

第10章 モデリング*

10.1 序—中層大気モデリング

中層大気の力学過程や微量組成の分布は対流圏の気候に少なからずの影響を与えていると考えられている。従って、中層大気の力学および微量組成に関する知識を深める必要があるわけであるが、そのための一つの方法として、数値モデルに基づく研究がある。とり分け、仮想実験を行なうためには、数値モデルが不可欠である。この章でいう「モデリング」とは、中層大気の総合的な過程が表現できるような数値モデルを開発することを指す。

中層大気の数値モデル（以後略してモデルとのみ言う）の開発は、対流圏のモデル開発の延長として行なわれてきた経路とその他に中層大気独自のモデル開発という経路との2つの経路がこれまでであった。そして最近になってそれらが一つに合流するだけの基礎ができてきたようである。

世界的にみて、中層大気を含む全中性大気モデルが開発され実際に研究に活用されているものは決して多くない。それには、研究面における2つの問題点の解決に時間がかかったことが特に関係していると思われる。すなわち、力学過程における小規模擾乱の役割についての理解不足、もう一つは、放射過程における赤外放射の簡略な計算の難しいこと、などである。その他にも、太陽放射に関わるオゾン光化学の未完成、および水蒸気の分布やその光化学の知識不足などもある。

モデル開発が遅滞していたもう一つの現実的背景は、そのモデルの計算に用いる計算機の能力不足である。つまり、中層大気大循環モデルは、対流圏のみのモデルに比べて、ずっと計算規模が大きい。しかし、このような問題は現在の計算機の急速な発展の前にやがてそれほど深刻なものにならない可能性がある。従って、本質的には、前述の物理過程の研究こそ今もっとも我々に必要である。

今回のMAPに関連するモデリングとしては、主に、中層大気モデル開発にとって必要不可欠の基礎的問題に重点をおいて研究が進められた。特に、最大の問題でもある小規模擾乱の役割について数値実験的に研究され、本格的なモデルへの有力な基礎を得るに至った。

本章では、大よそ研究の経過に沿って、初期の問題点の認識から始め、その理解のための基礎実験、そして、一つの解決法の提案という順で記述される。

10.2 経度平均モデル

一般に、地球大気の大循環は、経度方向つまり東西方向の一様性を特徴としている。たとえ渦が

* 木田秀次; 予報研究部

あったとしても、それは大むね東西方向に移動するので、結局、東西方向の一様性と矛盾するものではない。そのような性質は、中層大気においては一そう著しく、従って、その大循環の基本構造として、経度平均値でもって代表することができる。

これまでの中層大気大循環の多くの研究もやはりそうした東西方向の一様性を基礎にして、経度平均モデルを用いている。大気大循環の第1近似としてはそれで十分なわけで、我々としても、先ず、経度平均モデルによって、どれだけ中層大気の大循環が理解できるかを検討する必要がある。

それで、プリミティブ方程式系を用い、それに経度平均をほどし、擾乱にかかわる部分をレーリ-摩擦およびニュートン冷却によってパラメタライズすることにする。

すなわち、支配方程式は慣用記号を用い、

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} = f \bar{v} - k \bar{u}$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} = -f \bar{u} - k \bar{v} - \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y}$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \bar{\omega} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial p} - \frac{R \bar{T}}{C_p p} \right) = Q$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \ln p} = -R \bar{T}$$

のように表わせる。ここに k は Rayleigh 摩擦係数であり、このモデルの Key point である。

言うまでもなく、レーリ-摩擦は、大気大循環に比べてずっと小規模な擾乱による大循環の減速効果を表現している。しかしながら、この時点では、その効果の程度つまり係数の大きさについては全く知識がないとすべきである。

Leovy (1964) は、幾つかの係数を選んで、その仮定の基に大循環の結果がどのように再現されるかを検討したが、その結果、係数の大きさは時定数で表わして (k の逆数)、大よそ10日ぐらいが妥当であると推定した。それと同時に、そういうレーリ-摩擦の存在が中層大気の大循環にとって不可欠の要素であることも指摘した。我々のモデル研究は、彼のそういう研究を土台にしたものであると言える。

k については、Leovy (1964) 以後いろいろな試みがなされたが、中層大気全体で一定になるのではなく、どうも中間圏とくに中間圏界面あたりで急激に大きくなると考えた方が良いという有力な研究が為された。それで、今回の研究においても、 k の分布をどのように与えると一層実際的な

大循環が再現できるかを検討した。

それで、高度80km付近で $k^{-1} = 1.5$ 日の極値をもち、それより±30km高度で $k^{-1} = 5$ 日程度になり、それ以下では $k^{-1} = 10 \sim 20$ 日になるような特徴的分布を仮定した。

放射加熱については、大よそLeovy (1964) にならって、夏至条件を仮定し、夏半球側で加熱、冬半球側で冷却を与えた (大よそ第11.8図に同じ)。

経度平均モデルの上端は0.0001mb (約100km) にとり下端は200mb (約10km) である。

静止大気から始めて、約30日ではぼ平衡に達した。その状態を図示したものが図10.1～図10.4 である (その左半分が夏半球側)。

図10.1は、東西風の高度緯度分布を表わす。これから、夏半球側の東風と冬半球側の西風という基本的構造が再現されていること、そして高度約70kmあたりに各々風速の極大が出現しているところなども良く再現されているのが分かる。しかしながら、観測事実と最も異なるところは、高度90～100km付近に存在すべき逆風 (夏半球側の西風、冬半球側の東風) が全く再現されていないことであろう。図10.2を参照。

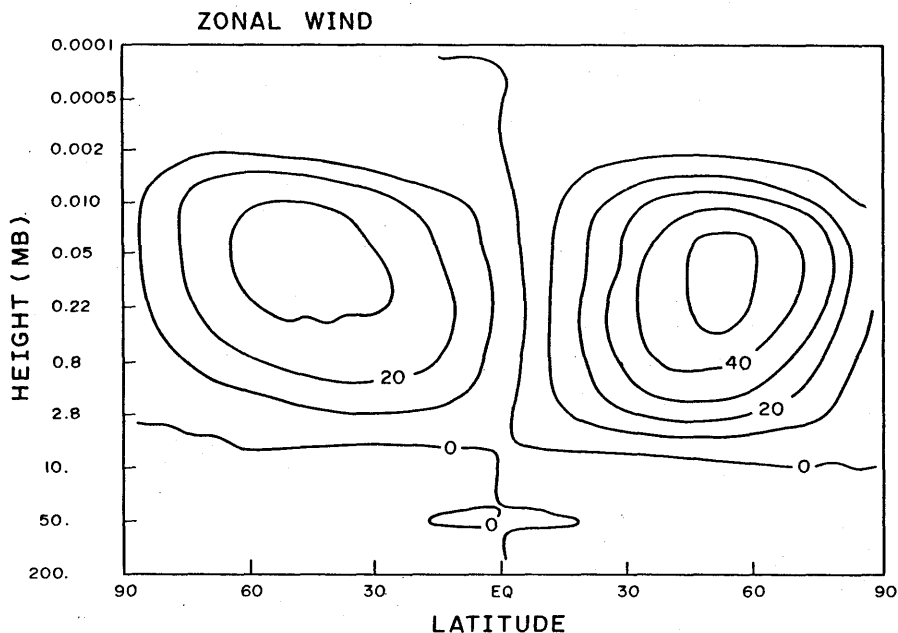


図10.1 東西風 (m/s) の緯度高度分布。上端が約100km、下端が約20km。経度平均モデルの結果。左半分が夏半球、右半分が冬半球。

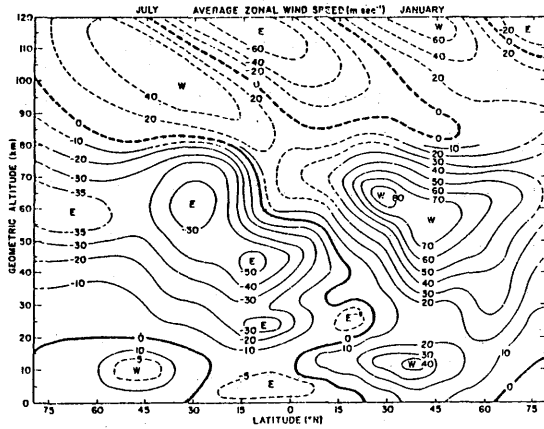


図10.2 東西風の観測値 (CIRAモデル)

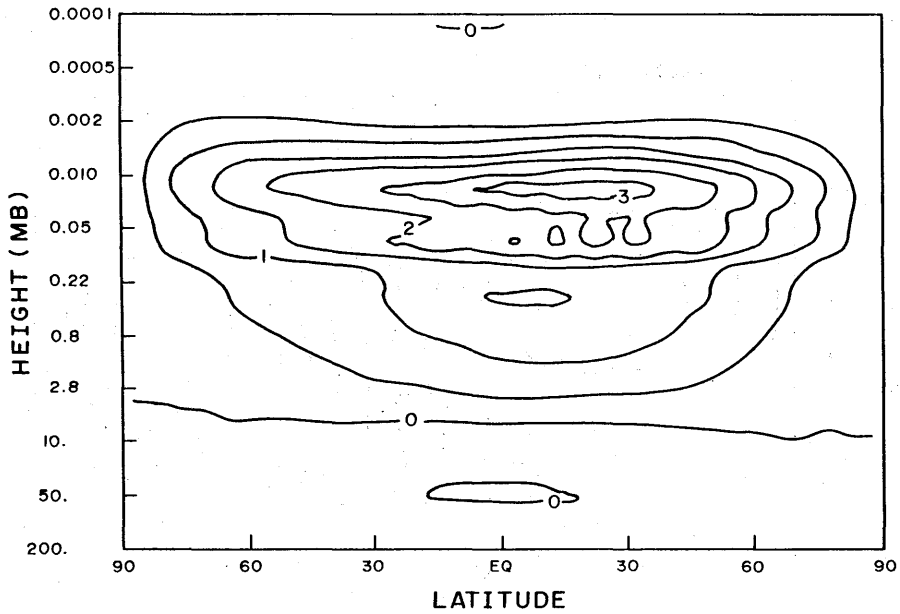


図10.3 南北風 (m/s) の緯度高度分布。

次に図10.3は南北風の分布を示す。中間圏の上部に約3 m/sの極値をもつ著しい子午面流が現われている。

さて気温については、図10.4に示されている通りであるが、観測で見られる気温分布の基本的特徴は良く再現されている。

以上に見られる如く、レーリー摩擦というものを導入することで、中層大気の経度平均の大循環の基本構造は再現できたわけだが、先に指摘した様に、下部熱圏の90~100 km付近に出現する筈の逆風が再現できていない。レーリー摩擦の原理からして、弱風層をつくることは可能であるが(事実今回の実験でも弱風層ができてい)、逆風をつくることは無理である。

従って、下部熱圏を含む全中層大気の大循環を再現するには、単純なレーリー摩擦のパラメタリゼーションでは済まない結論することができる。それでは、レーリー摩擦に代るものとして一体どのような機構が考えるだろうか、ということが次の課題になる。

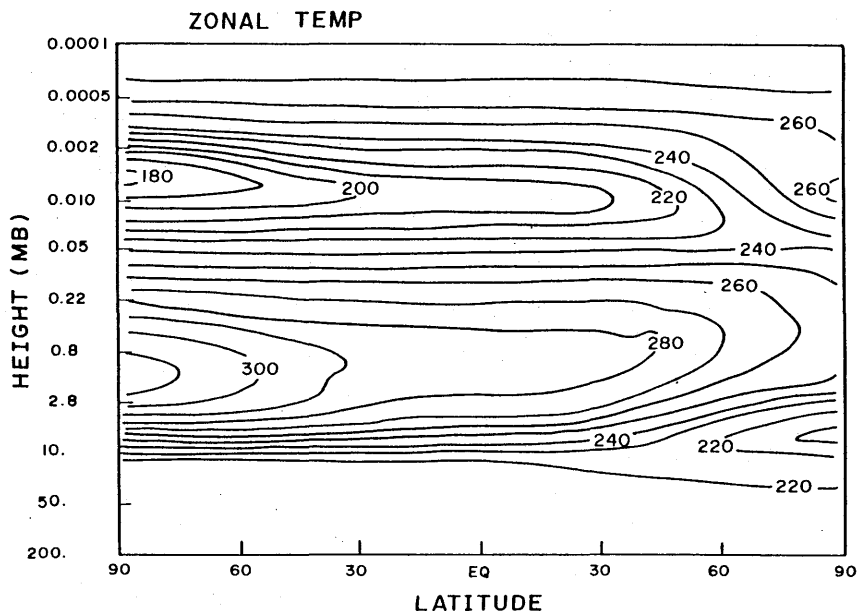


図10.4 気温(K)の緯度高度分布。
経度平均モデルの結果。

10.3 内部重力波の数値実験

前節で述べたように、中層大気大循環にとっては特に中間圏上部から下部熱圏にかけての高度の大循環にとってはレーリー摩擦のようなパラメタリゼーションは有効でないことが分かった。それは、如何なる力学過程が中間圏界面付近の弱風層やその上の逆風層をつくるのであろうか。これについては、1980年代の初期に、Lindzen (1981)やMatsuno (1982)によって、内部重力波説が極めて有力になり、対流圏で発生した内部重力波が上方に伝播しそれが中間圏高度に達したときに砕波もしくは散逸する効果がこれまで知られていたレーリー摩擦としての効果として具現する。と

いう解釈がほぼ確かになった。そして、内部重力波と大循環の相互作用を表現するパラメタリゼーションが彼らによって各々独立に提案され、それらを採用した経度平均モデルが実際に計算された。その結果は、先述の弱風層や逆風層を再現する見事なものであった。

今回の我々の研究では、そういう内部重力波のパラメタリゼーションを用いず、実際に大気中で内部重力波がどのような力学的振舞いをしているかを検討した。そのために、内部重力波が表現できる数値モデルを用いて、波の鉛直伝播とその砕波や散逸を再現し、その結果、大循環とどのような相互作用を起こすかについての数値実験を行なった。

モデルは、水平と鉛直の2次元で、高度は15kmから135kmである。用いた支配方程式系は、後の3次元モデルを念頭において、プリミティブ方程式系である。ただしコリオリの力は無視した。前節の経度平均モデルにおける平均記号を取除き、 $f=0$ 、 $k=0$ 、 $u=0$ としたときの方程式系と同じである。

モデルの水平領域としては500kmをとり、それを10km間隔のグリッドで表現する。鉛直方向には0.8kmの分解能のグリッドをとる。すなわち、先ず最初の実験として、水平波長500kmの波を考え、モデルの最下端の強制条件として与える。一般流としては、最下端の高度15kmで風速0と仮定し、それより上方70kmまでは一定のシアがあって、70km以上では風速100 m/s で一定であるとした。気温についてはほぼ標準大気のを与えた。

初期には、上述のような風速と気温が一般場として存在するが、最下端の強制として、波長500km、周期4時間の定在波を仮定する。この結果、強制によって励起された内部重力波が上方に伝播する。そういう波がモデルの上部に達して砕波する模様が図10.5に示されている。等値線は温位である。不安定層がつくられ、小規模で不規則な乱れが発生しているのが認められるだろう。

次に、以上のような特定のモードの内部重力波に限定せず、もっと实际的に、種々のモードが混在する場合の数値実験を行なった。すなわち、モデルの最下端の強制をランダムな乱れが発生するように変えた。その結果、運動の場は図10.6のようになった。先の場合の規則的な場と異なり、非常に乱れていることが分かるが、高度75km付近から上方では特にその乱れが著しい。これらの乱れは、内部重力波およびその砕波を表わしているものと思われる。

さて、そういう一見大へん複雑な乱れの場合にもかかわらず、水平方向の平均値としての一般流は極めて整然としている。図10.7はそういう一般流の鉛直分布の時間変化を示している。初期には70km以上の高度では100 m/s の風速であったが、それらが時間とともに著しく変化し、特に斜線をほどこした領域では逆風が起こっている。すなわち、モデルの最下端でランダムなモードの内部重力波が発生したと想定した場合でも、中間圏界面付近で一般風とは逆向きの風が吹くようになることが示された。これは言うまでもなく、内部重力波の上方伝播において、モードの選択が生じていることを物語っている。

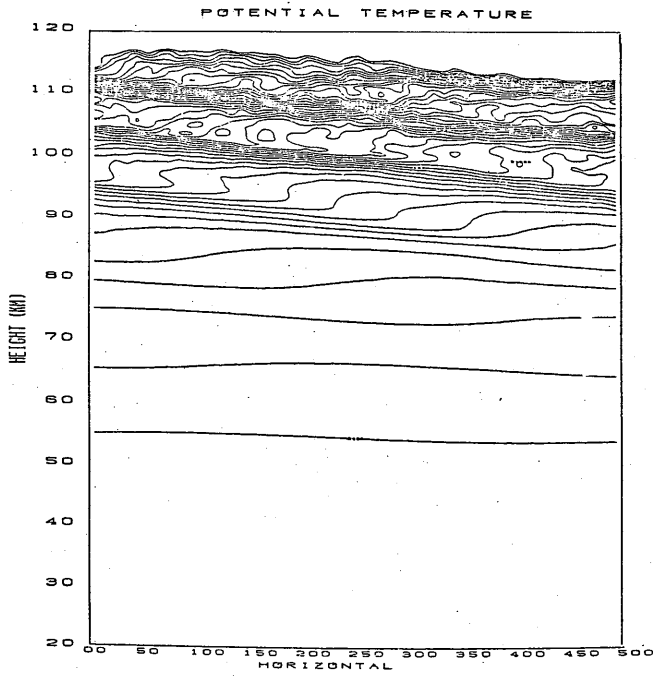


図10.5 波長500km、周期4hの内部重力波の上方伝播。横軸が水平スケール(km)。等値線は温位。

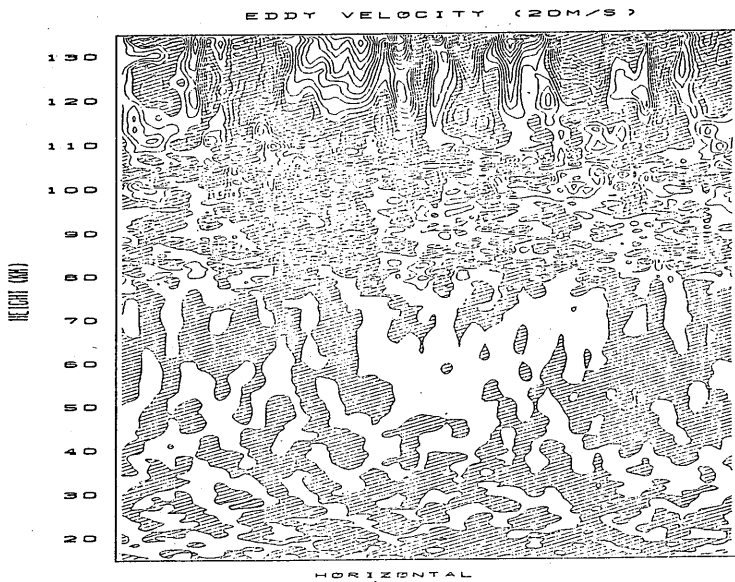


図10.6 ランダム条件の渦風速(20 m/s)の鉛直水平分布。

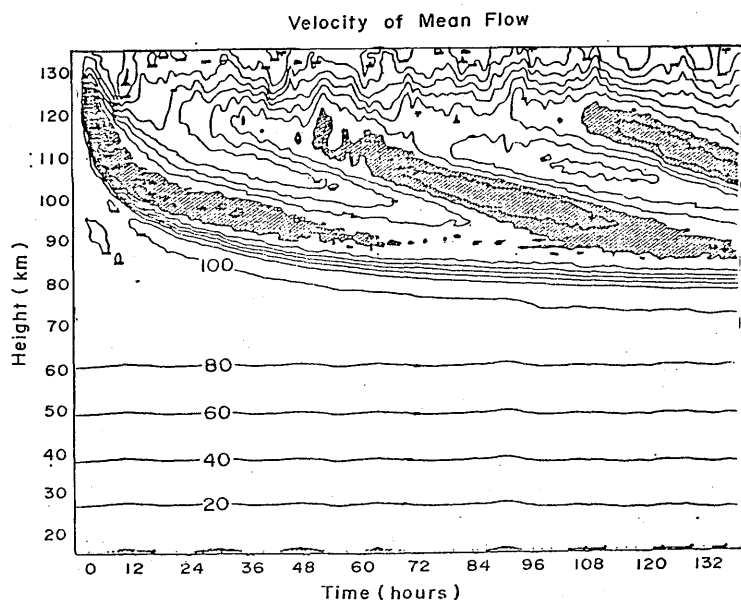


図10.7 水平平均の風速 (m/s) の高度分布の時間変化。
斜線領域は 0 m/s 以下。

10.4 中層大気大循環の数値実験

中層大気の大循環をシミュレートしようとするとき、前述のとおり内部重力波の諸効果をモデルの中に導入する必要がある。これまで、このような効果を表現する方法として、鉛直1次元のパラメタリゼーションが提案 (Lindzen, 1981; Matsuno, 1982) されてきたわけであるが、それらを3次元の大循環モデルに直接導入することは必ずしも適当でない。例えば、波長の長い内部重力波は鉛直方向にまっすぐではなく斜め上方に伝播する。その他、内部重力波が砕波するとき、新しく内部重力波が発生し、それらが上方および下方に伝播しうる。また、一般に種々のモードの内部重力波が合わさることによって生じる静力学的不安定性や乱流の元になるK-H不安定性などは、単一波又は線型的な内部重力波のパラメタリゼーションでは表現が不可能であると思われる。

従って、内部重力波を含む力学過程に関しては、上述のような鉛直1次元のパラメタリゼーションではなく、3次元のモデルによる内部重力波の直接表現こそが重要であり、且つそれが最も有効である。

いわゆる大気大循環モデルで中層大気の力学的研究がこれまでも為されてきたが (例えば最近のものとして、Fels et al., 1980; Hunt, 1981; Mahlman and Umscheid, 1984)、それらはいずれも、分解能の点で波長数100km程度の内部重力波の直接表現ができない。

そこで、ここに新しく、少なくとも波長数100km以上の内部重力波を直接陽に表現できるだけの分

解能をもつモデルによって、中層大気の大循環を再現する。

(a) モデルの構成

モデルで扱う領域は、中層大気の全体すなわち高度約15-135 kmで、南北には南極から北極までの全球、ただし、東西には経度にして10度の幅のみをとり、その東西の境界は周期性条件が与えられる。従って、東西方向についてはプラネタリー波のような超長波は表現されず、経度平均運動と波長1,000 km以下の擾乱とのみが含まれていると考えてよい。

このモデルに用いる支配方程式は、いわゆるプリミティブ方程式系である。ただし、鉛直座標として気圧をとる。この方程式系は慣例のものであるので、ここには改めて書き下さないが、現在のモデルに特有の部分のみを示すと、

水平運動 V に関して、

$$\frac{\partial}{\partial t} V + \dots = \dots + D_m(V) + D_i(V)$$

気温 T に関して、

$$\frac{\partial}{\partial t} T + \dots = \dots + D_m(T)$$

である。ここにおいて D_m は分子拡散による効果、 D_i はイオン抗力である。いわゆる渦拡散は、モデル自身が陽に表現するので、そのパラメタリゼーションは除去されている。しかしサブグリッド・スケールの渦拡散については無視されていると言える。

境界条件は、モデルの上端 (0.0001 mb ~ 135 km) において鉛直 P 速度 (ω) を0とし、またモデルの下端 (100 mb ~ 15 km) においても $\omega = 0$ とした。従ってモデルの下端は剛体面である。

用いたグリッド系および差分スキームは、Kida (1977) と同じであるが、グリッドの分解能は、鉛直には約1.6 km、水平には $1^\circ \times 5^\circ$ (経度 \times 緯度) である。このグリッドによって、東西方向に2 ~ 300 km以上の波長の波はほぼ陽に表現できる。ただし、その計算精度については粗い。

エネルギー源としての放射過程についてもごく単純な仮定が用いられる。すなわち、正味の放射加熱率を Q とすれば、

$$Q = H + C$$

ここに、 H は、Leovy (1964) が external heating rate と呼んだもので、水平方向に一様な気温でしかもそれが水平平均としての放射平衡にある場合に起こりうる加熱率である。つまり H は南北に平均すると0になる。もう一つの C は、水平平均としての放射平衡気温 $T_0(z)$ に対して、偏差がある場合に陽に表われる加熱率で、いわゆるニュートン冷却である。 H および C は各々、図10.8および次式で与えられた。

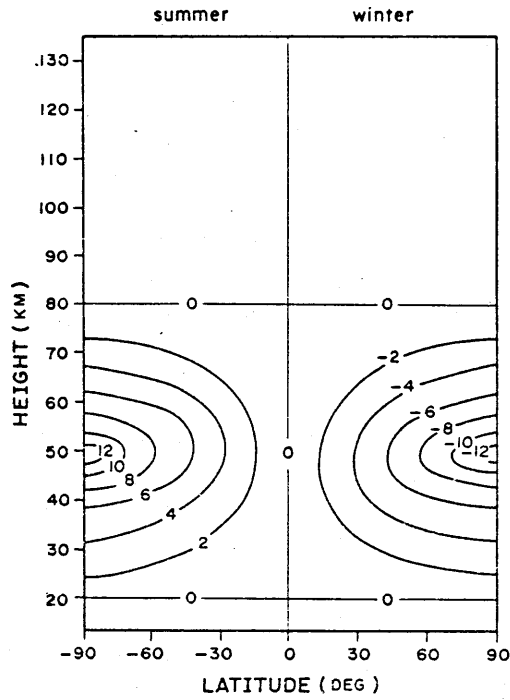


図10.8 外的強制放射加熱冷却率の緯度高度分布。単位は degree/day。

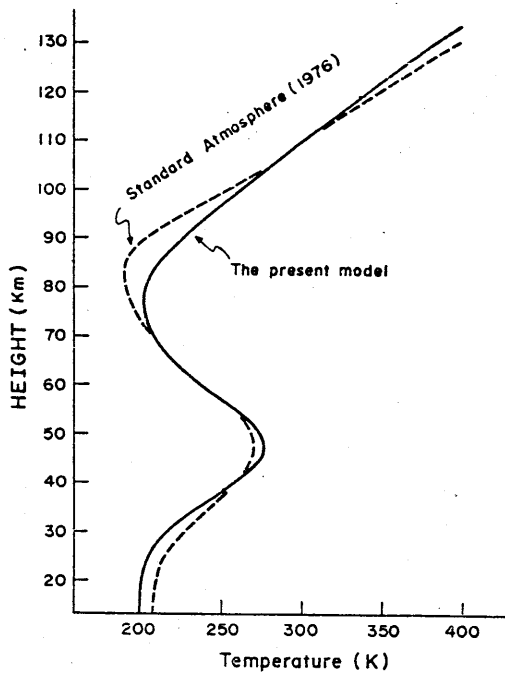


図10.9 南北平均気温 $T_0(z)$ の高度分布。

$$C = -k_c [T - T_0(z)]$$

なお、 $T_0(z)$ の分布は、図10.9のように仮定された。

その他、 D_m および D_i については、標準大気のもより幾分か大きめのものが採用された。

(Matsuno, 1982)。

(b) 実験

モデル大気の初期の状態として、気温の鉛直分布は $T_0(z)$ で水平一様、運動は0つまり静止大気などを仮定した。そのような初期条件のもとに、30秒毎の時間積分を行なったが、約3週間後にほぼ平衡に達した。

大気の運動の中に内部重力波を導入するために、次のような方法をとった。すなわち、モデルの最下層において、人為的に、ランダムな u' を与えた。その場合、最下層の u を5分毎(つまり10ステップ毎)に異なる値におきかえた。さらに、その u' の絶対値が約1時間の周期で変化するという仮定も導入した。この仮定は必ずしも結果に大きな影響を与えるものではない。

以上のような方法で、モデル大気の下層でランダムなモードの内部重力波を発生させたわけだが、これはPlumb・McEwan(1978)の室内実験とよく似た方法と言えよう。

(c) 結果

モデルは約30日分積分された。その結果、経度平均の運動および気温の分布は、約3週間後にはほぼ平衡に達した。ここでは特に、時間および経度について平均した状態のみを示す。時間平均をとるための時間の長さは5日であるが、その長さは、モデル内の不規則運動の時間スケールよりも十分に長いものである。

以下の図は、鉛直方向に高度(km)がとられているが、モデルは気圧座標でありしかも高度補正されていないので、図における高度には±3kmぐらいの表示誤差があることを含んでおく必要がある。

図10.10は、経度平均の東西風の分布を表わす。比較のために観測モデル(CIRA, 1972)は先の図10.2に示されている。

今回の計算結果では、成層圏・中間圏の風系つまり夏半球側の東風と冬半球側の西風が良く再現されており、特に西風の極大などは観測値に近い。ただし一方では東風が観測に比べて大よそ2倍ほど大きく出ている。この過剰な東風は、モデルの設定に関係していそうで、例えば、下部成層圏の西風の存在を扱わなかったり、放射の H における対称成分を完全に無視したことなどが影響しているのかも知れない。従って、より現実に近い大循環の再現には、この辺りの事情を考慮する必要のあることを示唆している。

夏半球側から広がっている東風が赤道上成層圏にまで及んでいるが、赤道上の中間圏では西風になっている。この赤道中間圏の西風は冬半球側の西風とつながっているように見えるが、さらに、夏半球側の東風系の上にある西風ともつながっている。こういう西風の分布の形態的特徴はおもしろ

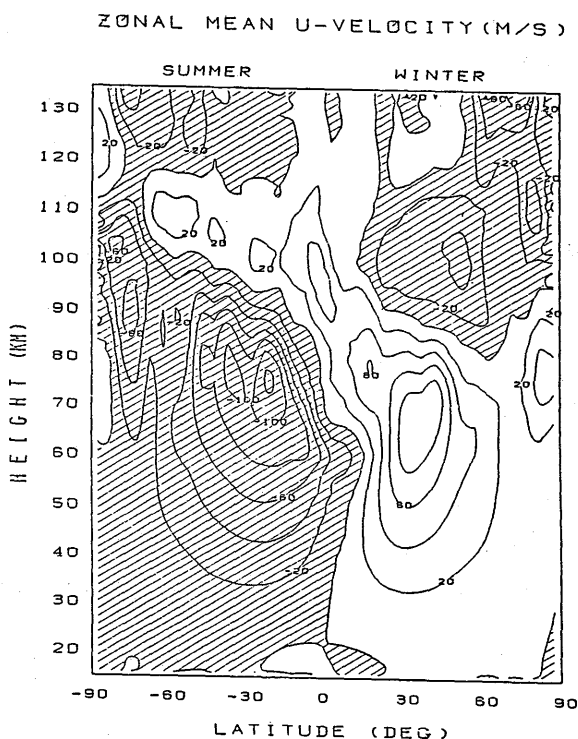


図10.10 経度平均の東西風 (m/s) の緯度高度分布。
斜線領域は東風。

ろいことにCIRAモデルにも見受けられる。モデルにおける赤道中間圏の西風は、赤道成層圏の東風の存在と関係しているのかも知れない。現実の大気においては、準2年周期振動や半年周期振動が顕著であることを考えると、上述のような赤道中層大気の風系の再現はたまたまのものと理解すべきであろう。

高緯度においては、東西風の分布がかなり複雑でノイズ的である。これらは、モデルの種々の問題点が表面化していると受けとれよう。例えば、今回のモデルは東西方向に制約のあるセクター・モデルであることが最も強く影響しているようである。

高度110km以上では、実際より大き目の分子拡散効果が仮定されたことや、酸素による太陽光加熱効果が無視されたことなどにもなって、実際的な状況の再現は全く期待されていない。

次に、風の子午面運動を見ることにする。図10.11は、経度平均の南北風の分布が描かれている。直ぐに気が付く点は、冬極に向かう子午面流が80-110kmの領域で顕著であることである。詳しく見るとその流れには2つの極大がそれぞれの半球の中緯度の90km辺りにある。それらの値は10~15 m/s に達する。最近、Holton (1983) は改良されたパラメタリゼーションを用いて経度平均モデルの数値実験を行なったが、やはり今回の結果に近い子午面流を得ている。さらにMiyahara

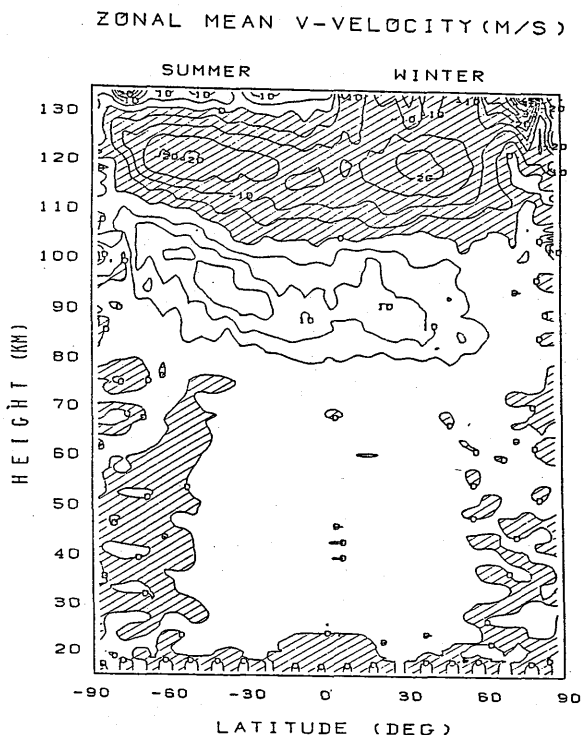


図10.11 経度平均の南北風 (m/s) の緯度高度分布。
斜線は冬極から夏極に向う風。

(1984)の場合も同様の結果を得ている。また、観測においても、10~20 m/s の強い子午面流が認められている。

勿論、以上のような子午面流は、下部熱圏における逆風（中間圏の東西風と逆向きの東西風）の形成と機を一にしたものであることは言うまでもない。

子午面循環のもう一方の成分である鉛直運動の分布は、図10.12に示されている。この図においては、鉛直運動 W (cm/s) は鉛直 P 速度から静力学平衡の仮定に基づいて変換されたものが描かれている。

先の南北風の分布から予想されるように、夏半球側に上昇流が、冬半球側に下降流が見られ、総合すると、子午面循環は全球で1つの循環を形成している。鉛直速度の極大は両半球の各々の90kmあたりの高度に位置し、その大きさは約2 cm/sである。これは、先のMiyahara (1984) の結果とも良く一致している。

注目すべきは、鉛直速度が最大になるのは放射加熱率 H の最大になる高度ではなく、それよりはるか上方にあるということである。従って、中間圏界面付近の内部重力波による逆風層形成と気圧面を横切る南北風形成とが以上のような鉛直運動を強制しているものと解釈できる。

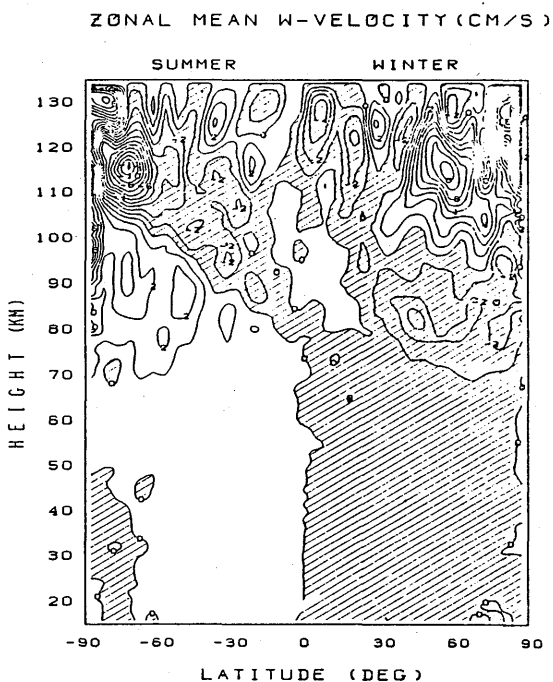


図10.12 経度平均の鉛直流 (cm/s) の緯度高度分布。
斜線は下降流。

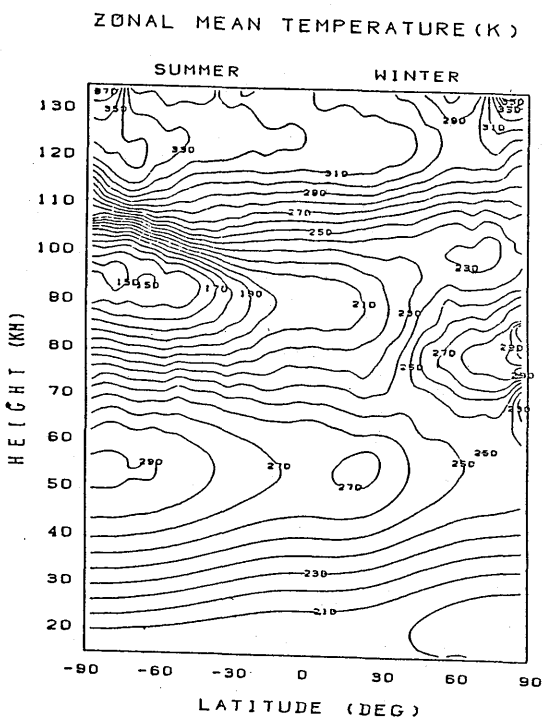


図10.13 経度平均の気温 (K) の緯度高度分布。

さて最後に経度平均の気温分布を見てみよう。それについては図10.13に示されている。成層圏・中間圏においては、放射加熱の分布から期待できるように、高度50km付近で最高になるとともに南北方向に関しては冬極から夏極に向って気温は上昇する。気温の絶対値は多少低めに出ているようだが、気温分布の概況は良く観測結果を再現している。

中層大気の気温分布の著しい特徴である中間圏界面付近の冬極の高温と夏極の低温という分布は、今回のモデルにおいても良く現われている。ただし、冬極の高温の出現はやや過剰である。

このような気温の南北傾度の逆転は、先の鉛直運動の分布によって説明することが可能である。すなわち、上昇運動にともなう断熱膨張および下降運動にともなう断熱圧縮が著しい気温の低下および昇温をもたらす。もちろん、これらの鉛直運動による気温変化は、放射のニュートン冷却（又は加熱）効果と釣り合うところで平衡状態が実現する。（ただし渦運動による熱輸送効果は無視するものとする）従って、気温の南北傾度の逆転は、力学的強制によるものだと結論することができる。

(d) 3次元モデルのまとめ

内部重力波が表現できるだけの分解能をもつ大循環モデルは、中層大気大循環の基本的特徴を再現する上で極めて有効であることが示された。この結果は、東西方向に領域を制約しない全球モデルへとモデリングを発展させる可能性を示唆している。

10.5 モデリングのまとめ

中層大気の力学過程を中心にしたモデリング研究は、中層大気の小規模擾乱の役割を認識することによって飛躍的に進歩したと言える。そして、その小規模擾乱の起源が対流圏にあることは、対流圏モデルとの結合の仕方の一つの方法を見出したとも言える。すなわち、これまで、対流圏で発生する不規則な乱れは中層大気のモデリングに害をもたらす可能性が恐れられていたが、その恐れは危惧にすぎず、それどころか逆に、そういう不規則な乱れの存在こそがとり分け中間圏から熱圏にかけての大循環そして気温分布に重要であるというわけである。このような知見は、一層の厳密な検討を要することは当然としても、今後の本格的な全大気の大循環モデルへ向けて楽観的な見通しを与える上で有効である。

References

- CIRA (1972), COSPAR International Reference Atmosphere
- Fels, S. B., Mahlman, J. D., Schwarzkopf, M. D., and Sinclair, R. W., 1980 :
Stratospheric Sensitivity to Perturbations in Ozone and Carbon Dioxide,
J. Atmos. Sci., **37**, 2265 - 2297.
- Holton, J. R., 1983 : The Influence of Gravity Wave Breaking on the General
Circulation of the Middle Atmosphere, J. Atmos. Sci. **40**, 2497 - 2507
- Hunt, B. G., 1981 : The Maintenance of the Zonal Mean State of the Upper
Atmosphere as Represented in a Three - dimensional General Circulation
Model Extending to 100km, J. Atmos. Sci., **38**, 2172 - 2186
- Kida, H., 1977 : A Numerical Investigation of the Atmospheric General
Circulation and Stratospheric Tropospheric Mass Exchange : I. Long term
Integration of a Simplified General Circulation Model, J. Met. Soc. Japan,
55, 52 - 70.
- Leovy, C., 1964 : Simple Models of Thermally driven Mesospheric Circulation,
J. Atmos. Sci., **21**, 327 - 341.
- Lindzen, R. S., 1981 : Turbulence and Stress due to Gravity Wave and Tidal
Breakdown, J. Geophys. Res., **86**, 9707 - 9714.
- Mahlman, J. D., and Umscheid, L. T., 1984; Dynamics of the Middle Atmosphere :
Successes and Problems of the GFDL "SKYHI" General Circulation Model
Dynamics of the Middle atmosphere (ed. by Holton and Matsuno), Terra Sci.
Publ., Tokyo, 501 - 525
- Matsuno, T., 1982 : A Quasi One - dimensional Model of the Middle Atmosphere
Circulation Interacting with Internal Gravity waves, J. Met. Soc. Japan,
60, 215 - 226.
- Miyahara, S., 1984 : A Numerical Simulation of the Zonal Mean Circulation of
the Middle Atmosphere Including Effects of Solar Diurnal Tidal Waves and
Internal Gravity Waves : Solstice Condition, Dynamics of the Middle
Atmosphere (eds. by Holton and Matsuno), Terra, Sci. Puble. Tokyo, 271 - 287.
- Plumb, R. A., and McEwan, A. D., 1978 : The Instability of a Forced Steady
Wave in a Viscous Stratified : A Laboratory Analogue of the Quasi-biennial
Oscillation, J. Atmos. Sci., **35**, 1827 - 1839.