

## 特集「惑星大気」

## 地球大気の子午面循環と角運動量輸送

佐藤正樹<sup>1</sup>

## 1. 地球大気の子午面循環

惑星大気の研究において、外側から見た表層の流れのパターン、その中でもジェットや渦構造などの自転方向に一樣な構造をもつ循環の相違や成因がしばしば議論される。惑星大気は、一般に水平方向の長さに比べ鉛直方向の厚みが薄く、観測可能な表層の水平方向の流れだけでこのような流れのパターンを説明する試みも多く行なわれている。一方、鉛直方向の流れは観測的にとらえることが困難であるため、鉛直方向の流れがジェットや渦構造にどのような効果を及ぼすかについては理論的なアプローチが不可欠である。このためには、まず自転方向（東西方向）に平均した子午面断面内の循環を掌握することが一つの出発点となるだろう。本稿では地球大気の子午面循環と角運動量輸送との関係を概観し、一般の惑星の大気の子午面循環を考えたときの着目点について整理したい。

子午面断面内の循環は、東西平均した東西風の速度分布と、南北風・鉛直風から求められる子午面質量流線関数を描くことで循環パターンが記述される。図1に地球大気の東西平均した東西風、子午面流線関数を示す。地球の場合、よく知られているように、対流圏には子午面内の各半球に3セルの構造が一般に見られる。低緯度側で上昇し高緯度側で下降するセルは直接循環 (direct circulation)、逆に高緯度側で上昇し低緯度側で下降するセルを

間接循環 (indirect circulation) と呼んでいる。地球大気の3セルにおいて、低緯度の直接循環をハドレーセル (Hadley cell)、中緯度の間接循環をフェレルセル (Ferrel cell) と呼ぶ。最も高緯度にある直接循環は他の2つのセルにくらべて強度が弱く、また必ずしもいつでも存在するわけではない。

直接循環、間接循環の区別は、本来、熱的に駆動されるかそれとも機械的 (メカニカル) に駆動されるかの相違に基づいている。直接循環のセル内部の熱バランスを考えると、高温側で加熱、低温側で冷却されており、外部から仕事や運動エネルギーの供給がなくとも自発的に運動が生じる (いわゆる自然対流)。一方、間接循環は低温側で加熱、高温側で冷却されており、外部から仕事や運動エネルギーの供給がなければ運動を維持できない (強制対流)。太陽放射による加熱差だけを考

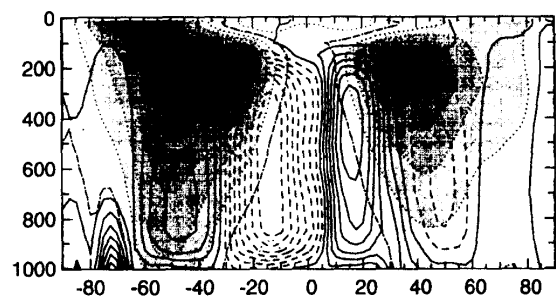


図1. 地球大気の質量流線関数と東西平均した東西風の子午面分布。子午面流線関数 (実線: 正の値, 破線: 負の値) の等値線間隔は $10^{16}$ kg/s。東西風の等値線は点線で表し, 等値線間隔は5m/s。グレーが濃いほど西風が強い。ただし, 1点鎖線は0m/s。1982年から1994年までの平均値。NCEP/NCARのデータ [1] をもとに作成。

<sup>1</sup> 埼玉工業大学機械工学科, 現在 DAMTP, University of Cambridgeに滞在中

える限り、直接循環以外は考えにくい。しかし、東西方向に非一様な構造をもつ循環による熱収束・発散や水蒸気の潜熱放出などが、東西平均した循環場に対する加熱・冷却として働くことになる。地球大気では、ハドレーセルからフェレルセルへ運動エネルギーの供給があり、両者は相互に関係している。特に、この二つのセルの間の相互作用において、角運動量輸送が不可避免的に生ずる。

## 2. ハドレー、フェレルの理論

ハドレーセル、フェレルセルの名称はそれぞれ英国のHadley [2], 米国のFerrel [3] の研究に由来している。これらは、大航海時代からの海上風のデータの蓄積から生まれてきた理論であるといえるが、当時は上層の観測はなく、理論的考察によって大気の子午面循環の全体像が描かれた。これらの時代の直観的理解は現在でも非常に役に立つ。

大気の子午面内の角運動量輸送を図2に示す。この図は、地球回転に相対的な角運動量輸送を、与えられた高度より上層で鉛直積分した値の分布を示したものである [4]。高さ方向に等値線が込んでいる場所で、主として角運動量輸送が生じていることを意味する（例えば、緯度30度の200hPaか

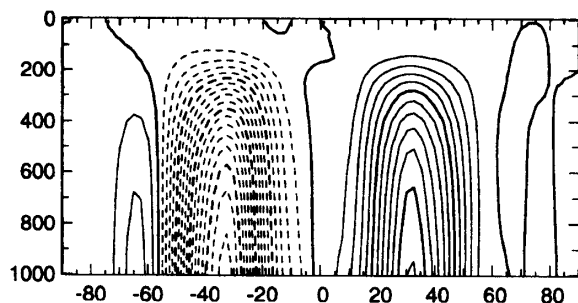


図2. 相対角運動量輸送の鉛直積分の子午面分布。実線は北向きの輸送、破線は南向きの輸送が生じていることを意味する。等値線間隔は $2 \times 10^{10} \text{ kg m}^2/\text{s}^2$ 。NCEP/NCAR のデータによる1994年の年平均値。

ら500hPaの間)。また、地表面での値が全層での角運動量輸送の積分値であり、地表面で等値線が交わる領域では固体地球と大気との間に角運動量の流入・流出があることを示す。低緯度で固体地球から大気へ角運動量が供給され、中緯度で大気から固体地球に角運動量が流出している。固体地球と大気との角運動量の流入・流出の向きは、大気最下層の東西風の向きと対応している（図1）。大気最下層が東風ならば（東風とは西向きの風のこと）、大気よりも固体地球の方が速く回転していることになり、大気は固体地球から自転方向に加速する向きに摩擦力を受けることになる。逆に大気最下層が西風ならば、大気は固体地球から自転とは逆向きに摩擦力を受けることになる。すなわち最下層で東風の緯度帯では固体地球から大気への角運動量の流入、西風の緯度帯では大気から固体地球への角運動量の流出があることになる。したがって、長期間平均した統計的平衡状態では、最下層すべての緯度帯で東風のみ、あるいは西風のみということはいえない。

Hadleyは、放射による加熱によって赤道付近が暖められ、極付近が冷やされている場合に各半球に広がる一つのセルを仮定した（図3）。赤道で上昇流、極で下降流、地表では極から赤道に向かう子午面流が存在するとする。地表での赤道向きの流れにコリオリ力が働き（あるいは角運動量保存則により）、東西風は低緯度に向かうほど西向きの成分が大きくなる。仮に極で東西風がゼロの状態からスタートすると、全ての緯度で東風になる。しかし、このような東西風の分布は、先の地表面を通して角運動量の出入りが無いという条件に反しており、定常状態ではありえない。角運動量バランスが成立するためには極では西風の状態からスタートしなければならない。こうして、1セルの循環を考えると、図3のように地表風は高緯度で西風、低緯度で東風の分布にならなければならない。

しかし、次のような考察により、一般に自転する惑星の大気の子午面循環は1セルではあり得ないことが理解される。まず、地表面における圧力分布を考える。大気の東西風に働く遠心力と圧力勾配と地球の引力はバランスする。自転する固体地球に乗った系からみると、この関係は東西風と緯度方向の圧力勾配の間の地衡風平衡として書くことができる：

$$fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (1)$$

ここで、 $u$ は東西風、 $p$ は圧力、 $\rho$ は密度であり、 $f = 2\Omega \sin \varphi$ はコリオリパラメータ、 $\Omega$ は自転角速度、 $\varphi$ は緯度である。 $y = a\varphi$ は緯度方向の長さに対応し、 $a$ は地球半径である。この式によると、地表付近が東風であれば高緯度の方が圧力が高く、西風であれば赤道側の方が圧力が高い。すると、Hadleyが考えた東西風分布では、低緯度で東風、高緯度で西風であったので、東風と西風の境界の中緯度付近が高気圧、赤道と極で低気圧になる。

ところが、このような圧力分布は、Hadleyが仮定した1セル構造の流れの描像に反している。Hadleyの得た東西風分布は、大気と固体地球に働く摩擦力を考慮して得られたものである。(1)式は実は摩擦を無視した関係式であり、本来ならば南北風の鉛直シアに基づく摩擦力が右辺に加わる。

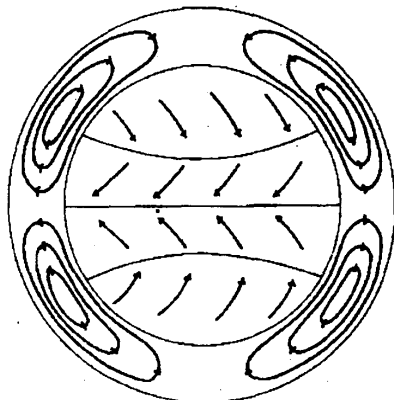


図3. Hadley [4] の考えた子午面循環。Lorenz [5] による。

地表付近では摩擦力を南北風  $v$  に比例すると近似的におけるので、次のようなバランスとなる：

$$fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - \alpha v \quad (2)$$

$\alpha$ は摩擦力に対する比例係数である。地表付近では摩擦のために東西風が弱くなり、コリオリ力が圧力傾度力にバランスできないので南北風が生じる。すなわち、非回転系の対流と同じく、高圧側から低圧側に流れが生じる。したがって、低緯度の東風部分では赤道向きの流れ、高緯度の西風部分では極向きの流れが存在する。地表面で南北風が存在するという事は、収束・発散により上昇・下降流が存在することになり、子午面内にセル構造をもたらすことになる。

Ferrelあるいは同時代のThomson [6] の考えた循環は、地表付近ではHadleyのような低緯度で東風、高緯度で西風を仮定し、そのもとでどのようなセル構造が得られるかを求めたものに相当する(図4)。まず、赤道で上昇して半球を覆う大きな1セルを同様に仮定するが、中緯度より極側にはこのセルの下側に反対向きのセルを置く。この2つ目のセルは、Hadleyの与えた熱対流的なセルとは逆向きのセル、つまり間接循環となる。この循環は、上側のセルから摩擦力によって角運動量を供給されることによってメカニカルに駆動されている。

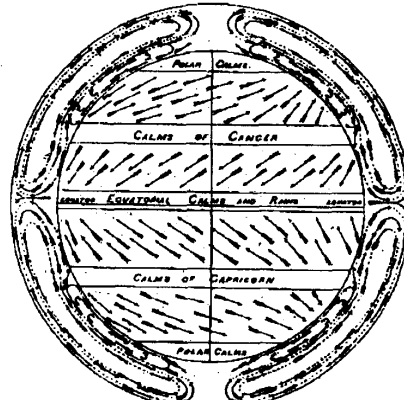


図4. Thomson [6] の考えた子午面循環。

以上のHadley, Ferrelの考察では, 東西風, 南北風ともに東西方向に変化しないと仮定していた. 現実の地球大気では, 特に中緯度で東西方向に波状の擾乱が卓越しており, このような擾乱が熱輸送, 角運動量輸送の主要な担い手になっている. したがって, Ferrelが考えた子午面セル構造は思考状の産物でしかない. しかし, 現実においても, 図1に示したように中緯度の波状の流れを東西平均すると間接循環になっており, セルの循環する向きはFerrelが考えたものと同じである. そこで, 現実の東西平均したときの中緯度の間接循環についてもフェレルセルとよばれている.

### 3. 数値計算による結果

現実の地球大気におけるハドレーセル, フェレルセルの強度・広がりには図1に示したとおりである. これらがどのような機構で定まっているかは, 現実のバランスを診断的に解析しただけではなかなかわからない. このような目的のために, さまざまな外部パラメータに対する依存性を数値実験によって調べることが有効である. ここでは, 特に自転角速度に対する依存性について数値実験を行なった結果を示すことにする [7]. 数値モデルは天気予報などで使われている大気大循環モデルを簡略化したものを用いる. 東西方向に一様性を仮定した2次元モデルの結果と, 3次元モデルの結果を比較して示すことにする. 2次元モデルはHadley, Ferrelの思考実験を検証する意味を持つ. この実験では, 地表面の温度分布は,

$$T_s = T_0 - \Delta T \sin^2 \varphi \quad (3)$$

のように東西方向に一様な境界条件を与えている. 赤道温度は $T_0 = 300\text{K}$ , 南北温度差は $\Delta T = 40\text{K}$ とした. モデルには湿潤過程が含まれており, 地表面

からの潜熱の供給があり, また水蒸気が凝結すると潜熱を放出する. 地表面は平坦な海面と同様な扱いをし, 日変化は存在しないものとする.

自転角速度を地球の自転角速度の0, 1/3, 1, 3倍とした実験の結果を示す. 図5は子午面流線関数, 図6は東西平均した東西風である. 赤道上に上昇流が存在し, 両半球に広がるセルが存在しており, これがハドレーセルに相当する. 自転角速度が大きくなるほど, ハドレーセルの大きさが狭くなっていることがわかる. 2次元実験では, 自転がある場合にはHadley, Ferrelが仮定したような半球を覆うセルはあらわれないことがわかる. 3次元実験で, 自転がある場合にはハドレーセルの極側に逆向きのセルが存在する. これがフェレルセルに相当する. また, 2次元実験でも, ハドレーセルの外側に弱いながら逆向きのセルが存在していることがわかる.

### 4. 2次元ハドレーセルの理論

図5からハドレーセルについては, 2次元実験と3次元実験とで似たような自転角速度依存性を持っていることがわかる. 2次元的な枠組のハドレーセルの理論はSchneider [8], Held and Hou [9]によって提示された. ここで, これらの理論を簡単に紹介する.

赤道で上昇流, 上層で極向き, 下層で赤道向きの直接循環を考え, この循環がどの緯度まで広がるかを求めることにする. 東西風の大きさは, 下層では地表面摩擦のためゼロに近いとし, 上層は摩擦による減衰がないとする. すると, 上層では角運動量が保存し, 赤道から離れるに従って西風が強くなる. 角運動量は $l = u a \cos \varphi + \Omega a^2 \cos^2 \varphi$ で表されるので, 赤道上で東西風がゼロと仮定すると, 上層の東西風の分布は,

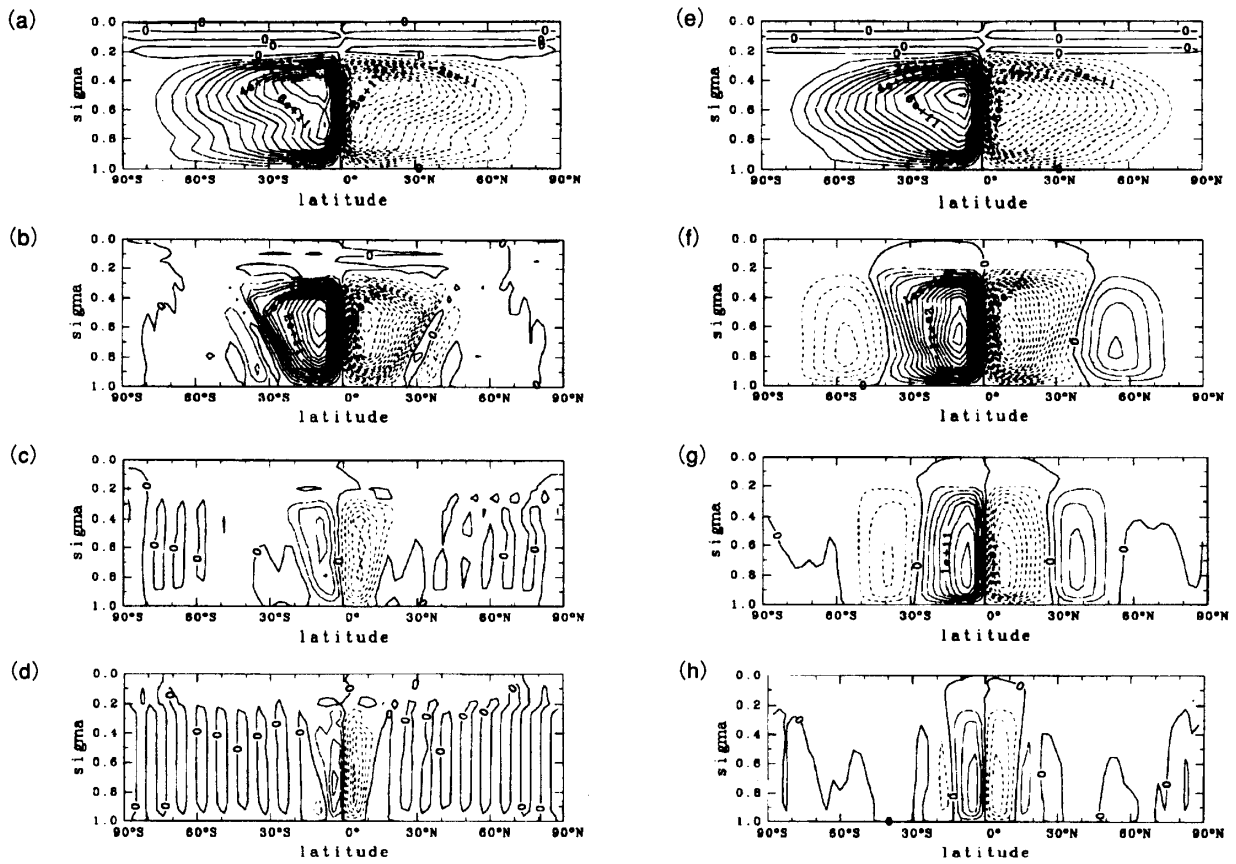


図5. 2次元実験 (2D) と3次元実験 (3D) の子午面流線関数の自転角速度依存性. (a), (b), (c), (d) は2D実験で, それぞれ地球回転の0, 1/3, 1, 3倍, (e), (f), (g), (h) は3D実験で, それぞれ地球回転の0, 1/3, 1, 3倍. 等値線間隔; (a), (e) :  $5 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ , (b) - (d), (f) - (h) :  $2 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ . Satoh et al [7] による.

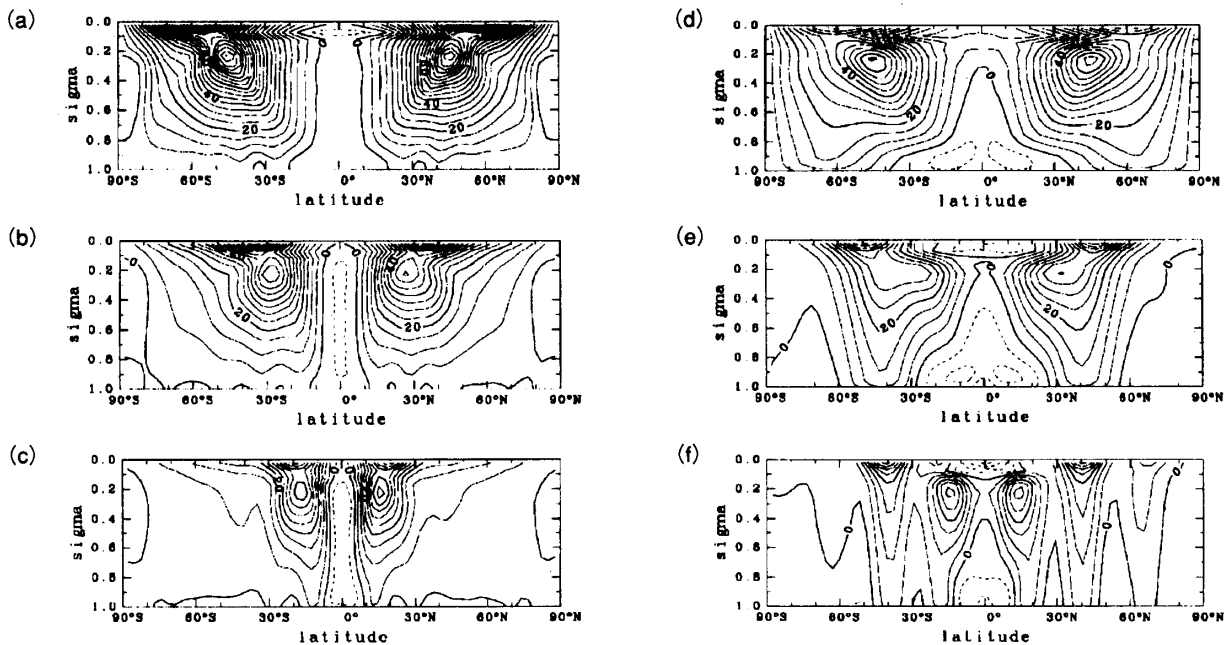


図6. 2次元実験 (2D) と3次元実験 (3D) の東西平均した東西風の自転角速度依存性. (a), (b), (c) は2D実験で, それぞれ地球回転の1/3, 1, 3倍, (d), (e), (f) は3D実験で, それぞれ地球回転の1/3, 1, 3倍. 等値線間隔  $5 \text{ ms}^{-1}$ . Satoh et al. [7] による.

$$u = \Omega a \frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \quad (4)$$

となる。さて、回転系で、上層で西風、下層で東西風ゼロの鉛直シアが存在すると、これにバランスするような水平温度差が存在することになる。これは温度風平衡の関係であるが、(1)式を鉛直微分し、静力学平衡の式を代入すれば得られる。簡単のためにブシネスク表現を使うと、メトリック力の効果も考慮して、

$$\frac{1}{H} \left( fu + \frac{u^2 \tan \varphi}{a} \right) = -\frac{g}{aT_0} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial \varphi} \quad (5)$$

となる。〈T〉は鉛直平均した温度、 $T_0$ は代表的な平均温度である。Hは対流セルの高さで対流圏界面高度に相当する。gは重力加速度である。(4)式を(5)式に代入し、緯度方向に積分すると、赤道から緯度 $\varphi$ までの温度差は、

$$\frac{\Delta \langle T \rangle}{T_0} = \frac{\Omega^2 a^2 \sin^4 \varphi}{2gH \cos^2 \varphi} \quad (6)$$

となる。ここで、地表面温度を(3)式のように与えたとしても、赤道から緯度 $\varphi$ までの間に外的に $\Delta T \sin^2 \varphi$ の温度差が与えられていることになる。大気中層の温度差 $\Delta \langle T \rangle$ は外的に与えられた温度差よりも大きくなることはできない。この制約によって直接循環が存在し得る幅が定まり、ハドレーセルの広がる幅を与える(図7)。ハドレーセルの幅を $\varphi_H$ とすると、

$$\tan \varphi_H = \left( \frac{2gH \Delta T}{\Omega^2 a^2 T_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

と与えられる。これから、自転角速度 $\Omega$ が大きいほど、ハドレーセルの広がる幅が狭くなることわかる。 $\Omega$ が大きいほど上層の東西風が大きくなる割合が大きく、大気の南北温度勾配が大きくな

るためである。しかし、図6に示したように、 $\Omega$ が小さい方がハドレーセルの幅が広がるため、東西風の最大値自体は大きくなっていることに注意する必要がある。

Held and Houの2次元モデルは、多くの単純化した仮定を用いている。上記仮定でまず問題となるのは、上層で角運動量が保存されるとした点と、外的に与えるべき温度が(3)式からずれたときはどうかという点である。現実大気の上層の東西風分布は必ずしも角運動量保存的な分布になっているわけではない。したがって、上層の角運動量保存という仮定はかなり強い仮定であり、さまざまな修正が加えられる。次に、外的に固定すべき温度分布について、気候変化を論ずる場合には、前節のように恣意的に地表面温度を固定するよりも、太陽放射を固定した方が自然である。しかし、太陽放射を固定した場合、大気海洋相互作用により、地表面温度に微妙な変化が生じる。すると、たとえば(7)式の1/2という冪は、もともと温度分布(3)式の緯度依存性 $\sin^2 \varphi$ に由来しているものであるが、大気との相互作用によってこれが変わるとハドレーセルの幅の依存性も変わってくる。特に、赤道での温度の依存性が $\sin^4 \varphi$ よりも滑らかになると、ハドレーセルが存在しないという結論になる。すなわち、赤道付近のわずかな温度分布の変化によって、2次元的な枠組でのハドレーセル

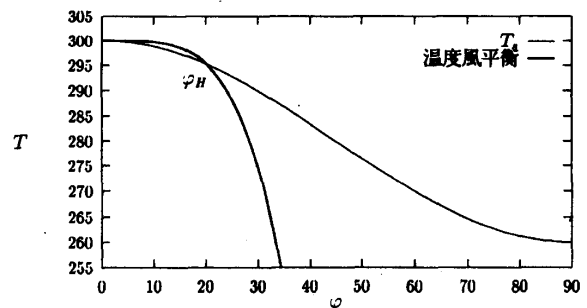


図7. ハドレーセルの2次元理論による幅の決まり方。地表温度 $T_s$ と温度風平衡の曲線が交わる緯度までハドレーセルは広がる。

は大きく影響を受けることになる。

Held and Hou [9] では地表面温度を固定した条件ではなく、(3)式に似た温度分布を持つ状態に緩和させるニュートン冷却型の放射を用いた。この場合、ハドレーセルの幅の決まり方は本質的に同じであるが [10]、循環強度については現実と比べて非常に弱いものとなっている。そこで、次に湿潤大気の実験ではなく、Held and Hou にならって乾燥大気中でニュートン冷却型の放射を用いた実験の結果を示す。図8には、Held and Hou 型の放射に赤道近傍の熱源を加えた実験における子午面循環の強度の依存性を示す。ここで、加熱率は  $\Delta T_{heat}/20$ 日 で与えられる。 $\Delta T_{heat} = 0$ KのときがHeld and Hou の実験に相当する。この場合、2次元実験のハドレーセルは3次元実験の半分の強度である。現実における加熱  $\Delta T_{heat} = 20$ K近辺では、両実験で強度がほぼ等しく、また図1に示した現実の循環強度にも近い。このように、加熱が十分に強いときには、2次元モデルで3次元モデルのハドレーセルの強度、幅を近似的に予想できることになる。

## 5. セル構造とジェット

次に中緯度についてみると、図5に示したように、3次元実験で自転がある場合には、ハドレーセルの極側には逆向きのセルが存在している。これがフェレルセルに相当する。自転角速度を上げていくと、ハドレーセルだけではなくフェレルセルの幅も狭くなっている。また、図からはわかりにくいですが、地球より自転角速度が大きい場合には、フェレルセルよりも極側にさらに多重のセルが現れている。

図6に示した大気上層の東西風の変化をみると、自転角速度が大きいほど緯度方向の極大の数も増えている。このような極大をジェットという。地球の対流圏では、ジェットの数は一般に各半球に1本または2本存在する (図1)。赤道側のジェットを

亜熱帯ジェットというが、ハドレーセルの限界付近にほとんど必ず存在する。もうひとつのジェットは、さらに極寄りの位置に地域あるいは季節により現れることがある。

亜熱帯ジェットの一義的な成因は、ハドレーセルの上層の極向きの流れによる角運動量輸送である。赤道付近の大きな角運動量をもつ空気が中緯度に達すると大きな西風をもつことになる。ハドレーセルの極側の境界が亜熱帯ジェットに対応する。東西方向に非一様性が存在するときには、波動による角運動量の輸送がジェットの強化に寄与していると考えられている。例えば、中緯度では傾圧不安定とよばれる擾乱が卓越しているが (いわゆる温帯低気圧・高気圧)、この擾乱が発達すると低緯度、高緯度に向かって波動 (ロスビー波) が伝播していく。このような波動が伝播すると、波動の伝播とは逆向きに角運動量が輸送されることが知られており、ジェットを強化する働きをもつことになる [11]。

図5, 6から、中高緯度のセルに対応してジェットが現れていることがわかる。このように、子午面循環のセルの数とジェットの本数には対応関係があるようである。一般の惑星の子午面循環において、セル数がいくつになるかの問題は、ジェットの数や構造を説明するために重要な意味を持

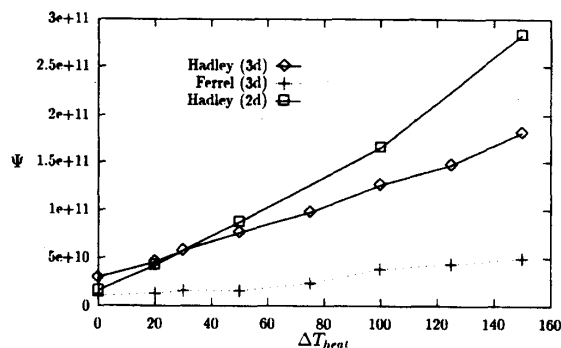


図8. 摂動加熱に対する3次元実験 (3d) のハドレー・フェレルセル、2次元実験 (2d) のハドレーセルの強度の依存性。横軸は熱源の大きさ [K]、縦軸は循環強度 [kg/s]。

つと考えられる。このためには、セルの広がる幅がどのようなパラメータに支配されているかを明かにする必要がある。地球の場合、ハドレーセルの幅については、前節で述べたような理論により変化傾向が予想できる。ところが、フェレルセルについては、どのように幅が定まっているかについて満足する理論はない。また、子午面内にくいつのセル構造が存在するか、あるいはジェットが何本存在するかについては、現在のところ十分に説明されていない。

## 6. フェレルセルの強度

地球の場合、フェレルセルは東西風の鉛直シアに起因する傾圧不安定が成長した状態の東西平均として得られるものである。フェレルセルの幅、強度などの性質は、実は傾圧不安定が発達した統計的平衡状態として定まるものである。したがって、傾圧不安定の統計平均をまともを考えなければ、フェレルセルの諸性質は解明できないだろう。しかしながら、図2に示したようにハドレーセルとフェレルセルは角運動量輸送を通じて相互に関係している。これを利用すれば、ハドレーセルとフェレルセルの循環強度の間に関係をつけることができる。ハドレーセルの強度、幅については、2次元モデルによる理論が少なくとも変化傾向を与えることを前節でみた。仮にハドレーセルの強度を所与のものと考えることができれば、フェレルセルの強度も予想できることになる。

図2に示したように、極循環の寄与を無視し得る範囲において、ハドレーセルへの固体地球からの角運動量の流入はフェレルセルから固体地球への角運動量の流出と等しい。セル間の輸送は主に上層で生じるので、ハドレーセルでの角運動量の鉛直上向き輸送はフェレルセルでの角運動量の鉛直下向き輸送とほぼバランスする。仮に東西方向に

非一様な波状成分がないとすれば、角運動量の大きい緯度で上昇し、角運動量の小さい緯度で下降する直接循環では角運動量は上向きに、逆に間接循環では角運動量は下向きに輸送される。現実には、ハドレーセルにおいてはこのような解釈が成り立ち、東西平均した子午面流そのものによって上向きに角運動量が輸送されているととらえることができる。しかし、フェレルセルにおいては、傾圧不安定のような東西非一様な成分が卓越しており、東西平均した間接循環に沿った流れという描像は成立しない。ところが、地球のように鉛直方向に成層が強い大気では、傾圧不安定のような東西非一様な成分があっても、結果として東西平均流による輸送のみ考えれば角運動量の鉛直輸送を計算することができる。

ハドレーセル、フェレルセルともに、東西平均成分だけで角運動量輸送が説明できるとすれば、子午面循環の強度の関係を単純な関係であらわすことができる。上昇流と下降流の角運動量の差にセルの循環強度をかけたものが、鉛直角運動量輸送をあらわす。角運動量の差において、剛体回転成分が主要部分であり、これは緯度幅に対応する。したがって、セルの強度にセルの幅を乗じたものが角運動量輸送をあらわす。前節に述べたように、フェレルセルの幅を予想する十分な理論は存在しないが、仮に図5に示した実験結果を借用してフェレルセルとハドレーセルが同じ幅をもつと仮定すると、フェレルセルの強度はハドレーセルの強度と比例し、地球のメトリックにより約半分になることが導かれる。図8に示した熱源に対する依存性の実験では、フェレルセルの強度はハドレーセルの強度の約1/3程度であり、ほぼ比例関係にある。

## 7. 低緯度と中緯度の相互作用

上記の方法によるフェレルセルの強度の見積り



には、いくつかの欠陥がある。その一つは、ハドレーセルの強度が2次元理論によりすでに与えられていると考えた点であるが、実際には中緯度から低緯度に逆に影響を及ぼし得る。2次元理論によると、地表面温度の勾配が赤道付近で $\sin^4 \phi$ よりも滑らかならばハドレーセルは存在できないが、3次元実験では、赤道の温度分布が平坦な場合にも、ハドレーセルは存在することがわかる [10]。

この点を考えるために、再びハドレーセルとフェレルセルの角運動量バランスについて見ることにしよう。仮に赤道付近の温度分布が平坦であっても、中緯度に温度勾配があればそれにバランスする西風シアが生じることになる。3次元実験では、中緯度に西風シアが存在すると、一般に傾圧不安定が生じ東西方向に波状の構造が成長する。傾圧不安定により、西風シアは減少し角運動量は下向きに輸送される。すると、これにバランスするだけの角運動量が他の緯度で供給されている必要がある。したがって低緯度か高緯度で上向きの角運動量輸送がなければならぬことになる。同じ緯度幅当たりの面積は低緯度の方が広いので、低緯度の上向き角運動量輸送の方が効率的である。この結果、低緯度にはハドレーセルのような直接循環が駆動されることになり、角運動量が上向きに輸送される。このように、仮に2次元理論でハドレーセルが存在しない温度分布を与えたとしても、3次元状況では中緯度からの影響によってハドレーセルが駆動され得るのである。

上には、ハドレーセルが低緯度の温度勾配だけで与えられる場合と、フェレルセルが中緯度の傾圧性だけで与えられる場合の二つの極端な考え方を示した。現実には、ハドレーセルとフェレルセルとの関係はこれらの中間的な場合であろう。しかし、全球的な制約条件として、低緯度と中緯度の角運動量輸送はバランスしている必要がある。このようなバランスにおける、波動や不安定など

のさまざまな力学過程の寄与を明らかにすることが、子午面循環の理解のために必要であろう。

## 8. 惑星大気の研究の視点

惑星大気研究の一つの目標は、さまざまな惑星の循環を自転角速度などの外部的なパラメータ空間内に位置付け、地球大気との差異を明らかにすることである。しかし、このような方針でさまざまな惑星大気を統一的に論じようとする、まず壁につきあたる：対象とする惑星の数に比べ支配するパラメータが多いことと、同列に比較すべき観測が整っていないことである。太陽系で大気をもっている惑星・衛星の数は10に満たないのに、支配するパラメータは、惑星半径、重力加速度、自転角速度、大気質量、太陽放射、比熱など多次元の空間であり、とうてい統計的議論はできない。一方で、観測については外側からみた流れのパターン（雲模様のパターン）の変化だけが全ての惑星で比較し得るのみであり、それ以上の情報を得ようとする探査機による直接・間接観測に頼らざるを得ない。しかし、探査機では惑星上のある限られた期間のある限られた場所のみが観測されるだけであり、地球のような観測網を展開することはほとんど不可能である。子午面循環に限っていても、観測的には、表層の南北方向の流れや、地表面における東西風分布を知ることが、セル構造を推測するための重要な情報となる。しかし、観測だけから、子午面循環の全体像を描くことは非常に困難である。

このような状況では、仮想的なパラメータ変化が可能な数値シミュレーションに頼らざるを得ない。しかし、外的パラメータは多数存在するため、やみくもに実験を行なえばいいというものではない。例えば、Williams [13], [14] は精神的なパラメータ実験を行なったが、多様な結果を提示した

に留まっている。現象の解明のためは、得られた結果においてどのような力学的な過程が働いているかを吟味し、外的パラメータとの関係を物理的に解釈することが必要であろう。

惑星大気を支配する外部パラメータの多様性のために、この空間のどこから研究を始めるかというのは重要な選択の一つである。金星・火星・木星といった現実の惑星の個別的な研究からのアプローチと、よく知見が得られている地球からアプローチする方法がある。本研究は回転角速度の1次元に着目して地球条件の近傍で子午面循環がどう変化するかを調べたものであるが、その理解には多くの問題が横たわっている。実際、フェレルセルの幅のように、地球大気でさえ子午面構造を十分に説明できていない。しかし、地球大気の研究は他の惑星研究に比べて格段に多いのは事実であるから、地球の知見をできるだけ普遍化し、他の惑星への適用を模索することが地球側から出発者には求められている。

## 参考文献

- [1] Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K. C., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., and Joseph, D., 1996 : The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **77**, 437-471.
- [2] Hadley, G., 1735 : Concerning the cause of the general trade winds. *Phil. Trans.*, **39**, 58-62.
- [3] Ferrel, W., 1859 : The motion of fluids and solids. *Math. Monthly*, **1**, 140-147, 210-216, 300-307, 366-372, 397-406.
- [4] Peixoto, J.P. and A.H., Oort, 1992 : *Physics of Climate*. American Institute of Physics, 520 pp.
- [5] Lorenz, E.N., 1967 : *The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere*. World Meteorological Organization, 161 pp.
- [6] Thomson, J., 1892 : On the grand currents of atmospheric circulation, *Phil. Trans. Roy. Soc., A*, **183**, 653-684.
- [7] Satoh, M., M. Shiobara, and M. Takahashi, 1995 : Hadley circulations and their roles in the global angular momentum budget in two- and three-dimensional models. *Tellus*, **47A**, 548-560.
- [8] Schneider, E.K. 1977 : Axially symmetric steady-state models of the basic state for instability and climate studies. II. Nonlinear calculations. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 280-296.
- [9] Held, I.M. and Hou, A.Y. 1980 : Nonlinear axially symmetric circulations in a nearly inviscid atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 515-533.
- [10] Satoh, M. 1994 : Hadley circulations in radiative-convective equilibrium in an axially symmetric atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1947-1968.
- [11] Held, I.M. and Hoskins, B.J. 1985 : Large-scale eddies and the general circulation of the troposphere. *Advances in Geophys.*, **28**, 3-31.
- [12] Andrew, D.G., Holton, J. R., and Leovy, C. B., 1987 : *Middle Atmosphere Dynamics*. Academic Press, 489 pp.
- [13] Williams, G.P., 1988 : The dynamics range of global circulations I. *Climate Dynamics*, **2**, 205-260.

- [14] Williams, G.P., 1988 : The dynamics range of global circulations II. *Climate Dynamics*, **3**, 45-84.