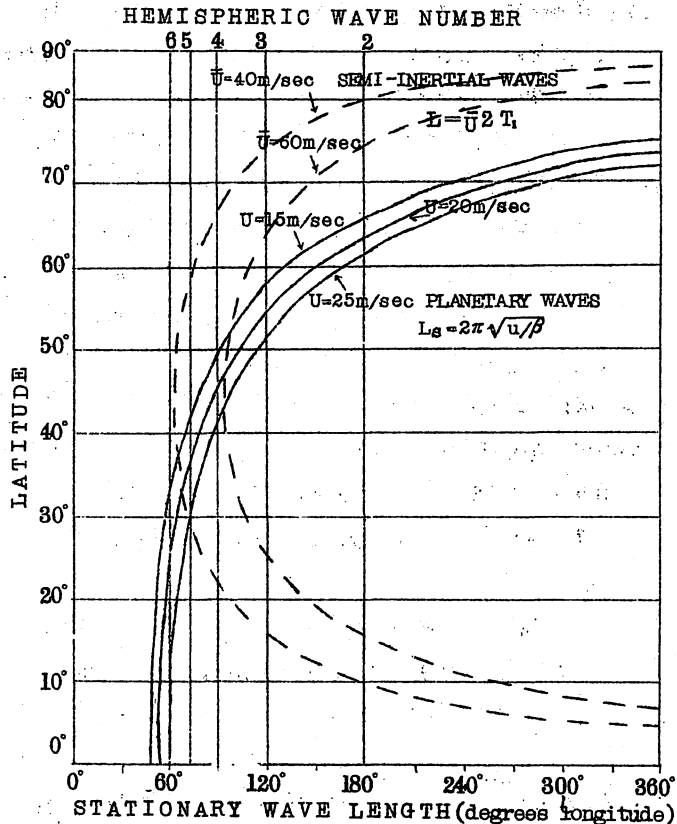
現実の大気中にはうえに述べた二つの極端なケースはあらわれない。いくらかの“適応”がおこっているが、その“適応機構”は完全ではない。Newton の統計的調査によると (Newton, 1959a, 1964), ジェット気流付近の実際の慣性周期はかなりバラツいており、(38) で計算した値よりも大きい：平均的には (38) が与える値の約 2 倍である。したがって jet maximum は準慣性振動現象である。この統計的結果を (42) に応用すると、シア無し流 $\bar{u}$ の実際の週期は

$$T = 2T_i = \frac{4\pi}{f} \quad (45)$$

準慣性振動の波長はつぎのようになる。

$$L = \frac{4\pi}{f} \bar{u} \quad (46)$$

第 17 図はロスビーの停滞波長 (34) で $C=0$ を緯度の関数としていろいろな帯状風速について示したものである。(44) から明らかなように、慣性振動の振巾は緯度、基本流のシア、および非地衡風じょう乱の初速によって決まる。いままづを無視すると、別個の慣性振動を持った水平の拡がりはお互いに作用を及ぼすことなしに——特に鉛直シアがあまり大きくないときは——お互いの上に重なり合わされる。



第 17 図. 異なった風速の下で、緯度の関数として表わしたロスビー波と準慣性波の波長。

うず位保存

Erte1 (1942) が導いた理論を考察しよう。

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{\rho} Q \cdot \nabla \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{1}{\rho} N \cdot \nabla \Psi \quad (47)$$

ここで Ψ は任意スカラー関数 (Eliassen and Kleinschmidt, 1957) である。ソレノイド・ベクトル N は $\nabla \alpha$ と $(-\nabla p)$ の両者に直交するから、 Ψ を熱力学の状態関数 (すなわち p と α の関数) に選ぶと、(47) の最後の項は消える。特別な場合として $\Psi = \theta$ (温位) とすると、つぎの式を得る。

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{\rho} Q \cdot \nabla \frac{d\theta}{dt} \quad (48)$$

ここで p はうず位である。(48) によるとうず位 p は非断熱加熱および非断熱冷却がおこるときだけ変化する。

断熱運動 ($d\theta/dt = 0$) では $dp/dt = 0$ である。(48) は等温位面流跡線の精度を決めるのに使われる。等温位面上の運動は定義によって断熱的であるから、温位が保存される。

だから流跡線にそって p が急に变化するときは——変化量がまさつ項および非断熱効果に起因する大きさを越すときは——流跡線を再計算しなければならない。

いままでの議論をジェット気流地域の流れに応用すると、ジェット軸北側の成層圏大気のうず位 p は非常に大きく、平均ではジェット南側の対流圏大気の数より一桁大きい。発達したジェット北側の成層圏大気のうず位 p の値は $50 \sim 100 \times 10^{-9} \text{ g}^{-1} \text{ sec degree}$ のオーダーである。

うず位 p が保存されることから、成層圏大気の対流圏への侵入を——周囲の値にくらべてその地域の p の値が高いことに注目して——追跡することができる (第18図省略)。第12図は大気がジェット気流の低気圧性側 (北側) から高気圧性側 (南側) へ通過する機構を示したものである：大気は安定層内を通る：この安定層上部は“jet stream front”の上端にあり、対流圏下層に下降したあと高気圧圏内で“沈降性逆転”となる。“沈降性逆転層”では安定度が大きいので、流跡線にそって絶対うず度が減少しても $p = \text{一定}$ が保たれる。*) 実際計算してみると、(48) および (28) はジェット気流付近の強い下降流——それは放射性落下塵をとまう——の地域で満足される (Staley, 1960; Reiter, 1963b; Reiter and Mahlman, 1964)。

トロポポーズ層およびその上空にある大気が jet maximum の第二象限へ流入すると、水平収束をうけやすく、(28) によってうず度が増える。うず度の増加は (48) によって安定度の減少に結びつく。流跡線が高気圧内で発散するときは、うえと逆のことが起こる。

*) 安定度 $-\frac{\partial \theta}{\partial p} \rightarrow \text{大}$ 。∴二つの等温位面にはさまれる気層の $\Delta p \rightarrow \text{小}$ 。Qの減少する割合が Δp のそれに等しければ $p = Q/\Delta p = \text{一定}$ 。

成層圏から対流圏への大気運動は飛行機観測によって立証されており、それによると“jet stream front”ではオゾンが多く湿度が低い——これは平均的にも言えるし、個々の例はさらにそうである——。第19図(省略)は1961年5月8日の英国飛行機観測の結果を例示したものである(Briggs and Roach, 1968)。寒冷前線付近——そこでは強い下降流がある——の乾燥空気についての似た例が Miles (1962) によって報告されている。

さきに筆者が指摘したように等圧面解析は収束の定量的計算には間違った結果をもたらす。等圧面上では流れは jet maximum の入口で強く加速される。収束を $dv/ds > 0$ (いま v/rs を考慮しない) で表現すると, confluence が非常に強くなる必要がある。この状況は第14図に示される: この図ではジェット気流の二分枝が収束線で合流している。さきにこの図の議論で述べたように, ジェット二分枝は合流するのではなく, 北側ジェット分枝は南側ジェット分枝の下を滑降する。弱い jet maxima の入口付近でも同じことが成立するはずである。jet maxima の第二象限では収束があるから等温位的な“滑り”運動を生じ, それは成層圏の空気のひろがりを傾圧的な jet stream front の中へみちびく——ここでは傾斜した一定温位面にそうてその空気のひろがりは下降する。

第12図は等温位面上の $\partial v/\partial s$ の値は等圧面上のそれより非常に小さいことをあらわしている: そのわけは“jet stream front”では等風速面が等温位面とほとんど平行に走っているからである。したがって jet maxima の第二象限からジェット軸に向う大気運動は等風速線を切らない。したがって大気運動の速度は変わらない: 第20図(省略)の流跡線で12時間ごとの線分の長さがだいたい等しいことから明らかである。この調査では放射能で汚された気塊を追跡した: この気塊はジェット軸を等速で横切り, 約 400mb から約 650mb へ下降した。減速したのはジェット気流の高気圧性側へ達したあとだけであった。

第14図と第15図からわかるようにトラフ・ラインの東側では非常に強い diffluence があり, その結果ジェット気流の分流が生じている。北側ジェット分枝は分流後も中部および上部対流圏で低気圧性であるが, 南側ジェット分枝は沈降しながら, 渦位保存のため高気圧性に曲がる——後者は放射性落下塵を東部 Texas と Louisiana にもたらした(第21図省略)。jet maximum の第4象限では (28) によって収束があるので流跡線にそうて減速する: すなわち $\partial v/\partial s < 0$ 。この図を解釈するに当って jet maximum の運動を考慮に入れなければならない。流跡線の減速は流線のそれにくらべると小さい。第14図と第15図に示すジェット気流の diffluence と分流が, 強い水平シアーとそれに起因する力学不安定によってどの程度強められ, またどの程度生ずるかについては今のところよくわからない。

(28)によると流跡線に沿う絶対うず度の増加は水平質量収束に結びつく。したがって二つの等温位面にはさまれる気柱が鉛直方向に伸びる。

その結果、 $-\partial\theta/\partial p$ はこの流跡線にそうて減少するはずである。

いま述べたことを確証するために第21図を考察しよう。jet maximumの第4象限から出発してSavannah (Georgia州)に達する流跡線について考察する。第4象限では収束があるからうず度の式(28)によって $dQ/dt > 0$ である。だから中西部では直線であったがSavannahでは低気圧性曲率を持つ。 $dQ/dt > 0$ であるから、うず位保存則($Q/\Delta p = \text{一定}$)によって Δp が増加するはずである。この流跡線にそう安定層の Δp は45 mbから107 mbに増加した。 Δp が増加したもう一つの理由は：はじめ汚れた地域の下にあった一つの安定層(第22図省略でDCA~GSOの上空800~700 mbにあるうすい安定層)がCHSの上空800~700 mbで安定層の本体と合流したので安定層の厚さ Δp が増加した。

第21図で南西端の二本の流跡線にそうて Δp が減少している。この流跡線の上流は成層圏でそこではうず位が大きい(空気が成層圏から来たものであることを示している)。またこの流跡線の上流では水平シア $-\partial v/\partial n$ が小さいのでうず度の変化はだいたい曲率項 v/rs による。ところがこの流跡線にそうては高気圧性曲率が増加するので $dQ/dt < 0$ 。またうず度方程式(28)により水平発散がある。さらにうず位保存則($Q/\Delta p = \text{一定}$)により Q が減少するから Δp は減少する。したがって安定度($-\partial\theta/\partial p$)は増大する。

ジェット気流付近の成層圏大気が対流圏へ輸送されることに関連して二つの問題がある。その一つは等圧面上の“非地衡流”という古典的概念である。前節では“jet maxima”は非地衡流によって生じた“準慣性振動”であることを述べた。jet maximaの速度は超地衡的(supergeostrophic)であって、ジェット・コアの風はジェットの高圧側(南側)の流れを分離している。Faust (1959, 1962)と他の人(Hollmann, 1959), およびAttmanspacher (1961)の統計的調査はこの結論を裏付けている。成層圏大気がjet maximaのrear quadrant (jet maximaの北側の第一, 第二象限)に流入して、つぎにjet maximumの高気圧性側(jet軸南側の第三, 第四象限)に流入していることを(第12図), どのようにしてうえの概念(等圧面上の非地衡流)と矛盾なく結びつけることができるだろうか?

“等圧面運動”を考える限りではこれは一見矛盾しているようだが、実際の大気は等温位面上を運動しているので、“等温位面運動”を考えると容易に解決できる。ジェット・コアの大気(それは強く加速されている)はすべて対流圏大気であって、下層対流圏から上昇したものが上部対流圏とジェット・コアで混合している。したがってジェット・コア大気のうず位はかなり小さい。この対流圏ジェットの非地衡風成分は観測された加速度の値と一致する。“等圧面”の非地衡風成分を計算する際に、“jet stream front”中で沈下している大気と一見ジェット・コアを横切って(本当はジェット・コアの下をすべり抜ける)高気圧性側(南側)に抜ける大気とは勘定に入れてはいけない。前に述べたようにこの下降大気は等温位面上を動き、この面上ではジェット気流層で風速の変化が非常に小さい。ほとんど減速しないから高圧(高い流線関

数値) 方向の流速もほとんどかわらない。このように等圧面上の運動を考えないで、(運動は等温位的であるから) 等温位面上の運動を考慮すると、jet maximum “入口” の大気のすべてが非地衡風成分——低圧(低い流線関数値)側へ加速する——を持つのではないことがわかる。ジェット・コアへ流入する対流圏大気だけが非地衡風成分を持ち、成層圏大気はそうではない。

第2の問題はエネルギー保存に関するものである。jet maximum へ流入する空気の流れは加速されるから運動エネルギーが増える方向にある：したがってその位置のエネルギーは減少する。jet stream front 中で沈下する空気およびジェット・コア中で上昇する対流圏内の空気は位置エネルギーと運動エネルギーとの交換が行われる。もし、下降したり上昇したりする空気の流れが乾燥断熱的であるならば、そのために生ずる昇温と冷却とは水平温度傾度を破壊するはずである。しかし上昇流は雲ができて降水をとまることが多いので、潜熱を顕熱にかえる——すなわち非断熱変化をとまらう(Palmen, 1958)。さらに次のことに留意する必要がある。すなわち、たとえ下降する空気が低気圧性にまわる jet 軸のうしろ側で下降しはじめたとしても、その空気は下降しながら jet stream を突き抜けて急速に移動し、ついに上空の jet core の前面にあたる高気圧性にまわる領域に達する。かくして安定層にある空気が受ける断熱昇温は、はっきり測定出来るほどの沈降を受けなかった冷たい空気に対して相対的に子午線方向の温度差を増すことになる。かくして、このように減速する気流の中では運動エネルギーが減り位置エネルギーが増える間、前線帯およびそれに結びつく同時刻の jet stream はそれらを下流へ移動さすような伝播機構を備えている。

長波じょう乱と地形

この節では対流圏循環における major trough と major ridge の発生地について考察する。Saltzman (1961) と他の人々 (Saltzman and Peixoto, 1957, Saltzman and Fleisher, 1960 a, b, 1961; Saltzman et al., 1961; Saltzman and Teweles, 1964) は対流圏波動についてくわしい統計的調査を行なった。これらの調査によると、波数1~4の波の位相は地形と関係がある：言葉を換えるとこれらの波は定常波の傾向がある。このことは上部対流圏の月平均図および季節平均図(気圧場および風速場)にあらわれる。Saltzman and others によると、波数1の波は北半球の周極流偏倚をあらわし、500mb 層では 165°E にある (La Seur, 1954)。波数1が 165°E にある理由はヒマラヤとロッキーの間隔が正確に 180° 度でないからである。

700~1000mb 層厚図——これは対流圏下層の気温分布をあらわす (Anonymous, 1952)——によると、夏季は中・高緯度で4~5本のトラフが存在する。冬季(1月)は8本のトラフが明瞭である：アジア東部、北アメリカ、およびヨーロッパ。冬季の波数が夏季のそれより少ないことは、冬季のジェット気流の帯状風速が夏季のそれより大きいことを考慮して、 $C =$

0と置いた44式とConsistentである。冬季の3本のトラフのうち2本はヒマラヤとロッキーの風下にあらわれており、明らかに地形の影響による。もう一つのトラフはヨーロッパにあり、2本のリー・トラフより弱い：2本のリー・トラフとの共鳴効果によると考えられる。ヨーロッパのトラフが弱い原因の一つはその位置が日々変動することである。2本のmajor troughの位置は安定しているので平均図上でも振巾が大きい。7月気温分布にもこの2本の地形性トラフの残骸があらわれている。夏の停滞波パターンは地形と大陸の影響による。統計的調査から、波数5～8はプラネタリ波に、波数8以上は移動性高低気圧に対応する。これらの波の位置は日々変動するので、月平均図または季節平均図では消えてしまう。しかしこれらの波は熱（エンタルピー）、角運動量、および運動のエネルギーの南北輸送には重要な役割りを果す。波数3～6のV-成分の運動エネルギーは最大である。波数3は地形の影響によるので、巨大な山脈は大気の南北輸送過程を生ずることに重要な役割りを果す。

Saltzman and Tewels (1964)によると、平均的にはすべての波はそのエネルギーを帯状流に供給する。したがって大規模波動を持つ大循環は“じょう乱波”——それは平均運動からエネルギーをもらい、うずくにエネルギーを供給する——の性格を持っていない。

SaltzmanとTewelsによると波数2と5～10は運動エネルギーのソースである。そのほかの波は運動エネルギーのシンクである。波数5～10は移動性高・低気圧に対応し、それらはよく知られているように位置のエネルギーを放出する。波数2が運動エネルギー源であることは、地形と海陸分布の影響が大循環を維持するのに重要な役割りを果すことを示している。

Wien-Nielsen et al (1963, 1964)は波数1～15が輸送する熱量と運動量を緯度別、気圧高度別に計算した（1962年と1963年の1月について）。その結果は上に述べたことを確認するだけでなく、興味深い事実を明らかにした。45°～50°Nでは顕熱輸送の大部分は下層（500mb以下）でおこる。この顕熱輸送量の50%以上が波数1～4によって運ばれ、40～50°Nの間すなわち平均ジェット気流の北で輸送の主役は大きい波数から小さい波数へ移っている。この理由の一つは高緯度では緯度圏の長さが短くなるため、同じ波長でも高緯度では波数が小さくなるからである。運動量輸送はジェット気流による高速度が存在するところの高緯度で最大である。55°N以南では北向きの運動量輸送が、55°N以北では南向きの運動量輸送がある。運動量輸送の50%が波数1～4によって、30%が波数5～8によって輸送される。運動量輸送も熱輸送も7月には最小となる。

ほとんどすべての波数について、帯状位置エネルギーは乱流の位置エネルギーに変換される。1月の変換量の最大は“地形波”すなわち波数2と3による（Brown, 1964）。この事実は冬季巨大な山脈——特にロッキーの——風下で強い寒気のはんらんがあるという経験的事実とよく一致する。春と夏ではうえのエネルギー変換の主役は2よりも大きい波数である。帯状位置エネルギーは熱源の緯度分布によって補給される。緯度分布効果は冬最大で夏最小である。加熱最大は35～45度緯度圏で冷却最大は高緯度でおこる。加熱・冷却量のかかなり大きい年変化が

明らかにされた (Brown, 1964)。

水蒸気量のうず輸送もよく似たパターンを示す (Van de Boogaard, 1964)。水蒸気輸送量のほとんどは 850mb 以下で起こり、最大値は 40°N 付近にある。波数 6 より小さい波が水蒸気量輸送をつかさどる。

ここで地形性じょう乱が生ずる過程をうず位保存則を使って説明しよう。簡単のためにうず位をロスビーにしたがって表現する。 Δp を二つの等温位面にはさまれた気層の気圧差とすると連続の式はつぎのようになる。

$$D_h = -\frac{1}{\Delta p} \frac{d(\Delta p)}{dt} \quad (40)$$

ここで D_h は水平発散である。(40) 式を断熱変化を仮定してうず度方程式 (28) に入れると、

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{Q_z}{\Delta p} \right) = 0 \quad (50)$$

非圧縮性大気を仮定し、大気の厚さの初期値は H_0 で高度 h の山脈の上を流れるとする。山脈の頂上では流管の厚さ $H = H_0 - h$ である。(50) でみだされていない初期値を添字 0 であらわし、添字 z を省略すると、

$$\frac{q_0 + f_0}{H_0} = \frac{q + f}{H - h} \quad (51)$$

あるいは、

$$q = q_0 \frac{H}{H_0} - f_0 \frac{h}{H} + \Delta f \quad (52)$$

ここで $\Delta f = f_0 - f$ 。ジェット軸における条件を考えると、水平シアの項は消えるから

$q = VK_s$ 。大気パーセルがはじめから終りまでジェット軸にそって運動するものと仮定すると、曲率の数学的表現から次式で表わすことができる。

$$K = \frac{\frac{d^2 y}{dx^2}}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{3/2}} = \frac{q_0 \left(\frac{H}{H_0} \right) - f_0 \frac{h}{V H_0} + \frac{\Delta f}{V}}{-V \left(\frac{H}{H_0} \right) - f_0 \frac{h}{V H_0} + \frac{\Delta f}{V}}$$

あるいは、

$$d \left[\frac{\frac{dy}{dx}}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{3/2}} \right] = \frac{q_0 \left(\frac{H}{H_0} \right) dx - f_0 \frac{h}{V H_0} dx + \frac{\Delta f}{V} dx \quad (53)$$

$dy/dx = \tan \Psi$ (Ψ はジェット軸と x 軸のなす角) であるから、(53) の左辺は $d(\sin \Psi)$ に等しい。ジェット気流は山脈を $90 > \Psi > -90$ (すなわち $1 > \sin \Psi > -1$) の角度で横切る。

臨界速度 V_{cr} — 流線が山脈に平行になる速度 — は $\sin \psi = \pm 1$ とおくことによって求めることができる。風速 V が臨界速度 V_{cr} より小さい場合は流線は山脈にあたると廻れ右をして山脈をこえることができない。臨界条件は：

$$V_{cr} = - \frac{q_0}{H_0} \int_x^{x+\Delta x} H dx + \frac{f_0}{H_0} \int_x^{x+\Delta x} h dx - \int_x^{x+\Delta x} \Delta f dx \quad (54)$$

山脈に突き当たる基本流が直線であると、(54) の右辺第一項は消える。Bolin (1950) は第3項を省略して臨界度 $V_{cr} = 20 \text{ m/sec}$ を得た (ただし山脈の平均高度 $h = 2000 \text{ m}$, $\Delta x = 1000 \text{ km}$, 大気の厚さ $H_0 = 10 \text{ km}$, $f_0 = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$)。このようにロッキーまたはヒマラヤのような山脈だけでも上層流線はかなり曲げる。

うず位保存則(51)は帯状偏西風に大きいじょう乱波が重なる機構をうまく説明してくれる。大きな山脈の十分下流では大気の厚さ H は一定と見做してよいから、うず位一定流跡線は第一近似として CAV 流跡線になる。(34) で $c = 0$ とした波 (停滯波) が山脈の下流に生ずる。ロッキーおよびヒマラヤは(50)式によって大気に影響を及ぼす：気塊が山脈を上昇するとき層厚が減少するから絶対うず度も同じ割合で減少しなければならない。したがって直線基本流は高気圧性の曲率を持つようになり、リッジが山脈の上に形成される。これに反し、トラフは山脈の風下に形成される。

ヒマラヤおよびロッキー山脈の風下では波はつぎの特徴を持つ。

- (1) 波数1の周極流偏倚：ヒマラヤとロッキーが対称的に位置していない。
- (2) 波数2：地形性波動である。山脈の風下に準停滯トラフが生ずる。
- (3) 波数3～4：周極偏西流の平均速度に依存する。ロスビー波の共鳴の結果である。

南半球では巨大な地形性波動を生ずるような大きい山脈はアンデス山脈だけである。南極周極流偏倚に影響する因子は、南極大陸の最高・最寒冷地域が南極からかなり離れていることである。

山脈、海陸の温度差のどちらが上層風における準停滯波の形成に寄与するかについては、長い間気象学界の論争的であった (Sutcliffe, 1951; Academia Sinica, 1958)。どちらの論陳に組するかはさておいて、山脈と海陸温度差のいずれも長波じょう乱発生の原因となり得る。傾圧モデルを使った数値実験によるとどちらの効果が卓越するかははっきりしない (Smagorinsky, 1953)。海陸温度差の効果は二通りである。海岸線が基本流と平行である場合、対流圏の傾圧性は — 下層の気温傾度の符号によって — 強められるかまた弱められる。一例をあげると：冬季 New England で — 大陸は海洋より冷たい — SW ジェット気流が強い。もう一つの興味深い例は：夏季北アフリカでは、暑いサハラ砂漠とそれに較べると冷たい地中海の温度傾度がこの地方に subtropical jet stream を停滯せしめている。

水平温度傾度が上層流に及ぼす直接的影響のほかに、大陸・海洋上の巨大な気温アノマリーが及ぼす力学的効果を考察しよう。寒気団のなかでは等温位面は平均位置より持ち上げられる。いま(51)式参照)大気の厚さ H 。の上限が“蓋”^{ふた}でおおわれていると仮定する。寒気団の等温位面が持ち上げられる、二つの等温位面にはさまれる気流の層厚が減少するから、寒気は巨大な山脈と同じ効果を持つ：気流はうず度を減少し、高気圧性曲率を増す。気流が暖域を通るときはうえと逆の現象があらわれる。すなわち等温位面が下降するので、二つの等温位面にはさまれる気柱の層厚が増大する：気流は低気圧性曲率を増す。海洋・大陸の気温アノマリーはあまり高くまで効かない。Wippermann(1951)は、冬の気温減率を $0.6^{\circ}\text{C}/100\text{m}$ 夏の気温減率を $0.4^{\circ}\text{C}/100\text{m}$ と仮定して、この有効高度を計算した。

夏の大陸は海洋より低圧であり、冬の海洋は大陸より低圧である(Mintz and Dean, 1952)：この事実は巨大な海陸風(すなわち季節風)の原因として考えられてきた。夏大陸では大気は海洋よりも加熱されるのでこの等圧面にはさまれる気柱の厚さは海洋よりも厚くなる。したがって上層の気圧は海洋より高くなり大陸-海洋間に気圧傾度が形成され、大陸から海洋へ向う流れが生ずる。大陸の上層で大気が流出するから、地上気圧が下降する。だから夏季の大陸では上層が高気圧、下層が低気圧となる。うへのモデルは簡単なのが取り柄だが、コリオリの力を考慮に入っていない：コリオリの力を考慮すると大気の流入・流出はこのモデルよりは複雑になる。

地形の影響の考察にもどろう。(58)によると流跡線の曲率はうず度初期値 q_0 に依存する。第一近似として高い山脈にぶつかるジェット気流を考える——このジェット軸の低気圧性側(北側)では正のうず度を持ち、高気圧性側(南側)では負の相対うず度を持つ——。このようなジェット気流の低気圧性側から出発した流跡線と高気圧性側から出発した流跡線は山脈を通過するとき発散する。

したがって強いうず度傾度を持つジェット気流は山脈を通過すると分流する。第14図と第15図はジェット気流の分流を示している。このほかにもいくつかの同様な例が米国で観測されている。不幸にも太平洋側では高層データがまばらにしかないので、ロッキー山脈がジェットの分流に寄与しているかどうか結論することがむづかしい。

ヒマラヤ山脈については冬の季節風時にジェット気流の分流がいつも観測される。北側ジェット分枝は“Polar front jet”と呼ばれチベット高原の北を流れる：これは日々の緯度変化が大きい。南側ジェット分枝は——subtropical jet——ヒマラヤ山脈の南斜面を吹走し、その位置はほとんどかわらない。Chandhury(1950)はヒマラヤにおけるジェットの分流をつぎのように説明した。冬のチベット高原は低温であるから、高原の南端で水平温度傾度が最も強い——すなわちヒマラヤ南端に傾圧帯を定着させ、そこでsubtropical jetができる。もう一つの傾圧帯はチベット平原とさらに寒冷なシベリアの間に横たわる。

(松岡 隆 紹介)

