

プリミティブ2層モデルによる地形性降雨 (第I報)*

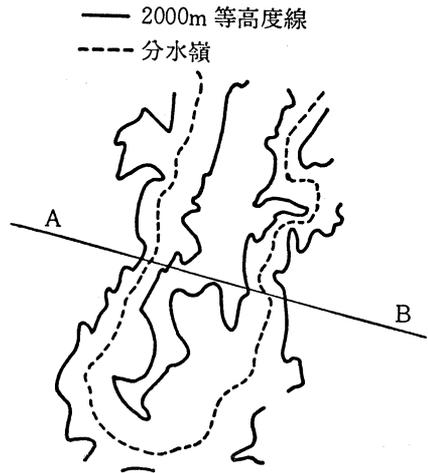
加藤 政勝** 戸矢 時義***

要旨

プリミティブ2層モデルによる地形性降雨(黒四ダム周辺)の数値計算を試みた。簡単化のために2次元で扱い、水平の計算領域を80kmとし、その中央部に、巾50km 高度約2kmの山を置く。水平格子間隔は2km、差分時間間隔は5秒とし、上部境界は200mbで静力学近似を仮定した。流入点での物理量は一定とし、流出点での扱いにより、(a)気圧を流入点と等しくする他は内部領域より外挿、(b)比湿を内部領域より外挿する他は流入点と等しくする、という2方式で計算し結果を比較した。(a)方式での結果は、風速場では山の頂で発生した波動は波長約208km、位相速度48m/secで風上に伝播、温度場では山の前面で発生した波動は波長約95km、位相速度22m/secで、風速場の波動とは逆に風下に伝播。(b)方式においても、風速場は風上に、温度場は風下に伝播し位相速度もそれぞれ48m/sec、22m/secと(a)方式と同じであったが、波長はそれぞれ190km、80kmと(a)方式より若干短くなった。しかしながら、両ケースとも約90分後に準定常状態となった。3時間計算降雨量は、120~130mmと実測降雨量の10~20mmに比して大巾に上まわった。その理由としては、2次元で扱ったため山の迂回効果が入らないということ、2層ということからくる制約、流入点で常に様に物理量が入ってくるという扱いをしたことが大きく作用していると思われる。

1. はじめに

地形性降雨は、その定量的な見積もりが難しいと言われている。前に、筆者は、三浦ダム周辺の地形性降雨を風向別に $V \cdot \nabla H$ (H は地形の高度) を波数解析し、全層飽和の条件の下に各々の波数における上昇流 ω を求め、 $\sum C_r \cdot \omega$ (C_r は凝結率) をもって降雨分布を求めたが、いくつかの例において実測の降雨分布とかなりよい近似をみた。しかし、この様な方式は、地形性による上昇流と力学的なそれとの相互作用を考慮せず、地形性降雨が独立に扱えるという仮定が入るきらいがある。そこで、地形性降雨を、もう少しオーソドックスに計算してみようと試みた。そこで、2次元プリミティブ2層モデルを使い黒四ダム周辺の降雨を近似的に扱ってみた。黒四ダム周辺の地形は、第1図に示すように集水域が東西巾8km、南北にその3倍の長さをもつスロツト状をな



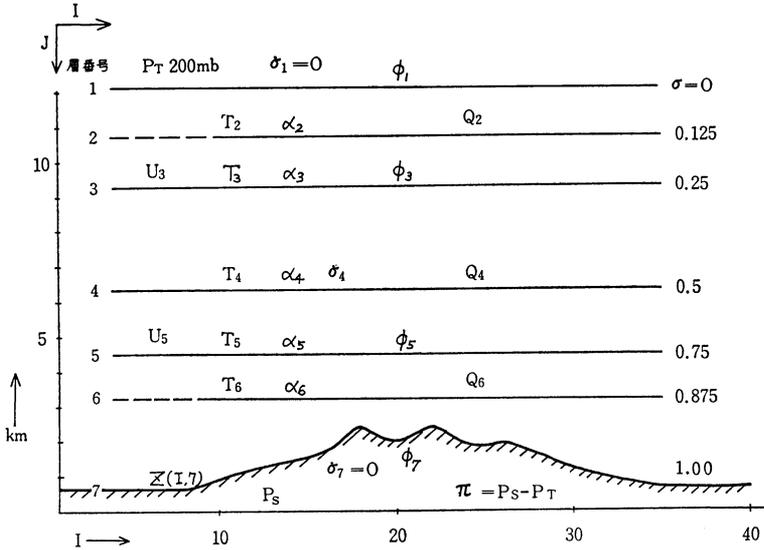
第1図 黒四ダム周辺の地形図。

* Orographic Rainfall by Two-Layer Primitive Equation Model.

** M. Kato, 大阪管区気象台予報課 (現 気象衛星センター解析課)。

*** T. Toya, 近畿地方建設局淀川ダム管理事務所。
—1977年4月20日受領—
—1978年1月26日受理—

している。したがって、もし、第1図の断面 A-B に平行に風が一樣に吹くようなケースを考えれば、断面 A-B は、集水域の代表的な断面と考えられそうである。第1図を2km格子間隔で空間平均を施し、さらに南北に平均した断面が、第2図の下部に示した山岳図である。山



第2図 A-B断面地形図および垂直構造.

の横巾は約50km, 峰は3個みられるが, 今回降雨の対象域(実測値がある)とするのは主に第一の峰と第二の峰との間の地域である. 山巾が50kmなので, 水平方向の計算領域をに80kmに定めた. このような水平スケールであれば, かなりの近似で運動方程式中のコリオリ項を無視できる. 計算に用いた水平格子間隔は2km, したがって, 格子点数は40, 垂直座標は σ -座標を用い, 2層として静力学近似を仮定した. このような situation のモデル大気の下で主役を演ずるのは重力波的なじょう乱と考えられるので, 近似度は悪くなるかもしれないが静力学近似を仮定した. 計算結果は, 初期段階では伝播性の重力波が発生し, その後準定常状態となった. 第2図に, 計算に用いた物理量および大気中に聳える相対的な山の大きさが示されている. ここで, I は水平格子番号を, J は垂直レベル番号を示す. P_S は地上気圧, P_T は上部境界気圧 200mb で一定, $\pi = P_S - P_T$, ϕ_7 は下部境界面でのジオポテンシャル, $\sigma = (P - P_T)/\pi$, P は任意な気圧を示す. 他は慣例に従った.

2. 初期値および境界条件

初期値は, 第1図で示した A-B 断面に下層から上層まで風が平行に吹いたと思われる, 32年9月17日21時より18日03時の輪島および館野の高層データを参考に作成した. 風の初期値は, 上部境界(200mb)で初期にはジオポテンシャル高度を12, 111m)と山岳系高度に挟まれた巾に反比例して風が吹くように与え, その他の量は等高度面では同値とした. 初期の物理量の分布は, 第9,

10図の実線で示されている. 流入点での物理量は一定とし, 流出点での値の扱いにより, (a) 気圧を流入点と等しくした他は内部領域より外挿, (b) 比湿を内部領域より外挿した他は流入点と同じにする, の2方式で計算した. 数値計算に用いた時間間隔5秒, 降雨量および垂直不安定の解消処置は3分間隔で行ない, 種々の物理量の計算結果の出力も3分毎にした. 全積分時間は3時間であった.

3. 基本方程式および計算スキーム

基本方程式は, 伊藤・磯野(1971), および, 菊地(気象庁電子計算室報告・別冊第18号)を2次元2層モデル大気に適用した. Flux 形で表示すると:

(1) 運動方程式

$$\frac{\partial \pi u}{\partial t} = -\frac{\partial \pi u u}{\partial x} - \frac{\partial \pi \dot{\sigma} u}{\partial \sigma} - \pi \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + \sigma \alpha \frac{\partial \pi}{\partial x} \right) + k_u \cdot \pi \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - k_F \cdot \pi u$$

ここで,

$$\sigma = \frac{P - P_T}{P_S - P_T} = \frac{P - P_T}{\pi}, \quad P: \text{気圧}, \quad P_T: 200 \text{ mb}, \\ P_S: \text{地上気圧.}$$

(2) 熱力学方程式

$$\frac{\partial \pi T}{\partial t} = -\frac{\partial \pi u T}{\partial x} - \frac{\partial \pi \dot{\sigma} T}{\partial \sigma} + \frac{\pi \alpha}{C_p} \left[\pi \dot{\sigma} + \sigma \frac{\partial \pi}{\partial t} + \sigma u \frac{\partial \pi}{\partial x} \right] + k_T \cdot \pi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\pi}{C_p} \cdot \frac{\delta Q}{\delta t}$$

ここで,

$\frac{\delta Q}{\delta t}$: 単位時間に単位質量に加えられる熱量.

(3) 静力学方程式

$$\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = -\pi \alpha$$

(4) 状態方程式

$$\alpha = \frac{RT}{\pi \sigma + P_T}$$

(5) 水蒸気保存式

$$\frac{\partial \pi Q}{\partial t} = -\frac{\partial \pi u Q}{\partial x} - \frac{\partial \pi \sigma Q}{\partial \sigma} + K_Q \cdot \pi \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} + \pi M$$

ここで,

M : 単位質量に単位時間に増減する水蒸気量.

(6) 連続の式

$$\pi \dot{\sigma} = -\sigma \frac{\partial \pi}{\partial t} - \int_0^\sigma \frac{\partial \pi u}{\partial x} d\sigma$$

(7) 傾向方程式

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -\int_0^1 \frac{\partial \pi u}{\partial x} d\sigma + K_\pi \cdot \frac{\partial^2 \pi}{\partial x^2}$$

(8) 降水量に関するもの.

比湿を Q , 飽和比湿 Q^* , 凝結量を δY とすると,

$$\delta Y = \frac{Q^* - Q}{1 + \frac{L}{C_p} \left(\frac{\partial Q^*}{\partial T} \right)_p}$$

$$= \frac{Q^* - Q}{1 + \frac{L}{C_p} \left[\left(\frac{\partial Q^*}{\partial T} \right)_\sigma + \left(\frac{\partial Q^*}{\partial \pi} \right)_\sigma \cdot \left(\frac{\partial \pi}{\partial T} \right)_\sigma \right]}$$

ここで,

$$Q^* = \frac{6220}{\sigma \pi + P_T} \cdot \text{EXP}(20.33\tilde{T} - 22.3816\tilde{T}^2 - 0.50464)$$

ここで,

$$\tilde{T} = \frac{T - 273.2}{273.2}, \quad \left(\frac{\partial Q^*}{\partial T} \right)_\sigma \cong \frac{20.33}{273.2} \cdot Q^*$$

$$\left(\frac{\partial Q^*}{\partial \pi} \right)_\sigma \cdot \left(\frac{\partial \pi}{\partial T} \right)_\sigma = -\frac{ARQ^*}{\alpha(\sigma \pi + R_T) \times 100},$$

A : 熱の仕事当量, R : Gas Constant.

(9) 降水に伴う昇温

$$\delta T = -\frac{L}{C_p} \cdot \delta Y$$

(10) 垂直不安定の解消処置

第2図に示したように, 水平 $i=1 \sim 40$, 垂直 $j=2, 4, 6$ とし,

$$\Delta T_{i,j} = T_{i,j} - T_{i,j-1} - \frac{\pi_i (T_{i,j} + T_{i,j-1})}{DD_{i,j} \pi_i + P_T} \cdot \frac{R}{C_p} DDD_{i,j}$$

ここで, $DD_{i,j}$, $DDD_{i,j}$ は定数で, $\Delta T_{i,j} > 0$ のときのみ,

$$T_{i,j} = T_{i,j} - \frac{\Delta T_{i,j}}{2}, \quad T_{i,j-1} = T_{i,j-1} + \frac{\Delta T_{i,j}}{2}$$

とする. すなわち, 垂直安定度が絶体不安定になっているときには乾燥断熱減率 Γ_d に戻す. したがって, この方式は, 「不安定解消のさいに Q は変化させないので過飽和になることもありうる. また, $T_{i,6}$, $T_{i,4}$ および $T_{i,2}$, $T_{i,4}$ 間での air mass 比は, 1:2 であるが取り扱いを簡単にするために 1:1 とみなして計算した.

(11) 拡散係数および下層摩擦

拡散係数 k_u, k_T, k_Q, k_π は, 計算が発散しないように $10^5 \text{ m}^2/\text{sec}$ とした. k_π は物理的には問題があるが, 見かけ上のノイズの発生を避けるために入れた. 下層摩擦は, Benwell・Bushby (1970) にない friction drag と form drag の両者を入れた. その際に, form drag を地形高度その物を入れるのではなく, 風に対する山岳系の form drag は $\nabla \cdot \phi_T$ とした方が実際に合うと思われるので, 下層風に,

$$k_F = 5 U_5 (1 + 0.0025 \cdot \frac{1}{g} \cdot \nabla \phi_T) / \alpha_5 \times 10^{-5},$$

を入れた. ここで, ϕ_T : 山の高度面のジオポテンシャル, α_5 : 比容.

(12) 計算スキーム

垂直差分は σ 座標系ではばエネルギー保存. 水平差分は中央差分を用い格子間隔 2 km で計算. 時間差分は, 松野スキームを用い, 時間間隔はフォン・ノイマン条件より 5 秒にとった. 垂直差分を施した差分形および用いた計算の Flow-Chart (第A1図) を Appendix に示した.

4. 計算結果および検討

本章では, 次の三つの Case について計算した結果を示し, その検討をする.

Case (A) : モデル大気熱力学過程は非断熱で, 流入点での物理量を一定とする. ただし, 気圧 π だけは流出入口で等しくとる. その他の量は, 流出点で $Q_I^{+1} = Q_I^{-1}$ と内部領域より外挿. ここで, I は水平格子番号, τ は計算時間である.

Case (B) : モデル大気熱力学過程は断熱で, 流出点での扱いは Case (A) と同じ.

Case (C) : モデル大気熱力学過程は非断熱で, 流入点での物理量は一定とし, 流出点での扱いは, 比湿 Q を Case (A) のように内部領域より外挿する他は流入点と等しくとる.

Case (A)

第3, 4図は, Case (A) の結果で, $U(I, 3)$ の I は第2図で示す水平格子番号, 3は垂直の層番号を示す. 第3図において, 縦軸は $I=23$ の格子での風速を目盛に

とっており、その他のもの ($I=7, 15$) については、じょう乱の伝播を見やすくするために相対的に垂直移動してある。横軸は積分時間を示す。第3図の下層風 $U(I, 5)$ において山の中央部 ($I=23$) で生じた弱いじょう乱④は、風向とは逆に山の前面 ($I=15$) の③に向かって振巾を増大させながら移動、平地 ($I=7$) の②では若干の減衰をみせている。第3図をもとに波動の移動速度、周期、波長を求めると、

移動速度: $2000(23-7)/60(c-a)=2000(23-7)/60$
 $(17-6) \cong 48\text{m/sec}$, 周期: $2(b'-b)=2 \times 36=72\text{分}$, したがって、波長は、 $48 \times 72 \times 60 \cong 208\text{km}$ となる。上層風 $U(I, 3)$ においては、移動速度、周期、波長、移動方向とも下層風と同じだが、位相が約 180° 遅れていることが認められ、かつ、振巾は下層に比して小さい。すなわち、山の影響を強く受ける下層で発生した波動は、遅れて上層に伝播していくように思われる。上層と下層での 180° の位相のずれは、下層で風が最も強いとき上層では最も弱く、また、その逆も成り立ち、これは流入点での流入量一定という条件から考えると質量保存ということで説明がつくように思える。両者とも90分位経過すると準定常状態となる。第4図は、Case (A) における温度場の時間経過を示す。縦軸は絶対温度を、横軸は時間を示す。第3図の風の場と比べるとかなり違った様相をしている。風の場のとくと同様に、下層の温度場 $T(I, 6)$ に発生した波動の移動速度、周期、波長を求めると、移動速度: $2000(31-23)/60(b-a)=2000(31-23)/60(40-28) \cong 22\text{m/sec}$, 周期: $2(b'-b)=2 \times 36=72\text{分}$, したがって、波長は、 $22 \times 72 \times 60=95\text{km}$ で風のじょう乱とは反対に風下に移動している。中層 $T(I, 4)$ にも弱いじょう乱が下層より遅れてみられるが、上層 $T(I, 2)$ ではほとんど認められない。しかし、全体的にみると、風の場と同様90分位たつと準定常状態となる。風速場内に発生したじょう乱と温度場のじょう乱とはこのモデル大気では周期は同じで、温度場の移動速度が風のその約 $1/2$ で方向反対、また、温度場の波長は風の場の $1/2$ 倍である。なお、物理量の空間分布、時間経過は後述する。

Case (B)

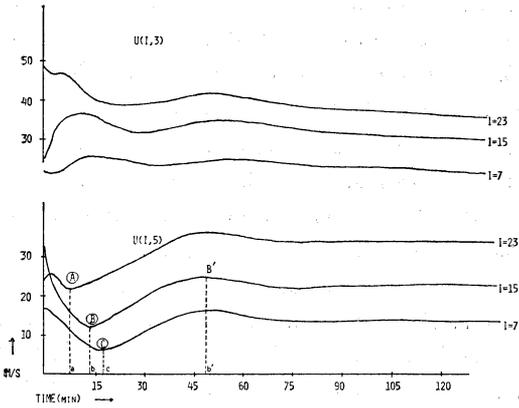
断熱で Case (A) と同じ条件の下に計算したのが第5, 6図である。第5図の風の場は第3図 (Case (A) の場合) と非常に類似しており、じょう乱の移動速度 48m/sec 、波長 208km で一般風に逆向、上層・下層の位相のずれは 180° である。準定常状態になるのも Case (A)

と同じく90分位であるが、そのとき $I=23$ の風の強さは、Case (A) のときに比して若干弱まっている。第6図の温度場を Case (A) の第4図と比較すると、よく似ているが振巾がやや大きく、潜熱の放出は温度場の変形を抑える働きをしているように思える。準定常状態には90分位であり、潜熱放出がないために Case (A) に比して中・下層での温度は低めである。

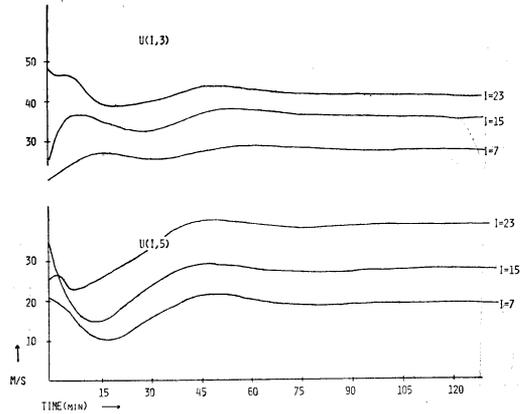
Case (C)

第7, 8図は、Case (C) の結果である。座標軸のとり方は Case (A), (B) と同じである。第7図の $U(I, 5)$ をみると、Case (A), (B) と同じように山の中央部で発生したじょう乱は風上に向かい、移動速度 48m/sec 、周期66分、波長 190km で、Case (A), (B) に比して波長がいくぶん短かく、かつ、振巾も小さく上層への伝播はほとんどない。第8図の温度場 $T(I, 6)$ をみると、じょう乱の移動速度 22m/sec 、周期60分、波長 80km と Case (A), (B) に比して風の場と同様、少し短かく、90分位で準定常状態になっているのがわかる。

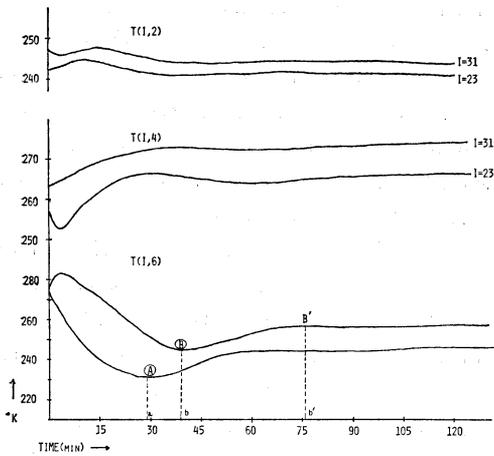
第3~8図に示したじょう乱は、モデル大気内に発生した伝播性の波動と考えられるが、次に地形に対応してできる定常的なじょう乱について検討してみる。Case (A) における物理量の空間分布と時間経過を示したのが第9, 10図、Case (B) のそれが第11図である。各々の図の横軸は水平格子番号 I を示す。縦軸は、各々の物理量の単位が目盛である。第9, 10図の実線は初期値を、一点鎖線は6分後の積分値を、破線は60分後の積分値を示す。ただし、第10図の降雨量の破線は60分間計算降雨量を、実線は180分間計算降雨量を示す。山岳高度 $Z(I, 7)$ を第10図の下に併せて示した。第9図の Case (A) における $U(I, 3)$, $U(I, 5)$ との関係は下層収束、すなわち、 $U(I, 5)$ の減少域は上層発散 $U(I, 3)$ 増大というセンスを示し、そのとき上昇流 $\dot{\sigma}_4(I)$ は負の値をとり、また、これらの逆も成り立っている。下層風 $U(I, 5)$ は、山による form drag の効果により山の前面で減少、それを補償するように上層風 $U(I, 3)$ の増大がみられ、山の後面ではおろし風に相当すると思われる下層風の増大がみられ、そのとき上層風は減少している。同じく、Case (A) における温度場について準定常状態になった積分計算時間 $T=90\text{分}$ の時点の空間分布について調べてみる。図示しなかったが、第9図の $T=60\text{分}$ の温度場の空間分布にほぼ近い形をしている。したがって、第9図の温度場を参考にしながら検討を進める。第9図において、温度場の変形が著しい中層 $T(I, 4)$,



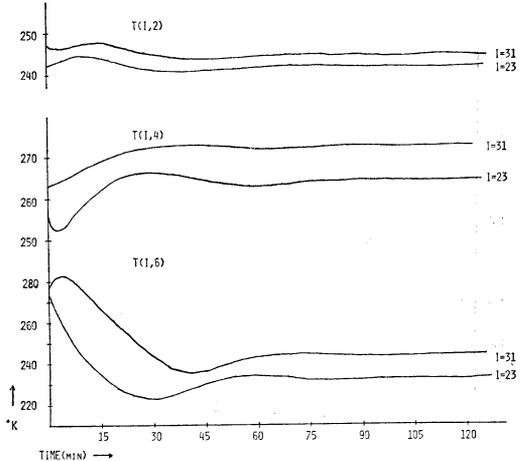
第3図 非断熱で、流入・流出点の π を一定にしたときの風の時間変化。縦軸の目盛は $I=23$ に対応。



第5図 断熱で、流入・流出点の π を一定にしたときの風の時間変化。縦軸の目盛は $I=23$ に対応。



第4図 非断熱で、流入・流出点の π を一定にしたときの気温の時間変化。



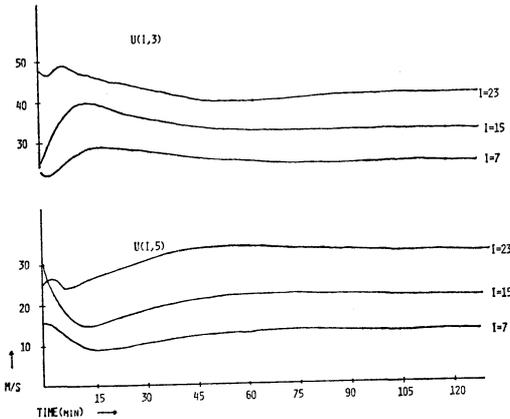
第6図 断熱で、流入・流出点の π を一定にしたときの気温の時間変化。

下層 $T(I, 6)$ での水平格子番号 $I=18$ (この点は山岳系の峰に相当し、ここで、 $T(I, 4)$ 、 $T(I, 6)$ とも極小値をもつ)、および、 $I=20$ (この点は山岳系の谷に相当し、ここで、 $T(I, 4)$ 、 $T(I, 6)$ は極大値をもつ) に着目して、温度場の時間変化 $\partial T/\partial t$ を調べる。

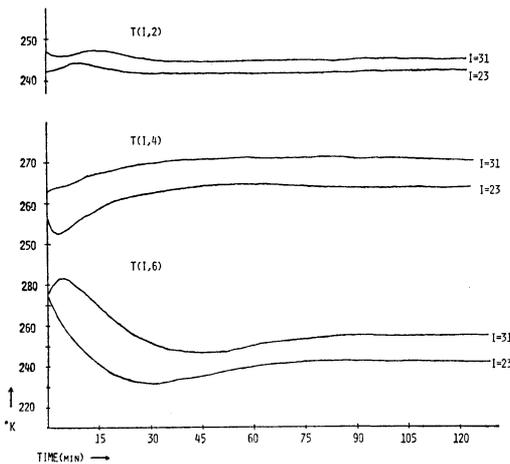
$$\frac{\partial T}{\partial t} = -V \cdot \nabla T - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{\alpha}{C_p} (\pi \dot{\sigma}) + \frac{\sigma \alpha}{C_p} \frac{\partial \pi}{\partial T} + \frac{\sigma \alpha}{C_p} V \cdot \nabla \pi + K_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{C_p} \frac{\delta Q}{\delta t}$$

上式において、 $I=18, 20$ の点で T は極値をもつ。よって、右辺第1項の水平移流項の微分は0、したがって、差分近似においても近似的に $-V \cdot \nabla T \approx 0$ 、同じく右辺第

5項も第10図においての π (温度場のときと同様に、積分時間 $T=90$ 分の π の空間分布は第10図の $T=60$ 分における空間分布に類似している) が、ここで極値をもつことより、 $\frac{\sigma \alpha}{C_p} V \cdot \nabla \pi \approx 0$ 、また、第7項の非断熱項は降雨の潜熱放出によるものであるが、 $I=18$ の点において $T=90$ 分から $T=93$ 分の間に降雨は $0.46g$ あり、したがって、単位時間当たりの $\frac{1}{C_p} \frac{\delta Q}{\delta t}$ の値は、 $1/180 \times L/C_p \times 0.46 \approx 0.006$ ($^{\circ}K/sec$)、同じく、 $I=20$ において $1/180 \times L/C_p \times 0.08 \approx 0.001$ ($^{\circ}K/sec$) と、後述する他の項に比して小さい。これは、このモデル大気におい



第7図 非断熱で、境界値を一定にしたときの風の時間変化。縦軸の目盛は $I=23$ に対応。



第8図 非断熱で、境界値を一定にしたときの気温の時間変化。

て、第9図の非断熱力学過程の温度場の空間分布が、第11図の断熱力学過程の温度場の空間分布に類似していることから、温度場の決定に非断熱効果が主要な役割をしていないことの表われであると思われる。したがって、上式は、 $I=18, 20$ において近似的に、

$$\frac{\partial T}{\partial t} \cong -\dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{\alpha}{C_p} (\pi \dot{\sigma}) + \frac{\sigma \alpha}{C_p} \frac{\partial \pi}{\partial t} + K_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$$

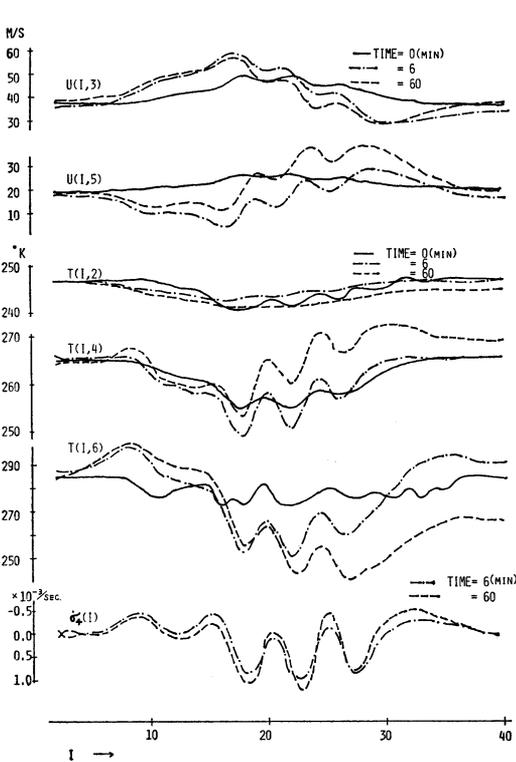
となる。ここで、右辺第1項は温度の垂直移流項、第2項は垂直運動に伴う断熱膨張による温度変化、第3項は地上気圧 $P_S (\pi = P_S - P_T)$ が変化することにより σ 面 ($\sigma = \frac{P - P_T}{\pi}$) が上下することによる温度変化 (これは

時間変化項であるが、 π, U の空間分布より求まる)、第4項は拡散項である。これらの各項の大きさを、積分計算時間90分、 $I=18, 20$ においての $\frac{\partial T}{\partial t} (^{\circ}\text{K}/\text{sec})$ の変化を求め、表にしたのが第1表である。

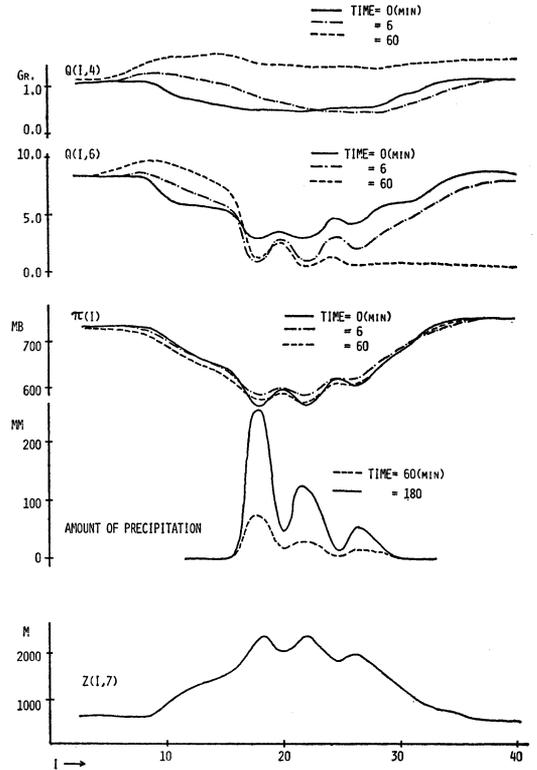
温度場に関する計算時間3分毎の出力の値は、第4図に示すように、計算時間90分においては、準定常状態であるにもかかわらず、第1表に示した主要項の和 ($A+B+C+D$) はかなり大きい。この原因は、はっきりしないが、ここでの各項の計算は5秒ごとに計算を3分継続し、計算時間90分の段階で潜熱放出、および、垂直不安定の解消処置を入れた後の T の値についての $\frac{\partial T}{\partial t}$ を計算しているために、温度場が一時的にアンバランスを持っているためと考えられる。第1表の各項の作用の仕方をまとめると、山岳系の峰と谷付近において温度場の変形が著しく、それらを支配している要素の中では拡散項 (D) が最も大きく、その作用の仕方は σ 面での温度場を平滑化するように強く作用している。断熱膨張項 (B)、および、地上気圧変化による項 (C) のオーダは同じ位で、温度場が極小値をもつところでその値を増加させる方向に両項とも作用し、極大値を持つところでは、(C) 項は減少させる方向に、(B) 項はいくぶん増加させる方向に働くが値は小さい。垂直移流項 (A) は、下層に対する影響が最も大きいと思われる山の峰 (ここでは P_S が小さくなると思われるから σ 面が上がり温度も下がる) で温度場の極小値を上昇させるように働く。全体としてのこれらの要素の作用の仕方は、常に σ 面上の温度場を平滑化するように作用する傾向をもつ。温度場が、峰の周辺でどのような分布をしているか定性的に調べてみる。第10図に、山の形と計算時間60分における $\pi(I) = P_S - P_T$ が示してある。そこで、 $\sigma_6 = 0.875, \sigma_4 = 0.5$ の面の気圧 P を計算してみると、 $P = \pi\sigma + P_T$ であるから、 $\sigma_6 = 0.875$ では $I=16$ と $I=18$ で、 $\rho P = 0.875 \times (611 - 574) \cong 33\text{mb}$ 、 $\sigma_4 = 0.5$ で $I=16$ と $I=18$ で、 $\rho P = 0.5 \times (611 - 574) \cong 19\text{mb}$ 、いっぽう、第9図より $T(I, 4), T(I, 6)$ について $I=16$ と $I=18$ の気温差を調べてみると、 $T(16, 4) - T(18, 4) \cong 259 - 253 = 6^{\circ}\text{K}$ 、 $T(16, 6) - T(18, 6) \cong 278 - 254 = 24^{\circ}\text{K}$ 、したがって、 σ_4 のレベルでは $\Delta P = 19\text{mb}$ で 6°K 、 σ_6 のレベルでは $\Delta P = 33\text{mb}$ で 24°K の気温差がみられる。最下層では、520mの高度差 ($Z(18, 7) - Z(16, 7)$) で 37mb の差 ($\pi(16) - \pi(18)$) があるので、およそ 71mb で 1,000m の高度差と見積もれる。そうすると、最下層に最も近い σ_6 のレベルでは 33mb の ΔP で 24°K の温度差を示してい

第1表 積分計算時間90分における $I=18, 20$ での中, 下層の温度変化 $\partial T/\partial t$ ($^{\circ}\text{K}/\text{sec}$) を決める主要項.

	A	B	C	D	A+B+C+D
	$-\dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma}$	$\frac{\alpha}{C_p} \pi \dot{\sigma}$	$\frac{\sigma \alpha}{C_p} \frac{\partial \pi}{\partial t}$	$K_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$	$-\dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + \frac{\alpha}{C_p} \pi \dot{\sigma} + \frac{\sigma \alpha}{C_p} \frac{\partial \pi}{\partial t} + K_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$
$T(I, 4) I=18$	-0.008	0.099	0.011	0.230	0.332
$T(I, 6) I=18$	0.536	0.017	0.013	0.430	0.996
$T(I, 4) I=20$	0.000	0.007	-0.008	-0.195	-0.196
$T(I, 6) I=20$	0.062	0.010	-0.010	-0.303	-0.250



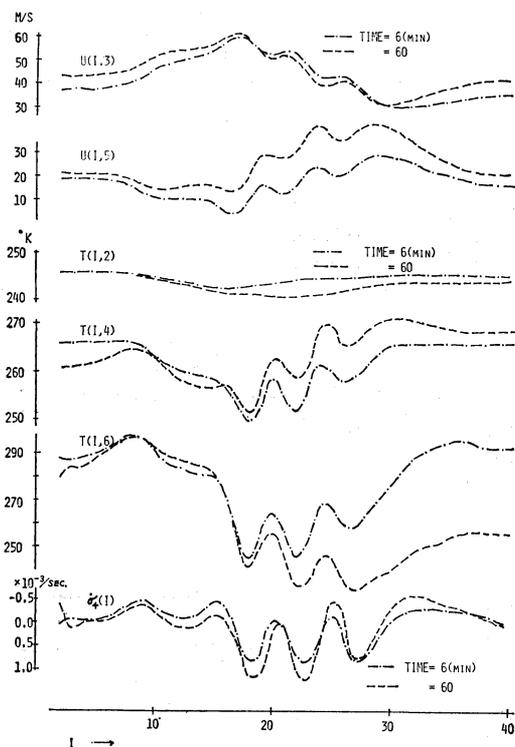
第9図 非断熱で, 流入・流出点の π を一定にしたときの U (風速), T (気温), $\dot{\omega}_4$ (上昇流) の空間分布および時間変化.



第10図 非断熱で, 流入・流出点の π を一定にしたときの Q (比湿), π (気圧), 降雨量の空間分布および時間変化. $Z(I, 7)$ は地形を示す.

るので, $I=16$ と $I=18$ で水平面でみても同じ温度とはみられず (もしそのように仮定すると垂直に大きな超断熱減率となる), 中層以下では, 山の峰付近ではその上流に比して水平的にみて, 冷たい空気塊が存在することになる. 特に, その傾向は下層ほど, 非常に顕著である. いっぽう, 運動場はどうか, $I=18$ について $\omega_4 = \pi \dot{\sigma}_4 + \sigma_4 \dot{\pi}$ を計算してみると, $\omega_4 \approx 574 \times 10^{-3} + 0.5 \times 0.146 \approx 0.5$ (mb/sec) という下降流になっている. した

がって, 山の峰付近では, 下降流であるにもかかわらず, 準定常的に山の上流に比して水平的に冷たい気塊が存在するという結果になる. なぜこのような気温分布になるかということが問題であるが, この維持機構についての適切な説明が現時点ではつかないので, 今後の問題として残したいと思う. 第10図の降水量分布をみると, 同じ第10図の山岳系の profile に類似し三つのピークを持つ



第11図 断熱で、流入・流出点の π を一定にしたときの U (風速), T (気温), σ_4 (上昇流) の空間分布および時間変化,

ている。定性的に降雨分布の形成を考えると、次のようになる。流入点からは常に一定の比湿 Q の流入があり、これらの量は運動場によって山岳系に向かって運ばれるわけであるが、山岳系においての温度分布は、第9図の山の峰 ($I=18$) では、中層・下層とも気温が時間が経つにつれて初期値に比して大巾に低くなる。したがって、その σ 面での飽和比湿 Q^* は下がる。いっぽう、上流から運ばれてくる比湿 Q は、 $Q-Q^*$ に比例して降雨量として計算されるから、気温の低い峰の所に降雨量が増加することが期待される (事実、計算降雨量は多い)。山の谷 ($I=20$) において、中層の気温は初期値より高くなる傾向があり、したがって、飽和比湿 Q^* は、初期値に比して大きくなる。また、下層においては初期値より低くなるものの、温度場は極大値を持ち、飽和比湿 Q^* も比較的大きく、中・下層を併せて考えると、ここまで運ばれてくる比湿 Q' と Q^* の差は小さく、したがって、降雨量は少なくなることが期待される (事実、計算降雨量も少ない)。第11図の Case (B) の物理

量の空間分布は、初期値は Case (A) と同じであるが省いてある。Case (A) と同様なことがいえるが、風速場および温度場 (特に、 $T(I, 6)$) の準定常状態の初期値からのずれが若干大きいのが認められる。また、振巾も大きく、断熱であるための効果がでてきているようである。Case (C) についての降雨量分布は図示しなかったが、第10図の Case (A) とほぼ同じ形をしている。降雨の三つのピークは、風上ほど大きく湿潤な空気が初めの峰の影響を一番受けることを示していると思われる。しかしながら、3時間実測降雨量が $I=20$ 付近で求められているが、これによると、10~20mm で計算降雨量 120~130mm ($I=18\sim 22$ の平均) に比して非常に少ない。

5. おわりに

黒四ダム周辺の地形性降雨を調べるために、最も簡単な場合を想定して2次元2層モデルを用いて計算したが、それでも多くの問題が残る。Case (C) のように比湿を除き流出入点での値を等しくとるとするのは、現実の大気にそぐわないと思うし、また、Case (A) のように気圧を流出入点で等しくとるとするのも問題がなくもない。すべての物理量を内部領域から外挿するのが望ましいかも知れない。しかし、内部からの外挿の方法を変えると計算が発散してしまうという経験をした。拡散係数については、 $\nu=0.2l^{4/3}$ という経験則 (Richardson) があるが、今回に用いた 10^5 というオーダーはこれより大きく、むしろ、計算ノイズを抑えるという点から選択された。山の中央部での温度場の検討によっても明らかのように、拡散項は大きな役割を果たしている。 σ 座標系においての等 σ 面上の物理量は、 P 座標系、 Z 座標系に比して山岳系の近傍では凹凸が著しくなるというのは σ 座標系の持っている本質的な問題であると思われるので、凹凸を抑える働きをする拡散項の与え方に特別な工夫を要すると思われ、今後の問題であろうと思う。計算降雨と実測との大きなずれは、一つには、2次元流なので山の迂回効果が入らず、すべての空気が山に登ってしまうということ、また、2層という制約からくるもの、流入点で常に一樣に物理量が入ることなど、実際の大気とのずれが大きいことなどが考えられるが、それでも両者のずれは大きいと思われるので、今後の問題として残りそうである。また、山の峰付近での低温域の発生についての説明が今回うまくつかなかったので、今後の検討課題としたいと思う。

Appendix

第2図に示した垂直構造の下に垂直差分を施した後の

差分式は:

傾向方程式,

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} = -0.5 \left(\frac{\partial \pi u_3}{\partial x} + \frac{\partial \pi u_5}{\partial x} \right) + K \pi \frac{\partial^2 \pi}{\partial x^2}$$

連続の式,

$$\dot{\sigma}_4 = -\frac{0.5}{\pi} \left[\frac{\partial \pi}{\partial t} + \frac{\partial \pi u_3}{\partial x} \right]$$

静力学および状態方程式,

$$\alpha_2 = ART_2 / [100(0.125\pi + 200)]$$

$$\alpha_4 = ART_4 / [100(0.5\pi + 200)]$$

$$\alpha_6 = ART_6 / [100(0.875\pi + 200)]$$

$$\phi_5 = 100(0.25\pi\alpha_6) + \phi_7$$

$$\phi_3 = 100(0.5\pi\alpha_4) + \phi_5$$

$$\phi_1 = 100(0.25\pi\alpha_2) + \phi_3$$

$$\alpha_3 = 0.25\alpha_2 + \alpha_4, \quad \alpha_5 = 0.333\alpha_4 + 0.583\alpha_6$$

$$T_3 = \frac{100\alpha_3}{AR} (0.25\pi + 200), \quad T_5 = \frac{100\alpha_5}{AR} (0.75\pi + 200)$$

運動方程式をレベル 3, 5 に,

$$\frac{\partial \pi u_3}{\partial t} + \frac{\partial \pi u_3 u_3}{\partial x} + \dot{\sigma}_4 \pi (u_3 + u_5) + \pi \left(\frac{\partial \phi_3}{\partial x} + 0.25\alpha_3 \frac{\partial \pi}{\partial x} \right) - K u_3 \cdot \pi \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} = 0$$

$$\frac{\partial \pi u_5}{\partial t} + \frac{\partial \pi u_5 u_5}{\partial x} - \dot{\sigma}_4 \pi (u_3 + u_5) + \pi \left(\frac{\partial \phi_5}{\partial x} + 0.75\alpha_5 \frac{\partial \pi}{\partial x} \right) - K u_5 \cdot \pi \frac{\partial^2 u_5}{\partial x^2} + K_F \cdot \pi u_5 = 0$$

ここで,

$$K_F = 5u_5 \left(1 + 0.0025 \frac{1}{g} \frac{\partial \phi_7}{\partial x} \right) / \alpha_5 \times 10^{-5}$$

熱力学方程式をレベル 2, 4, 6 に,

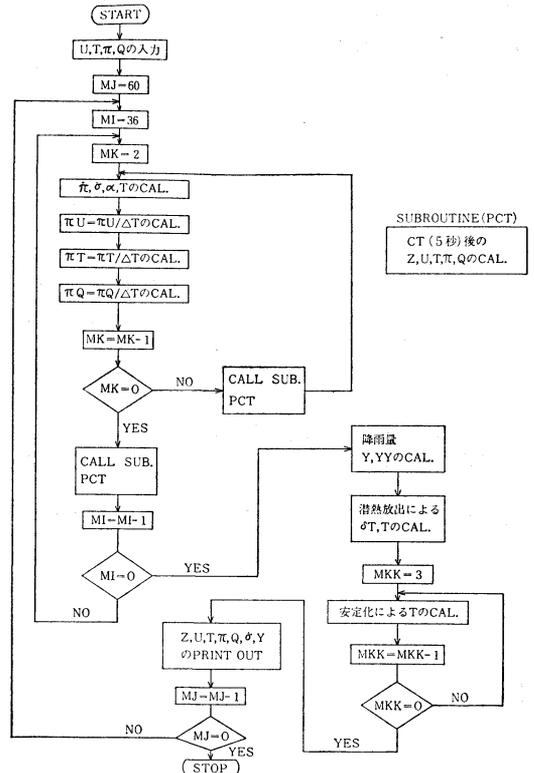
$$\frac{\partial \pi T_2}{\partial t} + \frac{\partial \pi T_2 u_3}{\partial x} + 2\pi T_3 \dot{\sigma}_4 - \frac{0.125\pi\alpha_2}{C_p} \left[\frac{\partial \pi}{\partial t} + u_3 \frac{\partial \pi}{\partial x} + 2\pi \dot{\sigma}_4 \right] - K_T \cdot \pi \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} = \frac{\pi}{C_p} \left(\frac{\delta Q}{\delta t} \right)_2$$

$$\frac{\partial \pi T_4}{\partial t} + 0.5 \frac{\partial \pi T_4 (u_3 + u_5)}{\partial x} + \pi \dot{\sigma}_4 (T_5 - T_3) - \frac{\pi \alpha_4}{C_p} \left[\pi \dot{\sigma}_4 + 0.5 \frac{\partial \pi}{\partial t} + 0.25 (u_3 + u_5) \frac{\partial \pi}{\partial x} \right] - K_T \cdot \pi \frac{\partial^2 T_4}{\partial x^2} = \frac{\pi}{C_p} \left(\frac{\delta Q}{\delta t} \right)_4$$

$$\frac{\partial \pi T_6}{\partial t} + \frac{\partial \pi T_6 u_5}{\partial x} - 2\pi T_5 \dot{\sigma}_4 - \frac{0.875\pi\alpha_6}{C_p} \left[\frac{\partial \pi}{\partial t} + u_5 \frac{\partial \pi}{\partial x} + 0.286\pi \dot{\sigma}_4 \right] - K_T \cdot \pi \frac{\partial^2 T_6}{\partial x^2} = \frac{\pi}{C_p} \left(\frac{\delta Q}{\delta t} \right)_6$$

水蒸気保存式をレベル 2, 4, 6 に,

$$\frac{\partial \pi Q_2}{\partial t} + \frac{\partial \pi u_3 Q_2}{\partial x} + \pi \dot{\sigma}_4 (Q_2 + Q_4) - K_Q \cdot \pi \frac{\partial^2 Q_2}{\partial x^2} = \pi Y_2$$



第A1図 非断熱プリミティブ2層モデルのFlow-Chart.

$$\frac{\partial \pi Q_4}{\partial t} + 0.5 \frac{\partial \pi Q_4}{\partial x} (u_3 + u_5) + 0.5\pi \dot{\sigma}_4 (Q_6 + Q_2)$$

$$- K_Q \cdot \pi \frac{\partial^2 Q_4}{\partial x^2} = \pi Y_4$$

$$\frac{\partial \pi Q_6}{\partial t} + \frac{\partial \pi u_5 Q_6}{\partial x} - \pi \dot{\sigma}_4 (Q_4 + Q_6) - K_Q \cdot \pi \frac{\partial^2 Q_6}{\partial x^2} = \pi Y_6$$

降水に関するもの,

$$\delta Y_{i \cdot j} = \frac{Q^*_{i,j} - Q_{i,j}}{1 + \frac{L}{C_p} \left[\left(\frac{\partial Q^*_{i,j}}{\partial T_{i,j}} \right)_\sigma + \left(\frac{\partial Q^*_{i,j}}{\partial \pi} \right)_\sigma \left(\frac{\partial \pi_i}{\partial T_{i,j}} \right)_\sigma \right]}$$

ここで, $i=1 \sim 40, j=2, 4, 6$

したがって, 格子点 i における全降水量 δY は,

$$\delta Y_i = - \sum_{j=2,4,6} \delta Y_{i,j} \cdot \frac{\pi_i}{g} d\sigma_j$$

昇温について,

$$\delta T_{i \cdot j} = - \frac{L}{C_p} \delta Y_{i,j}$$

6. 謝辞

この調査にあたって, 大阪管区気象台の駒林 技術部

長, 気象研究所の菊地 応用研究部長に有意義な意見をいただいたことを感謝する。また, 計算機のオペレーションで衛星センターの方々にお世話になったことを記す。

文 献

- Benwell, G.R.R. and F.H. Bushby, 1970: A case study of frontal behaviour using a 10-level primitive equation model, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **96**, 287-296.
- Hirota, I., 1965: Drag Force Caused by Gravity Wave over a Mountain Barrier, *J. Met. Soc. Japan*, **43**, 116-123.
- Ito, H., and Y. Isono, 1971: Hemispheric Forecast With the Primitive Equation Model, *J. Met. Soc. Japan*, **49**, 613-627.
- 気象庁予報部, 1973: プリミティブ・モデルをめぐる, 電計室報告, 別冊 18.
- 気象庁予報部, 1975: 4層北半球プリミティブ・モ

- デルについて, 電計室報告, 別冊 21.
- Liu, J.Y. and H.D. Orville, 1969: Numerical Modeling of Precipitation and Cloud Shadow Effects on Mountain-Induced Cumuli, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1283-1298.
- Masuda, Y., 1971: The use of non-geostrophic balanced model for numerical weather prediction, *J. Met. Soc. Japan*, **49**, 595-612.
- 中山, 菊池, 荒川, 大西, 古川, 1975: 海陸風と山越え気流, 気象研究ノート, 125.
- 新田, 大林, 近藤, 遠藤, 菊池, 岩嶋, 1972: 気象力学に用いられる数値計算法, 気象研究ノート, 110.
- Nitta, T., 1962: The outflow Boundary Condition in Numerical Time Integration of Advective Equations, *J. Met. Soc. Japan*, **40**, 13-24.
- 1964: On the Reflective Computational Wave Caused by the Outflow Boundary Condition, *J. Met. Soc. Japan*, **42**, 274-276.