

上部成層圏における風系と力学的加熱について

松 島 晟

(昭和44年9月30日受理)

The Wind System and the Dynamic Heating in the Upper Stratosphere

A. MATSUSHIMA

Abstract

In the upper stratosphere the wind components and especially the dynamic heating which occur when the upper part of the ozonosphere is heated, are studied theoretically.

In the present paper a node appears between 62 km and 77km, therefore the dynamic heating obtained from the present study is out of the phase with that in the previous paper, while in respect of wind components the result obtained from this study is almost same as that obtained from the previous one by the present authors.

記 号

t, θ, z : 時間, 余緯度, 鉛直座標

β : 振動数

h : 変数分離定数

a, ω, g : 地球の半径, 角速度, 重力の加速度

μ, x, f : $=\cos\theta, =\int^x H^{-1} dz, =\beta/2\omega$

u, v, w : 風の余緯度, 経度, 鉛直成分

P, T : 乱れのない大気の圧力, 温度

p, τ : 大気の乱れの圧力, 温度変動

D : 空気塊 1 gr に吸収される熱量

C_p, r, H : 気体の定圧比熱, $=C_p/C_v$ (C_v は気体の定積比熱), $=RT/g$

要 旨

オゾン層を加熱することによって得られる成層圏の風系, とくに上層大気の力学的な加熱について調べ

発表学会: 気象学会 (昭和40年5月11日)

た。こゝで得られた結果は、前の論文の結果と風速成分に関しては定性的にほとんど同じであるが、力学的な加熱については、62kmと77kmあたりに節が出て、70kmではむしろ逆の傾向が表われることがわかった。

I まえがき

最近のロケット、流星塵の観測等から、上部成層圏の平均風速が次第に明らかになった (BATTEN, 1961)。

SAWADA and MATSUSHIMA (1964) は、オゾンの加熱によって、観測される風系を定性的に説明しようとした。用いたモデルは渦粘性抵抗を省略した、いわば保存的なモデルであり、かつ、等温大気と第1図に示す温度分布 (破線) の大気について議論した。

LEOVY (1964) もオゾン層を中心にした加熱分布より、静力学、および東西方向の風速成分について地衡風近似を仮定し、観測した平均風速系に合うように渦拡散係数を求め約500m²/secの値を得た。しかし、この値が実測値とどれほど合うかやはり疑問が残っている。

一方、最近のロケット観測によると、60km以上の冬期極成層圏は低緯度より高温で同じ極の夏よりも高温である。

ある研究者は酸素原子の再結合による加熱過程を考えたが、実測される温度分布を得るには、さらに酸素原子の発生、または輸送が必要であった (KELLOG, 1961; YOUNG and EPSTEIN, 1962)。

そこで、MAEDA (1963) はオーロラ粒子による酸素原子の発生について議論した。それとは別に、HAURWITZ (1961) は、西風が摩擦で極上部成層圏に収斂し、下降気流をおこし、その結果断熱圧縮によって極上部成層圏が加熱される過程を提案した。しかし、平均の西風を仮定した上での議論であった。

HINES (1960) もまた、対流圏から内部重力波が上方に伝播し、この重力波が極上部成層圏で粘性抵抗によって熱になる過程を提案した。しかし、内部重力波の反射および屈折は風速分布に非常に影響を受け、したがって、とくに Jet Stream の影響が問題になる (BOOKER and BRETHERTON 1967)。

LEOVY (1964) も前記の論文で温度変化を議論し、定性的説明を試みている。しかし、計算を行う際に温度 T および $T^{-1} dT/d\pi$ を一定としている (π は等圧面座標の一種)。温度変化は温度分布、とくに温度勾配に著しく影響を受けるので、やはり問題が残る。

SAWADA and MATSUSHIMA (1964) も平均風速系と上部成層圏の暖かさは互に関連のある現象とみなし、酸素原子を極に輸送する風系を調べるとともに、下降気流による力学的な加熱について議論した。しかし、等温大気では温度勾配の影響が問題となり、また、第1図に示す大気については、不連続な温度変化しか得られず、従って、大ざっぱな傾向のみを述べるに過ぎなかった。そこで、この論文では、CIRA から温度分布をとり、また、加熱層 (57~62km) も

前の論文 (50~55km) より少々高い所にとって数値計算を行った。得られた結果は、風速成分に関しては前の論文とほとんど同じであるが、最大振幅が約2~3倍ほど大きい。温度変化については、成層圏に力学的な昇温が冬から春にかけて可能性があることを前の論文で述べたが、この論文では70km周辺と85kmより上の層では位相が π だけ異なり、従って85kmより上の層では前の結果と一致するが、70km周辺では一致しないことがわかった。

II 方程式系について

温度分布を除いて、いろいろな仮定は前の論文と同じである。従って、方程式系は次のように変数分離できる。座標のとり方は原点を地球の中心にし、 θ 方向を南方に、 λ 方向を東方に、 z 軸を鉛直上方にとる。

$$\frac{d}{d\mu} \left(\frac{1-\mu^2}{1^2-\mu^2} \frac{d\Psi}{d\mu} \right) + \frac{4a^2\omega^2}{gh} \Psi = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d^2y}{dx^2} + \left[-\frac{1}{4} + \frac{1}{h} \left(\frac{dH}{dx} + \frac{r-1}{r} H \right) \right] y = \frac{r-1}{r} \frac{D}{rgh} e^{-\frac{x}{2}} \quad (2)$$

方程式(1)は大気振動の緯度方向の変化を定める微分方程式であり、方程式(2)は鉛直方向の振幅と位相を定める式である。また、北風、西風、上昇風、圧力変化、温度変化等は、それぞれ次の式から求められる。

$$u = \frac{rgh}{4a\omega^2} \left(\frac{dy}{dx} - \frac{y}{2} \right) e^{-\frac{x}{2}} (f^2 - \mu^2)^{-1} \frac{d\Psi}{d\theta} e^{i\beta t} \quad (3)$$

$$v = \frac{rgh}{4a\omega^2 f} \left(\frac{dy}{dx} - \frac{y}{2} \right) e^{-\frac{x}{2}} (f^2 - \mu^2)^{-1} \mu \frac{d\Psi}{d\theta} e^{i(\beta t + \frac{\pi}{2})} \quad (4)$$

$$w = rgh \left\{ \frac{dy}{dx} + \left(\frac{H}{h} - \frac{1}{2} \right) y \right\} e^{-\frac{x}{2}} \Psi(\mu) e^{i\beta t} \quad (5)$$

$$\frac{p}{P} = \frac{rgh}{\beta H} \left(\frac{dy}{dx} - \frac{y}{2} \right) e^{-\frac{x}{2}} \Psi(\mu) e^{i(\beta t - \frac{\pi}{2})} \quad (6)$$

$$\frac{\tau}{T} = \frac{r}{\beta} \left[\frac{r-1}{r} y + \frac{h}{H} \left\{ \frac{dy}{dx} + \left(\frac{H}{h} - \frac{1}{2} \right) y \right\} \frac{dH}{dz} - \frac{De^{-x/2}}{rC_p T} \right] \cdot e^{-\frac{x}{2}} \Psi(\mu) e^{i(\beta t + \frac{\pi}{2})} \quad (7)$$

方程式(1)は「地球上で収束する」という境界条件のもとに解を求めているが、絶対値がもっとも大きな固有函数についてのみ議論する。その固有値は $h = -10.82 \times 10^5 \text{cm}$ で、固有函数は $\Psi(\mu) = P_1(\mu) + 0.806P_3(\mu) + 0.1201P_5(\mu) + 0.00735P_7(\mu)$ (8)

ただし、 $P_n(\mu)$ は階数 n の第1種 Legendre 函数である (SAWADA and MATSUSHIMA, 1964)。

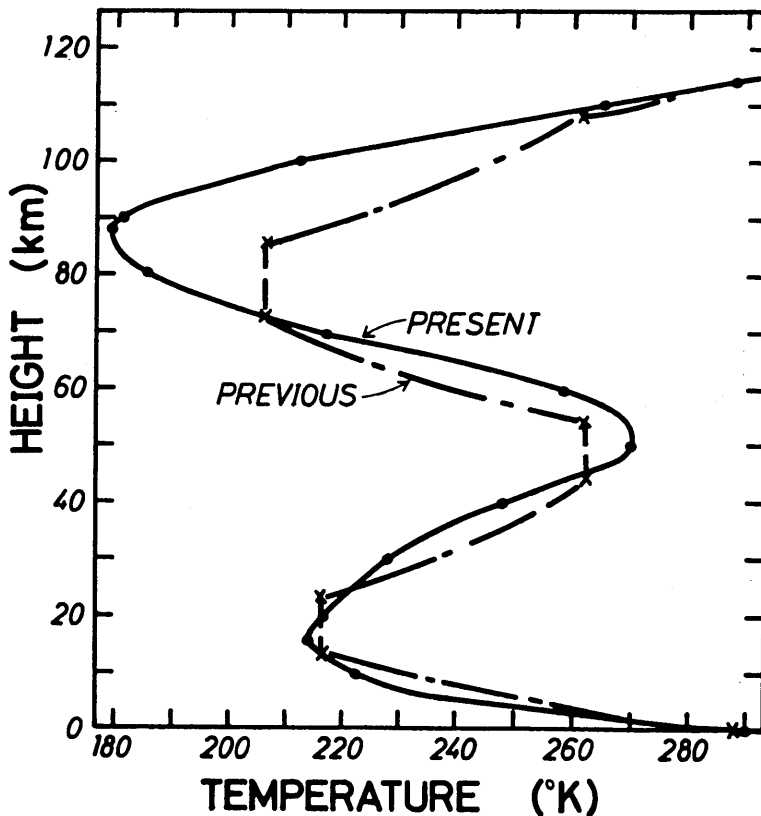
方程式(2)の解は次の二つの境界条件より求められる。

(1) 地表面上で上昇風は零である。

(2) 表面積 1cm^2 で、長さが地表面から大気の上限まで続く空気柱の運動エネルギーは有界

である。

前の論文では等温大気と温度分布がより実測に合う第1図の大気(破線)について解析的に取り扱った。この論文では CIRA から温度分布をとり、これをもとにして方程式(2)を数値積分した。数値積分を行うために大気の上端を700kmとし、きざみを $\Delta x=1$ (対流圏では約1kmに相当する)とした。また、加熱域も前の論文より少々高くし、高さ57~62kmの間にした。数値積分は予測子修正子法を用いて大気最上端から各ステップ毎に予測、修正し、さらに地表面での条件に合うように初期値を修正した。



第1図：高さによる温度分布。実線はこの論文で用いた実測された分布(CIRA)で、破線は前の論文で用いた近似分布。

III 温度分布と結果

第1図の破線は、前の論文で用いた温度分布で実測に近く、しかも解析的な扱いが便利のように近似したものである。実線は実際に観測された温度分布で CIRA からとり、この論文では、この分布を用いて数値積分を行った。これ以後の図で破線および実線は、それぞれ前の論文およびこの論文の結果を表わす。

熱量Dについては新しい記号Cを用い、このCを加熱域 $\xi_1 \leq x \leq \xi_2$ として次の式で定義する。

$$C = \frac{60}{4.185 \times 10^7} \frac{1}{g} \int_{\xi_2}^{\xi_1} DP dx \text{ cal min}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

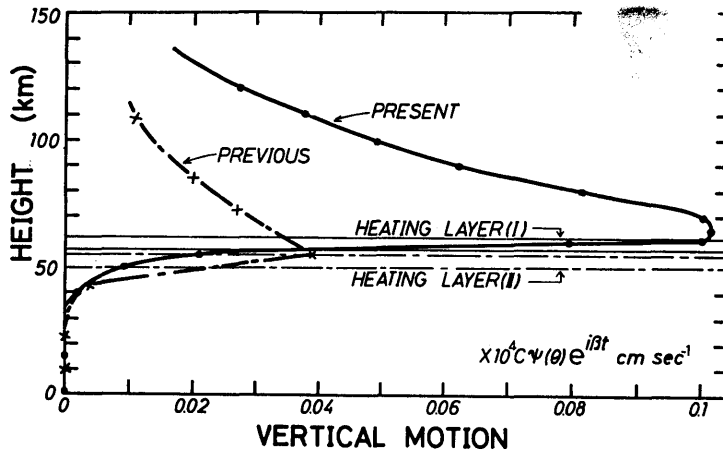
この計算から得られた結果は、風速成分および相対圧力変化については前の論文と定性的に同じであるが、いずれの変化も振幅の最大値が2~3倍ほど大きくなった。

第2図は風の上昇速度を示し、第3図、第4図は西風と北風および相対圧力変化を示している。やはりいずれの変化も加熱域のすぐ下部から振幅が急速に大きくなり、加熱域のすぐ上部で振幅が最大になって、上方に行くに従って減少する。従ってこのように集中した加熱域があれば、加熱域をはさんですぐ上と下に大きな風のシャの層が予想される。次に、節について調べる。上昇風には節がなく、従って位相の変化は鉛直方向では起らない。しかし、西風、北風、相対圧力変化の場合には、加熱域のすぐ下に節があり、従って加熱域をはさんで位相が π だけ異なる。また、加熱のもっとも大きい時期を六月にとると、加熱域より上の層では、上昇風、北風は同じ時期に、西風は $\pi/2$ すなわち3ヶ月前（三月）に、圧力変化は3ヶ月後（九月）に最大になる。従って、一、二月の極上部成層圏では、下降流、西風、北風が吹くことになる。

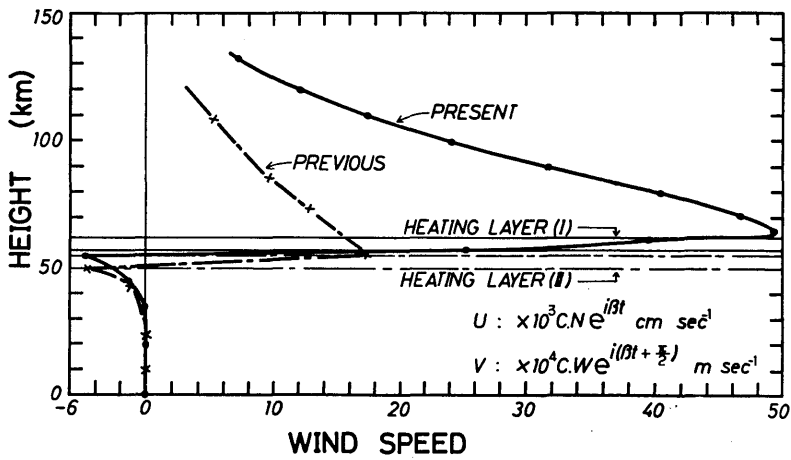
第5図は温度変化を示す式(7)の第1項を示す。等温大気では、力学的に温度変化をもたらす項は、この項のみである。この項の変化は、前の論文の等温大気、近似大気、この論文のCIRA 大気いずれの場合も定性的に殆どかわりない。すなわち鉛直方向に節はなく、加熱域あたりに振幅の最大値がある。この値は、やはりこの論文の場合が前の論文より約2.5倍ほど大きい。

第6図は同じく(7)式の第2項を示す。この項は、温度、温度勾配、函数 ($dy/dx + Hy/\lambda - y/2$) の組合せで複雑に変化する。まず、第1図より温度勾配のなくなる点を調べると、極上部成層圏には52kmあたりと85kmあたりに一点ずつある。従って、この項による温度変化は、これらの零点でなくなるばかりでなく、これらの零点の上と下とで位相も π だけ変化する。実際に第6図では、52kmから85kmまでの層と85kmより上の層とで、符号が異っている。その他、85kmより上の層では更に複雑な変化を示している。例えば、105kmから110kmにかけて一時減少している。これは第2項が、温度勾配一定で高さと共に温度が上昇する場合に、減少することから理解できる。

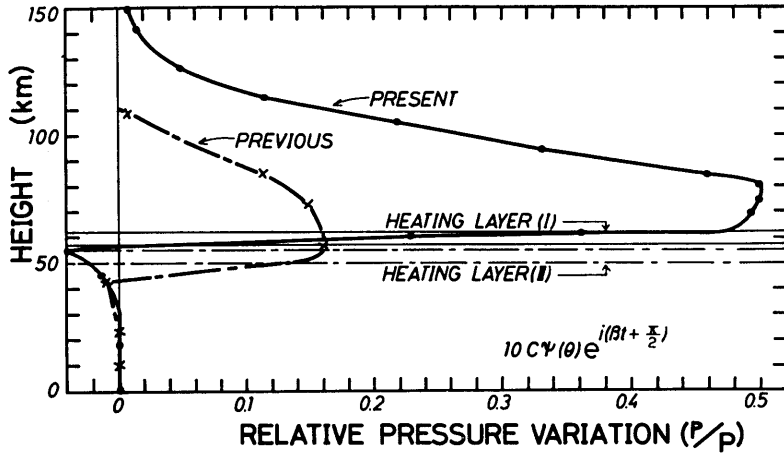
第7図は全休の力学的な温度変化を示す。従って(7)式で熱源の項、すなわち第3項を除いた



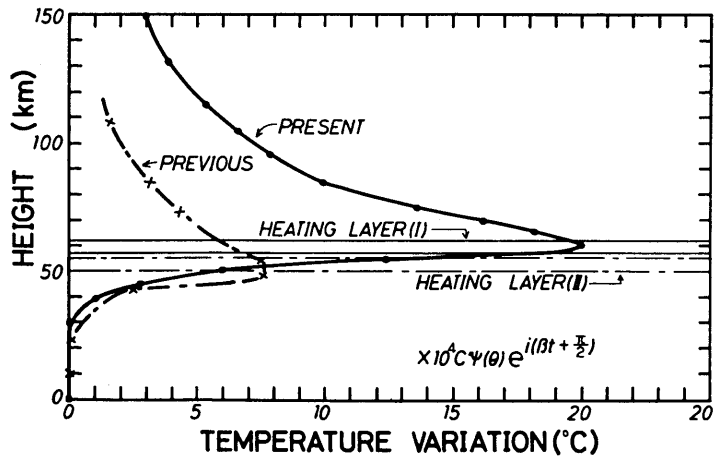
第2図：上昇風の振幅の変化。二つの結果は定性的に殆ど同じであるが、最大値が約2.5倍程異なる。



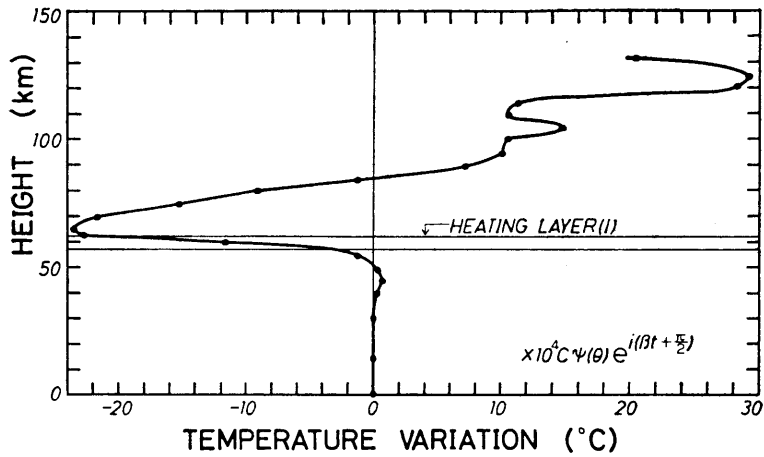
第3図：西風と北風の振幅。



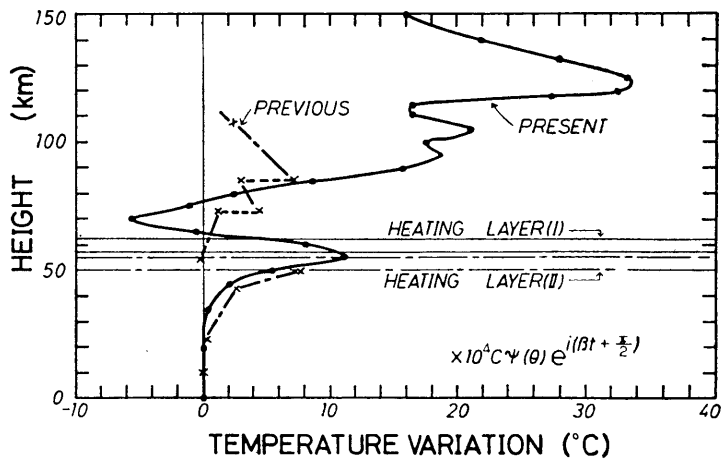
第4図：相対的圧力変化の振幅。



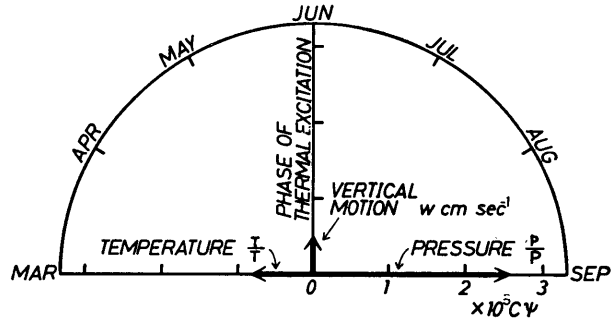
第5図：温度分布にあまり依存しない力学的温度変化の部分。



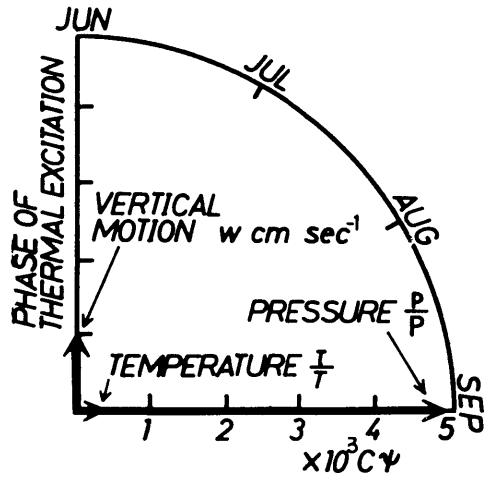
第6図：温度分布に強く依存する力学的温度変化の部分。高さ55km~85kmでは熱源と π だけ位相が異なる。



第7図：全体の力学的温度変化。高さ約77kmより上では前の論文と同じように熱源と同じ位相であるが、約65km~77kmでは π だけ異なる。



第 8 図：高さ100kmにおける上昇風，相対圧力変化，相対温度変化の最大値の振幅と位相。前の論文と同じく，上昇風は熱源と同じ時期に，温度変化は 3ヶ月前に，圧力変化は 3ヶ月後に，それぞれ最大値となる。



第 9 図：高さ70kmにおける最大値の振幅と位相。上昇風，圧力変化の最大値は100kmの場合と同じ時期であるが，温度変化は熱源より3ヶ月遅れて起きる。

残りの項である。第7図から明らかなように65kmと77kmあたりに二つ節があり、77kmより上の層と下の層とでは位相が π だけ異なっている。いいかえれば、77kmより上の層で最も大きな昇温がある時、65kmから77kmまでの層では冷却になっているわけである。これらの事情を更に詳しく示したのが第8図と第9図である。

第8図と第9図には上昇風、相対圧力変化、相対温度変化の最大値の振幅と位相が示されている。

第8図は高さ100km、第9図は70kmの場合である。100kmの場合は前の論文の結果と定性的に一致するが、70kmの場合には相対温度変化の位相が π だけ異なっている。すなわち、熱源の最大値を六月にとるとき、100kmでは、温度、上昇風、気圧変化の最も大きくなる月は、それぞれ三月、六月、九月であるが、70kmでは、九月、六月、九月であることがわかる。Cとして 10^{-4} にとると、一、二月の極上部成層圏では、下降流が数 mm sec^{-1} 、北風は数 cm sec^{-1} 、西風は数 10 m sec^{-1} 吹き、さらに100kmでは数 10°C の力学的な温度上昇、70kmでは数 $^{\circ}\text{C}$ の冷却が予想される。従って、60km以上に温度上昇が観測されるとすれば、70km周辺ではこの冷却を打ち消すために、さらに別の加熱過程が必要である。例えば、渦粘性抵抗、あるいは、酸素原子の再結合による間接的な影響も当然考えられる。その他、熱源に関してさらに詳しい研究が必要である。

文 献

- BATTEN, E. S., 1961: J. Meteorol., 18, 283-291.
BOOKER, J. R. and F. P. BRETHERTON, 1967: J. Fluid Mech., 27, 513-539.
HAURWITZ, B., 1961: J. Geophys. Res., 66, 2381-2391.
HINES, C. O., 1960: Canadian J. Phys., 38, 1441-1481.
KELLOGG, W. W., 1961: J. Meteorol., 18, 373-381.
LEOVY, C., 1964: J. Atm. Sci., 21, 327-341.
MAEDA, K., 1963: J. Geophys. Res., 68, 185-197.
SAWADA, R. and A. MATSUSHIMA, 1964: J. Meteor. Soc. Japan, 44, 97-108.
YOUNG, C. and E. S. EPSTEIN, 1962: J. Atm. Sci., 19, 435-443.