

温位面での質量重み付き帯状平均 (MIM) の世界

[波動平均流相互作用から見た大気大循環]

—2008年度日本気象学会賞受賞記念講演—

岩崎 俊 樹*

1. はじめに

このたび、日本気象学会賞をいただき、大変ありがとうございました。われわれの考え方はまだ市民権を得たとは言えないので、この受賞は想定していませんでした。評価していただいたことに感謝するとともに、今後とも、研究・教育に一層努力いたします。

この研究では、大気大循環についての新しい“見方”を提案します。大気大循環は、これまで、等圧面上での東西(帯状)平均場に基づいて、議論されてきました。しかし、空気塊は等圧面上を動くわけではありません。断熱条件下では、空気塊は等温位面上を動くので、様々な物理量は等温位面上で平均した方が物理的には自然です。そこで、本研究では、温位座標による帯状平均を採用しました。これが第一のポイントです。ただし、等温位面で単純に帯状平均すると、その物理量の保存則の表現が大変複雑になります。このため、等温位面で帯状平均する場合には、「質量加重」を考慮しました。これがもう1つの重要なポイントです。帯状平均を「温位面での質量重み付き帯状平均(MIM)」と定義すると、従来とは全く異なる大気大循環が見えてきました。MIMに基づいて、大気質量、熱、角運動量、大気微量成分の子午面輸送を統一的に理解することを試みました。また、Lorenz (1955)とは異なるエネルギー変換ダイアグラムを導きました。

従来の等圧面での帯状平均値に基づく大気大循環と

MIMのどちらかが間違いというわけではありません。どちらを選ぶかは、何を説明したいかに依存します。われわれがMIMを導入した目的は、波動平均流相互作用を正確に表現するためでした。全球数値予報モデルの精度向上を目指す過程で、大気大循環の新しい診断手法として、MIMの研究を開始しました。MIMの世界に入り込むと、特殊であるが、解決すべき基礎的な問題に、次々と出会いました。歩みが遅いこともあり、結局、20年もの間、MIMの世界に迷い込むことになりました。その経緯を、第2節にまとめます。

MIMについては、あまり知らない方も多いと思います。今回、解説を執筆する機会を得ましたので、多くの方にMIMの世界を知っていただくために、第3節以降に、簡単な入門ガイドをまとめることにしました。これまでの研究成果に基づき、質量輸送(平均子午面循環)、角運動量輸送(Eliassen-Palmフラックス、以下、E-Pフラックス)、大気微量成分輸送、エネルギー変換スキームおよび傾圧不安定問題について議論します。ご興味を持っていただければ幸いです。参考に文献も挙げましたが、私がMIMの研究を進める上で影響を受けたものが中心で、分野を公平に見たものではないことをご理解ください。

2. 経緯

1980年、気象庁に入り札幌管区気象台高層課に配属されました。最初手がけた業務の1つがオゾン観測でした。特に、オゾンの季節変化に大変興味を持ちました。金戸 進さんと2人で、予報業務用のパソコン NEC PC-8800を夜間借用し、オゾン光化学過程の数値シミュレーションを行いました (Iwasaki and

* 東北大学大学院理学研究科。

—2008年9月4日受領—

—2008年11月12日受理—

Kaneto 1984). 結果を整理する中で、等圧面上での帯状平均 (本稿では慣例に従いオイラー平均と呼ぶことにします) から求めた平均子午面循環は、大気微量成分の子午面輸送とあまり整合していないことを知りました。とくに、Kida (1977) の研究で、ラグランジュ循環がオイラー平均の子午面循環像と大きく異なることに強い印象を受け、子午面循環に対する問題意識を持ちました。

1983年、気象庁電子計算室 (現在の数値予報課) に異動となり、数値モデル開発に従事しました。当時の数値予報モデルは、予報時刻が進むに従いジェット気流が北偏するという系統的な誤差に悩まされていました (住 1985)。低気圧の進路が実際より北よりに予測されるので、警戒しながら予報結果を見ていました。この誤差は万国共通で、世界中の気象局がその解決法を模索していました。重力波抵抗のパラメトリゼーションの導入によって、この問題は一応の決着を見ました (Iwasaki *et al.* 1989 a, b) が、角運動量収支は数値モデルの性能の重要な鍵のひとつであることを理解しました。

1987年に、NCAR の笠原先生のところで1年間研究する機会を得ました。私は、数値モデルの改善のため、角運動量収支の解像度依存性を調べることにしました。中層大気については、Miyahara *et al.* (1986) の興味深い報告があり、私は、これに習って対流圏を研究することにしました。角運動量収支計算には、オイラー平均ではなく、波動平均流相互作用を診断できる変換オイラー法 (TEM; Transformed-Eulerian Mean, Andrews and McIntyre 1976) を用いるつもりでした。しかし、研究を始めて2ヶ月ほどで、この計画は挫折することになります。TEM法は、下部境界条件に大きな問題があり、対流圏の角運動量収支を調べるという私の研究目的には適さないことが判明したためです。しばらく、下部境界条件の扱いに悩んでいましたが、温位座標を使えば下部境界条件を正しく扱うことができるという Andrews (1983) の論文を知り、これだと思いました。ただし、考え方にやや相違があったので、私自身の目的に合わせて、定式化をやり直しました。これが MIM 法です。温位面への鉛直内挿を伴う MIM の数値計算精度が全く不明でしたから、角運動量収支の前に、より基本的な平均子午面循環から、調べ始めました。NCAR の大循環モデルの出力結果を利用して、MIM 法の解析を行い、その結果を日本に持ち帰り3つの論文 (Iwasaki 1989,

1990, 1992) にまとめました。

帰国後は、1988年にスタートしたばかりの気象庁全球モデルの責任者となりました。少数精鋭の全球モデル開発グループを挙げて、中期予報 (週間予報) や台風進路予報の精度向上を目指し、物理過程のパラメトリゼーションなどと格闘する日々が続きました。このため、基礎的な問題が山積する MIM 法の研究は、しばらく休止状態となりました。

1998年、気象庁から東北大学に移り、MIM 法の研究を再開しました (Iwasaki 1998)。最初は、学生を特殊な MIM の世界に巻き込むことを躊躇しましたが、やがて、MIM に興味を持つ学生が現れ、研究のスピードが加速されました。大気大循環のエネルギー論、角運動量輸送、大気微量成分の子午面輸送などの研究を始めました。Tanaka *et al.* (2004) では、十数年前に NCAR でやろうとした、下部境界条件を正しく扱える角運動量解析ツールを開発しました。また、宮崎和幸さんによる一連のオゾン輸送の研究 (Miyazaki and Iwasaki 2005; Miyazaki *et al.* 2005 a, b) は、私にとっては、20年以上も以前に考えていたオゾン問題に対する、新たな「受け取りなおし」でもありました。エネルギー論 (Iwasaki 2001; Uno and Iwasaki 2006) は、MIM を導入して以来、ずっと気になっていた問題で、特に傾圧不安定問題を念頭に入れて研究を進めました。

3. 温位面上での質量加重帯状平均

通常の大気大循環の解析では等圧面上で帯状平均パラメータを用いて議論します。MIM 法では、等温位面上で質量加重をつけて帯状平均パラメータを定義します。すなわち、任意の物理量の帯状平均を次のように計算します (Iwasaki 1989)。

$$\overline{A(\phi, \theta, t)}^* \equiv \frac{1}{2\pi} \int A(\lambda, \phi, \theta, t) \left[\frac{\partial \phi}{\partial \theta} / \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \theta} \right] d\lambda. \quad (1)$$

ここで、 λ , ϕ , t は経度、緯度、時間を表します。また、 $(\bar{\quad})$ は θ (温位) 面上での東西平均を、 $(\quad)^*$ は質量加重を表します。質量加重は近接する等温位線間の質量厚みを規格化したものです。等温位線の上下の間隔が広いとき (はさまれる質量が多いとき)、帯状平均値への寄与が大きくなります。等温位線が地表面と交差する場合 ($\theta < \theta_s(\lambda)$) は、その温位に対する圧力を地表面気圧とします。

$$p(\lambda, \theta) \equiv p_s(\lambda) \quad \theta < \theta_s(\lambda) \quad (2)$$

このとき、この温位の空気塊はこの経度には存在しないので、この経度での加重は0となります。即ち、この経度の物理量の値はその帯状平均にも寄与しません。このような扱いによって、下部境界まで含めて物理量の保存が正しく表現されます。また、偏差は加重平均からのずれとして定義します。

$$A' \equiv A - \overline{A^*} \quad (3)$$

偏差の質量加重平均 $\overline{A'^*} = 0$ を利用すれば、質量加重偏差相関は

$$\overline{(A'B')^*} = \overline{(AB)^*} - \overline{A^*} \overline{B^*} \quad (4)$$

と表現されます。

等温位面での質量加重平均を考えた先行研究には、Gallimore and Johnson (1981), Andrews (1983), Tung (1982, 1986), Andrews *et al.* (1987) などがあります。このうち、Andrews (1983) や Tung (1982, 1986) は、南北流 v と鉛直流 $\dot{\theta}$ の子午面循環項にのみ質量加重平均を用いました。例えば、東西風 u に対しては、一度加重平均をしたうえで、その加重を除き、

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} + \overline{v^*} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{\dot{\theta}^*} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \theta} = \dots \quad (5)$$

で、議論を進めました。これは、ある意味で、TEMとの対応にこだわったためかと思えます。しかし、加重を含まない場合、保存性の表現に難点があり、その結果、右辺には物理的意味が分かりにくい補正項が現れます。考慮の末、彼らの方法を選ばず、子午面循環以外の物理量にも加重平均を取る Gallimore and Johnson (1981) の路線で定式化を進めました。すなわち、

$$\frac{\partial \overline{u^*}}{\partial t} + \overline{v^*} \frac{\partial \overline{u^*}}{\partial y} + \overline{\dot{\theta}^*} \frac{\partial \overline{u^*}}{\partial \theta} = \dots \quad (6)$$

としました。この選択は大きな分かれ目で、保存性の表現に優れていたため、簡明な定式化が可能となりました。後述するように、E-P フラックスの形状抵抗項を導出するには、気圧傾度力の質量加重平均が本質的です。

また、地表面気温の変動に伴い、温位座標における下部境界値が大きく変動し、直感的な理解に適しませ

ん。そこで、下部境界の変動を除くため、温位面上で帯状平均した気圧 (p_{\dagger}) を、鉛直座標として利用することにしました。

$$p_{\dagger} \equiv \overline{p} \quad (7)$$

さらに、 p_{\dagger} の対数気圧座標を

$$z_{\dagger} \equiv -H \log(p_{\dagger}/p_0) \quad (8)$$

とし、その全微分を鉛直速度

$$w_{\dagger} \equiv \frac{dz_{\dagger}}{dt} \quad (9)$$

として扱うことにしました。これを p_{\dagger} 系、 z_{\dagger} 系と呼びます。ただし、本質はMIM法であり、得られた定式は比較的容易に完全な温位座標系に戻すことができます。下部境界条件の合理的表現やTEMとの対応を考える場合などは p_{\dagger} 系の方が便利ですが、微量成分や渦位などの水平拡散を考える場合は温位座標のままのほうが便利な場合があり、両方の座標系で定式化を進めています。

4. 基礎方程式

準備のために、MIM法の基礎方程式をまとめます。出発点はプリミティブ方程式であり、静力学平衡を仮定します。また、温位座標を使用することから、成層の絶対不安定は扱えません。データ解析で、絶対不安定がある場合は、微小な調整で予め除去する必要があります。なお、原論文では簡略化のためにデカルト(直線直交)座標を用いた場合もありますが、本稿では特別な場合を除き球座標に統一します。

第1表に、オイラー平均法、TEM法およびMIM法で表現した平均東西風の運動方程式と熱力学の方程式を示します。3つの解析手法では平均子午面循環(平均南北風と平均鉛直流)に対する定義が異なります。オイラー平均では単に等圧面上で帯状平均します。TEMでは、波動の伝播を適切に表現するために、等圧面での平均子午面循環に、(t4)のようにストークス補正を施します。MIMはすでに説明したとおり、南北風と鉛直流も質量加重付き温位面平均で定義します。アスタリスクの意味はTEMとMIMで異なりますが、両者は、下部境界を除き、無限小振幅の仮定の下に一致します(例えば、Iwasaki 1989)。子午面循環の連続方程式(質量保存式)を考えます。オイラー平均法、TEM法およびMIM法では、用いる

第1表 プリミティブ系で表したオイラー平均法, TEM 法, MIM 法における運動方程式と熱力学方程式.

オイラー平均法

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\bar{v}}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} - \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + f \bar{v} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{a \rho_0 \cos \phi} + \bar{X} \quad (\text{e1})$$

$$\left[\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} \right]_z = -\frac{\bar{v}}{a} \left[\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} \right]_z - \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\bar{Q}}{\Pi} - \frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial \bar{\theta}' v' \cos \phi}{\partial \phi} \right]_z - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \rho_0 \bar{\theta}' w' \quad (\text{e2})$$

$$\mathbf{F} \equiv \rho_0 a \cos \phi (-\bar{u}' v', -\bar{u}' w') \quad (\text{e3})$$

TEM 法

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\bar{v}^*}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} - \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + f \bar{v}^* + \frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{a \rho_0 \cos \phi} + \bar{X} \quad (\text{t1})$$

$$\left[\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} \right]_z = -\frac{\bar{v}^*}{a} \left[\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} \right]_z - \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\bar{Q}}{\Pi} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \left[\frac{\partial \bar{\theta}}{a \partial \theta} / \frac{\partial \phi}{\partial z} \bar{\theta}' v' + \bar{\theta}' w' \right] \right] \quad (\text{t2})$$

$$\mathbf{F} \equiv \rho_0 a \cos \phi \left[-\bar{u}' v' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\bar{\theta}' v'}{\partial \theta / \partial z}, -\bar{u}' w' + \left(f - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u} \cos \phi}{\partial \phi} \right) \frac{\bar{\theta}' v'}{\partial \theta / \partial z} \right] \quad (\text{t3})$$

$$\bar{v}^* \equiv \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \frac{\bar{\theta}' v'}{\partial \theta / \partial z} \right], \quad \bar{w}^* \equiv \bar{w} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\frac{\bar{\theta}' v' \cos \phi}{\partial \theta / \partial z} \right] \quad (\text{t4})$$

MIM 法

$$\frac{\partial \bar{u}^*}{\partial t} = -\frac{\bar{v}^*}{a \cos \phi} \frac{\partial \bar{u}^* \cos \phi}{\partial \phi} - \bar{w}_\dagger^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial z_\dagger} + f \bar{v}^* + \frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{a \rho_0 \cos \phi} + \bar{X}^* \quad (\text{m1})$$

$$\left[\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} \right]_{z_\dagger} = -\frac{\bar{v}^*}{a} \left[\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} \right]_{z_\dagger} - \bar{w}_\dagger^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z_\dagger} + \left[\frac{\bar{Q}}{\Pi} \right]^* \quad (\text{m2})$$

$$\mathbf{F} \equiv \rho_0 a \cos \phi \left[-(\bar{u}' v')^*, -(\bar{u}' w')^* + \frac{1}{\rho_0 a g \cos \phi} \bar{p} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right]_{z_\dagger} \right] \quad (\text{m3})$$

* オイラー平均と TEM では, 鉛直座標は対数気圧座標で $z \equiv H \log(p/p_0)$ と定義される. \bar{A} は A の等圧面上での帯状平均を表し, A' はその平均からの偏差を表す. TEM のプリミティブ表記は, Dunkerton *et al.* (1981) による. 下線部の項は準地衡風近似でしばしば省略される. TEM のアスタリスクは子午面循環 (\bar{v}^*, \bar{w}^*) にのみ現れる (t4). MIM では, \bar{A} は等温面上での帯状平均を表し, A^* は質量加重平均で, A' は A^* からの偏差を表す. \mathbf{F} は渦角運動量フラックスで TEM と MIM の場合は E-P フラックスと呼ばれる. Q は非断熱加熱で, $\Pi \equiv C_p p^* p_0^{-\kappa}$ はエクスター関数である.

子午面循環パラメータ (平均南北流と平均鉛直流) の定義が異なるが, 3者とも同じように表現されます.

MIM の場合,

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v}^* \cos \phi) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z_\dagger} (\rho_0 \bar{w}_\dagger^*) = 0 \quad (10)$$

と表され, 線型の診断方程式となります. これにより, いずれの場合も, 平均子午面循環を非発散の質量流線関数で表せることが保証されます.

平均東西風の運動方程式における $\nabla \cdot \mathbf{F}$ の項は, 波動と平均流の運動量の交換 (波動平均流相互作用) を意味します. \mathbf{F} は, 球座標の場合は角運動量の 2 次元 (子午面) 渦輸送フラックスを表します. オイラー平均は速度相関のみで, TEM や MIM に較べて簡単で

ですが, 一番の違いは, \mathbf{F} が気圧傾度力の効果を含まないことです. プリミティブ方程式では, 水平気圧傾度力は等圧面上のジオポテンシャル高度の傾度として表現されます. オイラー平均では, 平均東西風の運動方程式を導く際に, 気圧傾度力は東西方向の周回積分によって消えてしまいます. 温位座標系の場合も, 加重のない単純な帯状平均ならば, 気圧傾度力は周回積分によって消えます. しかし, MIM では, 運動方程式を質量加重平均するため, 気圧傾度力は周回積分でも消滅せず, 温位面上の形状抵抗となります. TEM の \mathbf{F} は相当複雑ですが, 鉛直成分は微小振幅と地衡風近似の下で, 等温面上の形状抵抗と一致します. この形状抵抗は中高緯度では TEM および MIM の主要な項となります. TEM や MIM では, \mathbf{F} は波動が南北・鉛直に運ぶ角運動量を表し, E-P フラックスと

呼びます。角運動量の渦輸送は、6節で詳しく述べます。

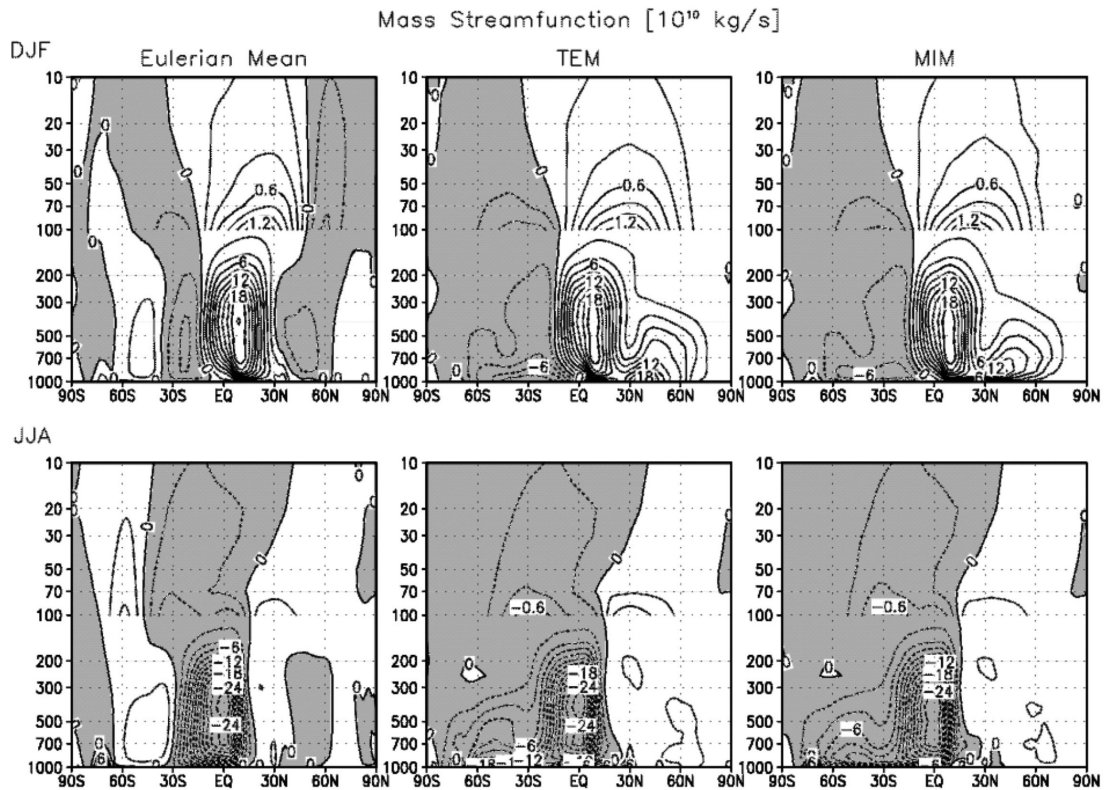
次に熱力学方程式を考えます。オイラー平均では(e2)の第4項、第5項に見るように、熱の渦輸送が存在します。よく知られているように、中高緯度では渦輸送が熱の子午面輸送の大半を占めています。TEMの場合も、第4項に熱の渦輸送が表現されています。しかし、TEMの渦輸送の効果は、オイラー平均に較べると格段に小さく、準地衡風近似の下では通常省略されます。MIMの場合は、東西方向には等温位線上で平均しているため、温位の東西方向の偏差は存在しません。従って、温位の帯状平均値の変化は平均子午面循環と非断熱加熱のみで完全に記述されます。自由度が少なく、シンプルな表現といえます。

そのほか、地上気圧の傾向方程式、南北方向の運動方程式などがありますが、ここでは省略します。大気微量成分の輸送方程式については、7節で述べることにします。

5. 平均子午面循環

第1図は、再解析 (JRA-25; Onogi *et al.* 2007) から、3つの手法 (オイラー平均法, TEM法, MIM法) で求めた平均子午面循環です。ここではJMAの再解析データによる結果を紹介いたします。オイラー法の場合は、対流圏では低緯度に2つのハドレー循環 (熱帯収束帯は夏半球側にあるため、冬半球側のハドレーセルは赤道をはさんで大きく、夏半球側は小さい) が、その極側に間接循環 (フェレル循環) が、さらに極側に直接循環が見えます。これらは、対流圏の3細胞構造としてよく知られています。

MIM法の場合は、低緯度にはオイラー法と同様にハドレー循環が見られますが、中高緯度対流圏には間接循環はなく、背は低いがたいへん強い直接循環が存在します。ハドレー循環と区別し、以下、中高緯度

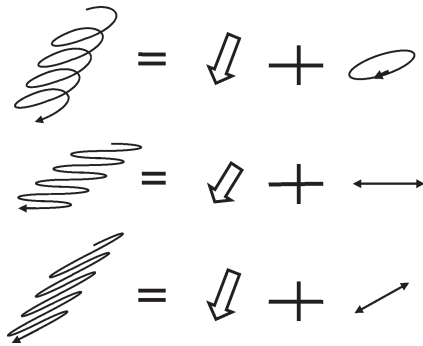


第1図 オイラー平均 (左), TEM (中), MIM (右) で描いた平均子午面循環 (質量流線関数). JRA-25再解析より診断した10年間 (1990-1999年) の12-2月平均 (上) と6-8月平均 (下). 等値線間隔は100 hPaより下層で $3 \cdot 10^{10} \text{kg} \cdot \text{sec}^{-1}$, 100 hPaより上層で $0.3 \cdot 10^{10} \text{kg} \cdot \text{sec}^{-1}$, 負値を陰影.

(対流圏) 直接循環と呼ぶことにします。また、成層圏には、低緯度で上昇し中高緯度で下降する、いわゆる、Brewer-Dobson (以下 B-D と略記) 型の半球単一セルが形成されています。

TEM 法の質量流線関数は MIM 法の場合と良く似ています。これは、MIM が TEM の自然な拡張となっているためです。MIM 法の質量流線関数を、気圧座標系でテイラー展開し第 1 項で打ち切ると、TEM 法に一致します (Iwasaki 1989)。しかしながら、下部境界付近では様相が相当異なります。MIM 法では質量流線関数が下部境界でほぼ 0 になっているのに対し、TEM 法では大きな流線が地面に食い込み非現実的です。等温位面が地面と交差する場合には、地表面温位より低い温位の気塊は存在しないので、温位面上の値を気圧座標でテイラー展開するという TEM の手法は適用できないためです。質量流線関数の下部境界値条件は、原理的には質量保存からほぼゼロです。正確には、地表面気圧の帯状平均が時間変化すると、ゼロではありませんが、その値は僅かです。自由大気でも、両者に南半球の極渦に関連した系統的な相違が生じます (Miyazaki and Iwasaki 2008)。質量流線関数だとあまりはっきりしませんが、鉛直流に直せば違いが見えます。極渦が強いために、非線形効果が効いているのではないかと考えています。

MIM 法とオイラー平均法で、中高緯度でこれほど平均子午面循環が異なるのはなぜか？ 中高緯度での空気塊の運動を緯度-高度 (気圧) 面に投影すると、螺旋 (つまき線) 状の軌跡を描きます (Kida 1977; Noda 1988)。この螺旋運動は、空気塊の長期間に渡る正味の变位と、ロスビー波に起因する断熱的な永久楕円運動に分けられます (第 2 図)。オイラー平均法による平均子午面循環では、後者の断熱楕円運動が支配的です (Matsuno 1980)。温位座標系では、断熱運動は直線上の往復運動となります。さらに、質量加重を付加して帯状平均を行えば、往復運動の効果は平均子午面循環から除去され、正味の变位のみが取り出されます。当然ですが、温位座標の場合には、鉛直变位は非断熱加熱そのものです。p_r系の場合には、鉛直座標の変換 (7) (8) のため、非断熱の効果だけではなく、帯状平均気温の時間変化 (m2の左辺) や南北流に対する温位傾度の効果 (m2の右辺第 1 項) も、平均鉛直速度に影響しますが、東西方向には温位面と平行に動くので、θ系同様とオイラー平均の子午面循環を支配していた永久楕円運動の効果を完全に除外し、正味



第 2 図 緯度高度面内に射影した気塊の軌跡の鉛直座標依存性。左辺の軌跡を右辺の平均的な変位と永久運動に分離。上：気圧座標，中：温位座標，下：p_r座標。

の変位を表現します。

子午面循環の駆動力は何か？ 低緯度のハドレー循環は、オイラー平均法も MIM 法もあまり違いはありません。熱帯収束帯の激しい降水が大気を温め、南北の気圧傾度力を生じ、直接循環の駆動力となります。問題は中高緯度です。中高緯度ではコリオリ力が大きくなるため、南北の気圧傾度は東西風のコリオリ力と釣り合う (地衡風バランスする) ため、直接南北風を駆動できません。MIM 法の平均東西風の運動方程式 (m1) では、コリオリ加速項と E-P フラックス 収束項が大きく、定常状態では次式が成り立ちます。

$$\overline{v^*} \approx -\frac{\nabla \cdot \mathbf{F}}{f a p_0 \cos \phi} \quad (11)$$

TEM 法では、成層圏の研究者によく知られた関係式です。この関係式に最初に明確に焦点を当てた研究は Dunkerton *et al.* 1981) あたりだと思います。突然昇温をとりあげたので、E-P フラックス 収束項は子午面循環の駆動と平均東西風の時間変化の両方に寄与していました。その後 Holton *et al.* (1995) は成層圏-対流圏質量交換の駆動力であることを意識して Extratropical Pumping と呼びました。以後、本稿では (11) の関係式を、やや拡大解釈して、中高緯度ポンピングと呼ぶことにします。(11) は、さらに、質量保存関係を利用して整理すれば、ダウンワードコントロール (Haynes *et al.* 1991) となります。なお、これらの関係は Iwasaki (1989, 1992) でも議論しています。ところで、(11) の表現は、 \mathbf{F} の中身は異な

るものの、MIM はもちろん、オイラー平均でも成り立つはずですが。結局、オイラー平均と MIM や TEM との相違は、角運動量の渦輸送フラックス F の相違に帰着します。MIM では、中高緯度の対流圏に強い直接循環が見られます。特に、TEM とは異なり、下部に赤道向きの流れが存在します。中高緯度パンピングの関係 (11) を考慮すれば、その駆動力として、E-P フラックスは対流圏下部で発散し上部で収束しているはずですが。E-P フラックスの下部境界付近での発散については次節でやや詳しく議論します。

この節の最後に、成層圏平均子午面循環 (B-D 循環) の南北半球間の非対称の研究について紹介します。Iwasaki (1992) では、米国大気科学研究センターのコミュニティー気候モデル (NCAR/CCM) の出力結果を用いて、対流圏-成層圏の質量交換に焦点を当て、平均子午面循環の季節変化を調べました (第 3 図)。成層圏では、波動平均流相互作用によって B-D 循環が駆動され (中高緯度パンピングの関係)、低緯度側に上昇流が高緯度側に下降流がそれぞれ形成されます。半球ごとの 100 hPa における平均下降流を対流圏と成層圏の質量交換の指標とすると、北半球の冬の方が南半球の冬より 1.5 倍以上大きくなります。その違いは、冬の北半球では、大規模山岳が成層圏まで

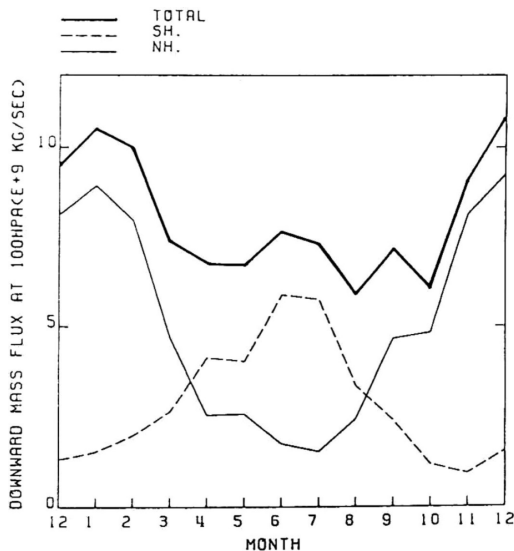
侵入できる停滞性超長波を比較的良く励起し、それが子午面循環を駆動しているためと理解されます。北半球の冬には、夏に較べて、熱帯の上昇流が強く、断熱冷却を通じて赤道周辺の気温に極小値をもたらしていることを指摘しました (Iwasaki 1992)。熱帯圏界面は、B-D 循環上で最も気温が低く、成層圏に入る気塊の水蒸気を搾り取るので、コールドトラップと呼ばれます。後に、熱帯圏界面付近の気温の季節変化が、熱帯成層圏の水蒸気量の鉛直分布に記録されること (テープレコーダー効果) が確認されました (Mote *et al.* 1996)。なお、B-D 循環は地球温暖化によって強化すると考えられています。GCM の MIM 解析では、CO₂ の放射過程変化に伴う直接効果と、海面水温の上昇を通しての間接効果の両方が、それぞれ異なる形で、B-D 循環の強化に寄与していることが分かりました (Kodama *et al.* 2007)。

6. 角運動量輸送

西向角運動量の渦輸送は E-P フラックス で表されます。物理的意味を考察するため温位座標を使い E-P フラックス の鉛直成分 (m_3) を以下の 3 項に分けます (Tanaka *et al.* 2004)。

$$F_{z_+} = -\rho_0 a \cos\phi \overline{(u'\theta')} * \frac{\partial z_+}{\partial \theta} - \rho_0 \cos\phi \overline{(u'v')} * \left[\frac{\partial z_+}{\partial \phi} \right]_0 + \frac{1}{g} p \left[\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \right]_{z_+} \quad (12)$$

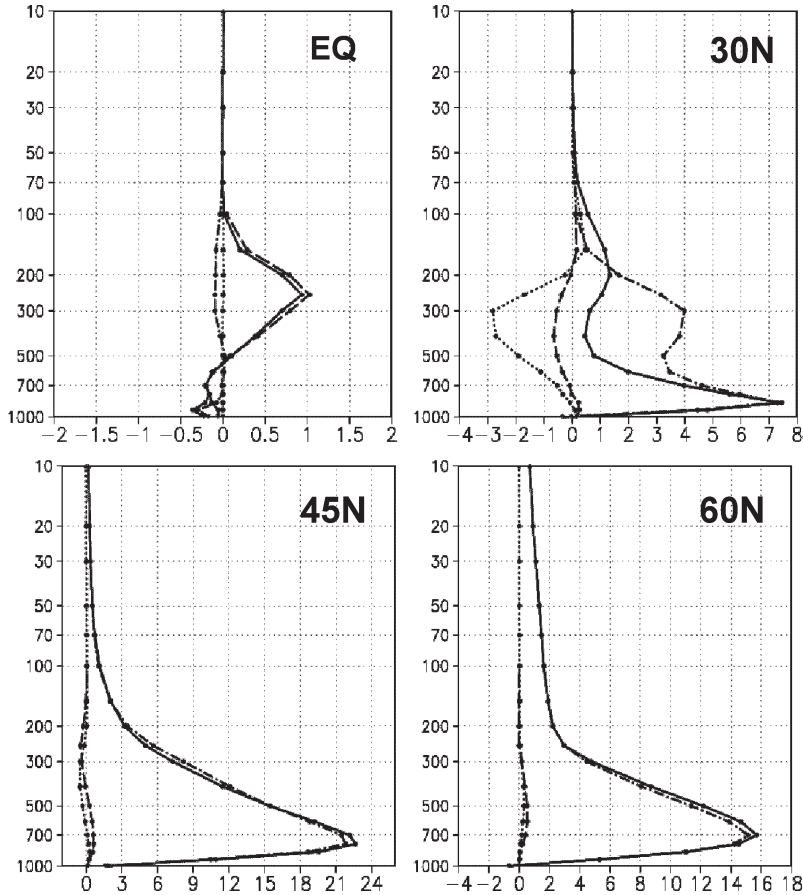
右辺の第 1 項は非断熱加熱による角運動量の鉛直混合輸送を表します。非断熱効果を E-P フラックス と呼ぶことにはやや抵抗がありますが、角運動量収支を考える際には必要です。第 2 項は等温位面の南北傾斜項です。等温位面上での水平風相関の鉛直座標 (z_+) への射影であり、純粋な温位座標系では水平成分に含まれます。第 3 項は等温位面上の形状抵抗です。運動方程式の東西方向の気圧傾度力に起因する項です。見て分かるとおり、傾いた等温位面に垂直にかかる圧力の東西方向成分です。地表面温位の最低値より低い温位に対しては、(2) より、すべてのポイントで地表面気圧と地表面高度 (標高) から計算する山岳トルクに一致します。温位を少しずつ上昇させると、地表面温位より高いところ ($\theta > \theta_s(\lambda)$) では、等温位面上で、それ以外は地表面で、それぞれ形状抵抗を計算します。すなわち、温位を上昇させるに従い、山岳トルクから温位面上のトルクへと連続的に変化していきま



第 3 図 気候モデル (NCAR CCM) の計算された下向き質量フラックス (単位 10^9kg sec^{-1})。細実線：北半球積算値、破線：南半球積算値、太実線：全球積算値 (Iwasaki 1992)。

す。

第4図は、12-2月の、NCEP/NCARの再解析データ (Kalnay *et al.* 1996) から計算された各緯度におけるE-Pフラックスの鉛直成分(12)の各項の鉛直分布です。低緯度対流圏では、鉛直成分のほとんどが非断熱項であることが分かります。積雲対流が角運動量の鉛直渦輸送の主な担い手と考えられます。北緯30度では、非断熱項は小さくなり、代わって、形状抵抗の項が大きくなります。また、温位面が南北に傾いているので、温位面傾斜項も無視できません。北緯45度になると、形状抵抗項が圧倒的に大きくなります。波数展開すると、停滞性超長波の寄与が一番大きく、次いで非定常長波の寄与が大きい。後者は傾圧不安定波によると考えられます。



第4図 各緯度におけるE-P Fluxの各項の鉛直分布(1000 hPa-10 hPa)。NCEP/NCAR再解析を利用し、12-2月平均を示す。破線(非断熱項)、点線(傾斜項)、鎖線(形状抵抗項)、実線(総和)(Tanaka *et al.* 2004)。

第5図は北緯45度で、MIM法とTEM法で求めたE-Pフラックスの鉛直分布を比較したものです。鉛直成分は、下部境界付近で著しく異なっています。MIM法のE-Pフラックスは、下部境界値(山岳による形状抵抗)は大変小さく、700 hPaにかけて急激に増加し、下層大気中で大きな発散となります。つまり、対流圏中層の大きなE-Pフラックスのうち、山岳の形状抵抗から直接作られる量はわずかで、大半は平均流の持つ角運動量から変換されたものです。E-Pフラックス発散に対応して西風加速が起こっているはずで、700 hPaより上空では、E-Pフラックスの鉛直成分は急速に減少します。全体としてみれば、対流圏の大気波動は、下部対流圏の平均流の西向き運動量を上部対流圏の平均流へ伝達していることになり

ます。前にも述べたとおり、E-Pフラックスの発散は中高緯度パンピングの関係(11)より平均流を駆動します。実際、E-Pフラックスから、比較的精度よく対流圏の平均子午面循環を再現することができます。換言すれば、成層圏研究者に良く知られていた中高緯度パンピングの関係は、上部対流圏(通常西風減速)のみならず下部対流圏(通常西風加速)でも、比較的良く成り立つことがわかりました。もちろん、下層大気の場合は摩擦も大きいので、(11)に付加して考える必要があるでしょう。

E-Pフラックスについて、MIM法とTEM法とを比較します。水平成分は、第5図に見るように、MIMとTEMはそれほど違いません。鉛直成分は、微小振幅と地衡風近似を仮定すれば、両者は一致します(Tanaka *et al.* 2004)。換言すれば、TEMのE-P

フラックス鉛直成分のうち、コリオリ係数に関わる項は温位面上の形状抵抗を近似していることを意味します。現実にも、自由大気では、E-P フラックスおよびその発散は TEM と MIM でおよそ一致します (第5図)。極渦周辺でのみ、やや系統的な違いが見られました。しかし、地表面付近では MIM と TEM は大きく異なります。TEM では、山岳トルクとは関係のない多量のフラックスが地表面から出ています。これは非現実的であり、TEM 法の E-P フラックスでは、固体地球と大気との角運動量交換をこのままでは扱うことは困難です。

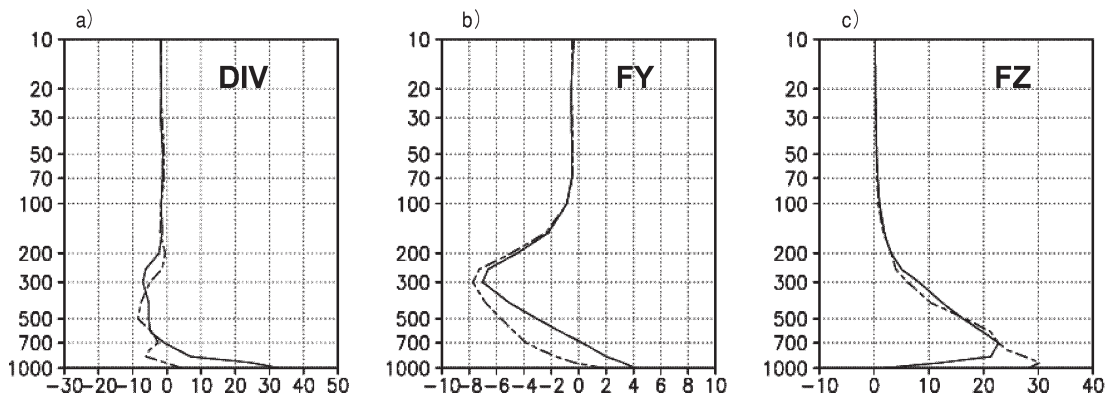
最後に、地球全体の角運動量収支について考えてみます。ここまでは、大気内部の角運動量の波動による鉛直再配分に焦点を当ててきました。地表面との角運動量交換についても説明が必要です。大気は、貿易風帯で摩擦を通して東向き角運動量を受け取り、中緯度の偏西風帯で摩擦と山岳の形状抵抗を通して、地球表面に返しています。よく知られているように、貿易風帯から、中緯度に至るまで、大気が角運動量を輸送しています。貿易風が受け取った東向き角運動量は、熱帯収束帯で上昇し、ハドレー循環に乗って亜熱帯上空まで運ばれます。ここで波動に乗り換えて中緯度に行き下層に運ばれて地面で失われます。E-P フラックスは西向き運動量のフラックスで定義されているので、換言すれば、中緯度での地面から受け取った西向き角運動量は E-P フラックスの鉛直成分により上空に運ばれ、水平成分によって亜熱帯に運ばれます。波動が消滅するとき、ハドレー循環に乗ってきた東向き

角運動量を相殺します。中緯度で地表面から受け取る角運動量は、中高緯度大気内部の鉛直再配分に較べれば小さいものの、地球大気の角運動量バランスの観点からは無視できません。大気-地球表面の角運動量交換の全体像を明らかにするためには、E-P フラックスの水平成分と鉛直成分の下部境界値 (山岳トルク) に焦点を当てた解析が必要です。詳細な角運動量収支解析は、今後の MIM の課題です。

7. 大気微量成分の子午面輸送

オイラー平均法の大きな不都合の1つは、観測される大気微量成分の子午面輸送を、2次元の移流拡散方程式で合理的に説明できないことでした。Reed and German (1965) は、子午面輸送を拡散行列で表した場合に、主軸方向が温位面の方向から大きくそれることを指摘しました。拡散は等温位面上で大きいはずなので、このずれは移流の効果で説明されなければなりません。しかし、5節で説明したように、オイラー平均の子午面循環は、空気塊の平均的な変位をあまりよく表しません。オイラー平均に基づき、2次元移流拡散モデルでオゾンなどの子午面輸送を表すと、拡散行列のなかに拡散を意味しない反対称成分が生ずることが示されています (Matsuno 1980)。

MIM 法は、温位座標に基づくので、物質輸送を表すのに大変有利です。微量成分混合比 r の質量加重平均の2次元輸送方程式は、次のように極めて簡明に表現されます (Iwasaki 1989; Miyazaki and Iwasaki 2005)。



第5図 MIM (実線) と TEM (鎖線) の E-P Flux の鉛直分布 (1000 hPa-10 hPa) の比較。北緯45度における発散 (a), 水平成分 (b), 鉛直成分 (c)。NCEP/NCAR 再解析を利用した12-2月平均 (Tanaka *et al.* 2004)。

$$\frac{\partial \bar{r}^*}{\partial t} = -v^* \frac{\partial \bar{r}^*}{\partial \phi} - w_{\uparrow}^* \frac{\partial \bar{r}^*}{\partial z_{\uparrow}} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (r'v')^* \cos \phi}{\partial \phi} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0 (r'w_{\uparrow}')^*}{\partial z_{\uparrow}} + \bar{S}^* \quad (13)$$

S は光化学生成消滅項です。とくに、平均流輸送フラックスと渦輸送フラックスは次式のように表せま

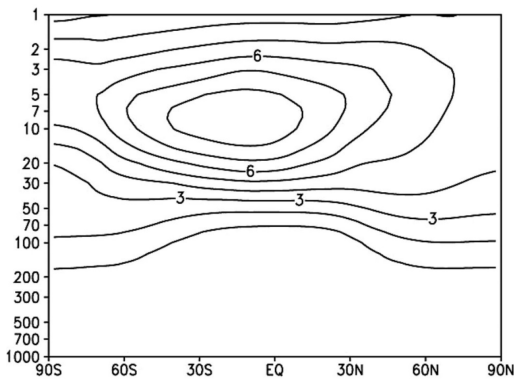
$$\mathbf{F}_{mean} \equiv \rho_0 (\overline{r^* v^*}, \overline{r^* w_{\uparrow}^*}) \quad (14a)$$

$$\mathbf{F}_{eddy} \equiv \rho_0 \left[\overline{(r'v')^*}, \overline{(r'w_{\uparrow}')^*} \right] \quad (14b)$$

とくに、化学輸送モデルによって再現されたオゾン分布は平均子午面循環の僅かな違いにもたいへん敏感です (Miyazaki *et al.* 2005 b)。

第 6 図は化学輸送モデルで再現されたオゾンの体積混合比の帯状平均値です。熱帯の中部成層圏 (10 hPa 付近) に混合比の極大が見られます。これは正味の生成率が大きいことを反映していると考えられます。他方、下部成層圏 (100 hPa 付近) の混合比は、中高緯度の方が低緯度よりずっと大きくなっています。このため、オゾン全量 (鉛直積算値) はオゾンホールを除外し中高緯度に極大があります。

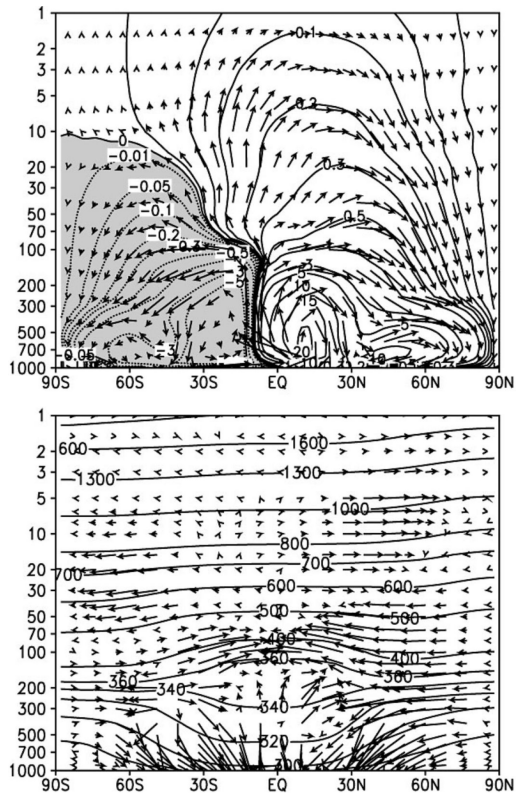
第 7 図はオゾンの平均流輸送フラックスと渦輸送フラックスです (Miyazaki and Iwasaki 2005; Miyazaki *et al.* 2005 a)。矢印はフラックスを表しますが、見やすさのため参照密度 ρ_0 で割ってあります。平均流による輸送は質量流線関数の等値線に沿って流れて



第 6 図 化学輸送モデルで再現された 1 月のオゾンの体積混合比。等値線間隔は 1 ppmv (Miyazaki and Iwasaki 2005)。

います。成層圏では、B-D 循環に伴う輸送が顕著に見えます。夏半球側の熱帯域を中心とした上昇流があり、これに乗り大きな上向きフラックスが存在します。上昇したオゾンは両極側に向かいます。南北半球セルの境界は上空に向かって夏半球側に傾き、上部成層圏では全球単一セルとなります。特に、冬半球の下降流は大きく、オゾン混合比の高い気塊を効率的に中高緯度の下部成層圏に輸送します。この結果、下部成層圏のオゾン混合比は中高緯度の方が低緯度よりずっと大きくなります。平均子午面循環が中高緯度のオゾン全量の季節変化を引き起こす重要な因子となります。なお、対流圏の強い直接循環を反映して、200-300 hPa の圏界面高度付近に流線関数の変曲点が存在します。中高緯度下部成層圏を下降してきたオゾンは、対流圏に入ると急速に極向きに輸送されます。

渦輸送フラックスは、成層圏では、等温位線とおよ

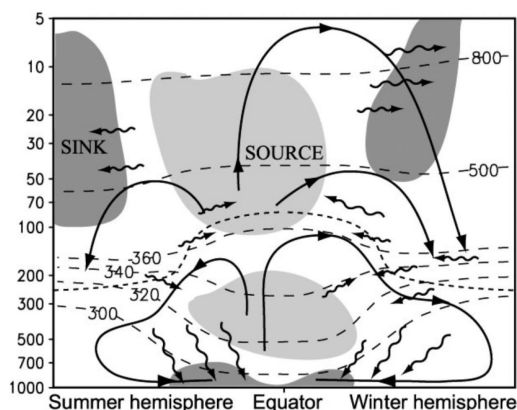


第 7 図 化学輸送モデルで再現されたオゾン輸送フラックス 12-2 月平均値。(上) 平均流輸送フラックスで等値線は質量流線関数。(下) 渦輸送フラックスで実線は等温位線 (Miyazaki and Iwasaki 2005)。

そ平行で水平混合はほぼ断熱的であることを示しています。対流圏下層の特に低緯度では、渦輸送フラックスは等温位線より傾斜が急です。これは、渦運動に降水の非断熱加熱の効果が無視できないためと考えています。渦輸送の方向については、混合比の高いところから低いところへ向かう、いわゆる順方向拡散でほぼ説明できます。10 hPa 付近では、光化学生成の盛んな低緯度にオゾン混合比の極大があり、渦拡散は低緯度から高緯度へと向かいます。これに対して、下部成層圏から対流圏にかけては、B-D 循環の沈降域にあたる高緯度側で混合比が高く、渦輸送は高緯度から低緯度に向かいます。とくに、対流圏下層に向かうフラックスは温帯低気圧活動を反映して著しく大きくなります。MIM 法や TEM 法を用いた場合でも、微量成分の渦輸送は平均流輸送と較べて無視できず、大気微量成分の子午面輸送の全体を考えるためには、両者を定量的に見ていく必要があります。

第 8 図は、オゾンのライフサイクルです。熱帯成層圏でできたオゾンは、上昇しながら B-D 循環に乗って中高緯度成層圏に運ばれ、そこで下降した後は、渦拡散によって低緯度へと運ばれます。100 hPa より高高度の渦輸送の場合では熱帯成層圏に流れ、そこで再度 B-D 循環に乗ります。中高緯度で 200 hPa 以下まで下降した場合は、等温位線上を下部対流圏に流れて消滅します。

TEM でも、下部境界付近を除けば、同じような渦

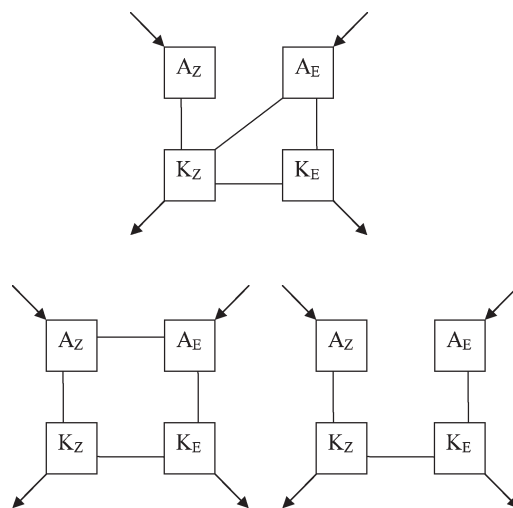


第 8 図 12-2月のオゾン輸送の概念図。平均流輸送 (実線矢印)、渦輸送 (波線矢印)、等温位線 (破線)、対流圏界面 (点線)、成層圏 (薄い陰影)、消滅域 (濃い陰影) (Miyazaki and Iwasaki 2005)。

輸送の解析は可能です (Miyazaki and Iwasaki 2005)。しかし、渦輸送フラックスの定式が複雑で物理的な意味が分かりにくいいため、TEM による渦輸送の解析はあまり行われていません。また、TEM は下部境界付近の平均流が正確に表現できないので、下部対流圏の子午面輸送解析には不向きです。対流圏を含む大気微量成分の子午面輸送の全体像を描くことが、MIM 法の今後の研究の大きな課題といえます。

8. 大気大循環のエネルギー変換過程

Lorenz (1955) は大気大循環のエネルギー変換に関する 4 ボックスモデルを発表しました。即ち、帯状平均有効位置エネルギー A_z 、帯状平均運動エネルギー K_z 、渦有効位置エネルギー A_E と渦運動エネルギー K_E の 4 つのボックスに分け、各ボックス間のエネルギー変換率を運動方程式と熱力学方程式から導きました。しかし、帯状平均の定義が変われば、変換項の表現も変化します。Iwasaki (2001) は、MIM に基づいてエネルギー方程式を導出しました。従来の 4 ボックスと比較して 2 つの大きな違いがあります (第 9 図)。第一は A_z と A_E 間のエネルギー変換がなくなりました。これは、等温位面上で帯状平均した熱力学



第 9 図 大気大循環の 4 ボックスエネルギー変換ダイアグラム。MIM (上)、オイラー平均 (下左)、準地衡風近似の TEM (下右)。 A_z : 帯状平均有効位置エネルギー、 A_E : 渦有効位置エネルギー、 K_z : 帯状平均運動エネルギー、 K_E : 渦運動エネルギー (Iwasaki 2001)。

方程式 (m2) が、熱の渦輸送の項を含まないためです。代わりに、対角線の K_Z と A_E の変換が新たに現れました。この変換では、平均東西風のシアの減少に伴い K_Z が減少し、東西方向の気温変動の増加に伴い A_E が増加します。この変換は、傾圧不安定波動でごく普通に起こっています。オイラー平均によるエネルギー変換スキームとの相違は帯状平均の定義の違いによるものであり、どちらも誤りではありません。なお、TEM 法のエネルギー変換は、Plumb (1983) および Kanzawa (1984) によって調べられています。MIM に見られた対角線の変換が現れない理由は、準地衡風近似を適用しているため、 K_Z から P_E への変換と K_Z から K_E への変換の区別がつかないためです。また、熱力学方程式 (t2) は渦輸送の項を持っているので、プリミティブ系で、すべての項を書き下すと A_Z と A_E 間の変換は 0 ではありません。ただし、TEM ではすでに述べたように、熱の渦輸送の効果は小さいので、 A_Z と A_E 間のエネルギー変換も小さく、準地衡風近似の下では無視されます。

渦位置エネルギー A_E と渦運動エネルギー K_E 間の変換は、不断に短時間に起こります。このため、Uno and Iwasaki (2006) では、両者の和を波動エネルギー W とみなしました (第10図)。帯状平均有効位置エネルギーから帯状平均運動エネルギーへの変換は、次式で表されます。

$$C(A_Z, K_Z) = - \left\langle \frac{v^*}{a} \left[\frac{\partial \Phi_+}{\partial \phi} \right]_{p_1} \right\rangle \quad (15)$$

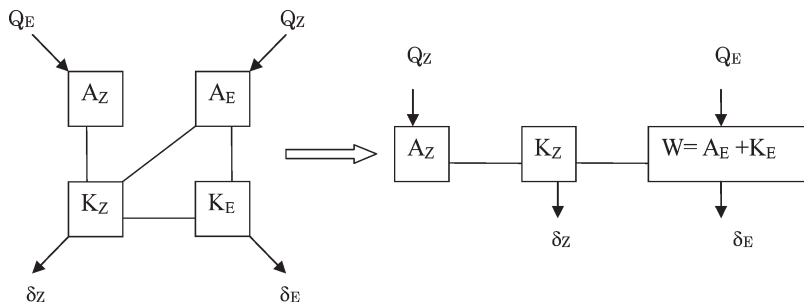
ブラケットは全球積分です。 Φ_+ は帯状平均場 (正確

には基底状態) のジオポテンシャル高度です。 (15) は平均南北流による位置エネルギーの減少を意味します。これが、帯状平均風の運動エネルギーに変換されます。他方、帯状平均運動エネルギーから波動エネルギーへの変換は、次式のように波動平均流相互作用で記述されます。

$$C(K_Z, W) = \left\langle - \frac{u^* \nabla \cdot \mathbf{F}}{a \rho_0 \cos \phi} + \epsilon \right\rangle \quad (16)$$

右辺第1項は平均東西風に関係した変換で、第2項の ϵ は平均南北風に関係した変換です。E-P フラックスの発散は平均東西風の加速度なので、第1項は平均東西風の減速によって失われる運動エネルギーを意味します。失われた運動エネルギーが、すなわち波動エネルギーに変換されます。すでに、6節で見たように、E-P フラックスは、下部境界値が小さい (ほとんどゼロ) ので、大部分は大気中のどこかで発生しどこかで消滅します。このとき角運動量の総量は保存されますが、その分布は変化します。E-P フラックスは平均東西風速が相対的に小さいところで発生し、平均東西風速が大きいところで消滅すれば、平均東西風の運動エネルギーが減り、波動エネルギーへの変換が正となります。他方、第2項は平均南北風に関連したエネルギー変換項ですが、実際の大気では第1項に比べて数パーセントしかありません。現実大気では、波動エネルギーの力学的な生成は、ほとんどが平均東西風に対する波動平均流相互作用で説明されます。

第11図は NCEP/NCAR (Kalnay *et al.* 1996) の再解析から求めた現実大気のエネルギー変換率です。



第10図 MIM による直列型エネルギー変換ダイアグラム。 A_Z : 帯状平均有効位置エネルギー、 A_E : 渦有効位置エネルギー、 K_Z : 帯状平均運動エネルギー、 K_E : 渦運動エネルギー、 W : 波動エネルギー、 Q_Z : 非断熱過熱による帯状平均有効位置エネルギー生成、 Q_E : 非断熱過熱による渦有効位置エネルギー生成、 δ_Z : 帯状平均運動エネルギーの散逸、 δ_E : 渦運動エネルギーの散逸。 Uno and Iwasaki (2006) を改変。

まず、非断熱加熱によって南北の温度傾度が強化され、帯状平均有効位置エネルギー A_Z が生成されます。 A_Z は子午面の直接循環によって帯状平均運動エネルギー K_Z に変換されます。また、 K_Z のうち 6 割は波動エネルギー W へ変換され、残り 4 割は摩擦により散逸します。波動エネルギー W は、帯状平均運動エネルギー K_Z からの力学的生成に加えて、東西方向に不均一な非断熱加熱に

よって大量に生成 (Q_E) されます。波動エネルギー W は、最終的に、摩擦により急速に散逸します。季節変化に着目すると、すべてのエネルギー変換とも、6-8月より12-2月の方が活発です。南半球では、夏季においても温帯低気圧活動が盛んで、結果として、全球平均のエネルギー変換は12-2月の方が大きくなります。なお、準地衡風近似では、TEM でも MIM と同様な3ボックスタイプのエネルギー変換スキームが得られます (Uno and Iwasaki 2006)。ことに、(15)、(16) の表現はそのまま利用することが出来ます。試算してみると、TEM で求めたエネルギー変換効率は MIM に較べて2割程度過大のようです。どちらの変換の場合も下部境界付近での違いが効いているようです。

ここで、重要な地衡風関係について付言します。地衡風バランスが成り立つ場合、中高緯度パンピングの

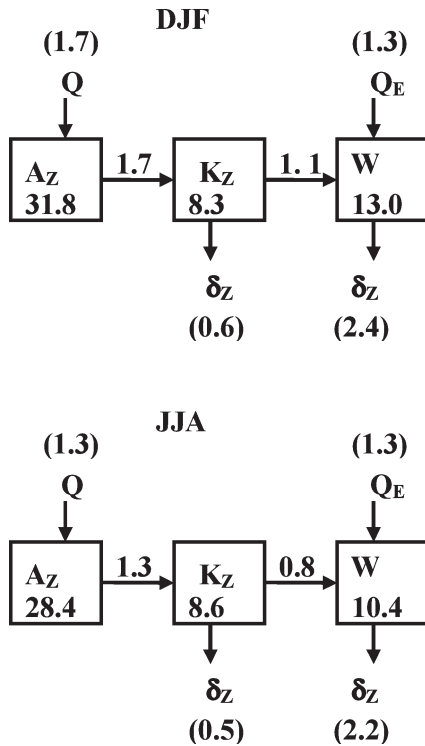
関係 (11) を考慮すれば、2つのエネルギー変換 (15) と (16) の被積分関数には

$$C(A_z, K_z, \phi, z_+) \approx C(A_z, W, \phi, z_+) \quad (17)$$

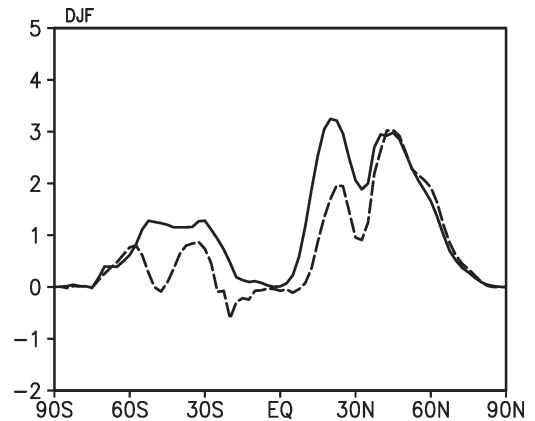
の関係が成り立ちます。すなわち、各緯度において、平均子午面循環に伴う帯状平均運動エネルギーの生成は、波動平均流相互作用に伴う帯状平均運動エネルギーの減少率とおよそ一致します。第12図は、2つの変換項の鉛直積分結果の緯度分布です。冬半球には、30度付近を境にして2つのピークがありますが、それぞれ、低緯度ハドレー循環の亜熱帯領域と、中高緯度直接循環領域に対応しています。低緯度では、ハドレー循環に対応した変換 $C(A_z, K_z)$ の方が $C(K_z, W)$ より大きい。これは、低緯度では非地衡風成分が大きく、ハドレー循環領域で K_z が摩擦により直接散逸していることを意味しています。これに対して、冬の中高緯度では、2つのエネルギー変換はおよそ一致しており、(17) の関係が確かめられます

9. MIM から見た傾圧不安定問題

中高緯度対流圏の直接循環の真の駆動力は何か？本命はもちろん傾圧不安定波です。第13図は非定常運動に対する平均子午面循環です (Tanaka *et al.* 2004)。中高緯度の直接循環は大部分が非定常運動による寄与です (ただし、北半球の冬に限り停滞性超長波の寄与も大きい)。また、E-P フラックスの鉛直成分の解析



第11図 12-2月 (上) と6-8月 (下) のエネルギー変換の気候値。1990-2001年平均。全球エネルギー平均値は 10^6 Jm^{-2} 、変換効率、生成率、散逸率の全球平均値は Wm^{-2} で示す。Uno and Iwasaki (2006) を改変。



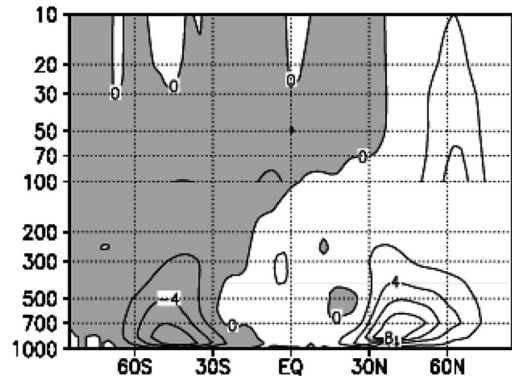
第12図 エネルギー変換項 $C(A_z, K_z, \phi)$ (実線) と $C(K_z, W, \phi)$ (破線) の緯度分布。NCEP/NCAR 再解析を利用した12-2月の平均値。 $\cos \phi$ を乗じている。単位は Wm^{-2} 。1990-2001年平均 (Uno and Iwasaki 2006)。

では、非常成分では波数4-8が卓越していました。これらの事実は傾圧不安定波が子午面循環を形成していることを示唆しています。

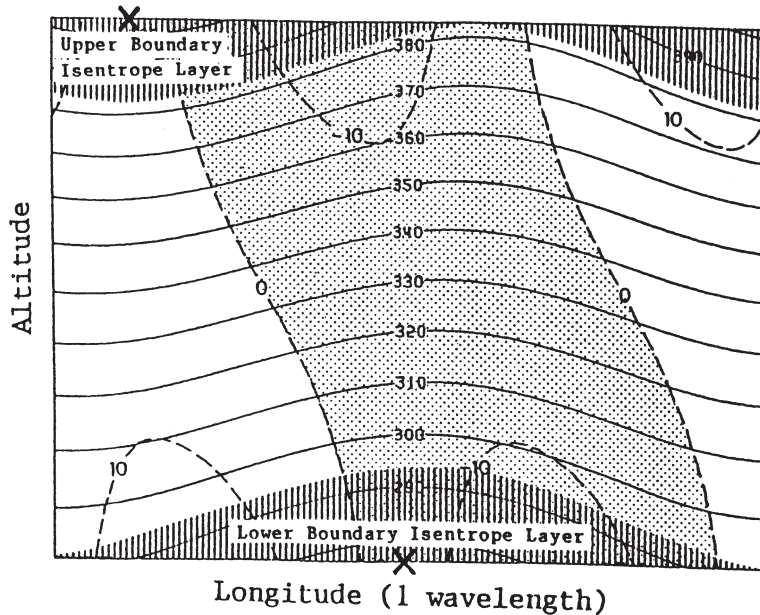
Iwasaki (1990) は、Eady (1949) の傾圧不安定モードについて、MIM 法により平均子午面循環と運動量輸送 (E-P フラックス) について調べました。第14図は Eady モードの温位と南北風の東西断面図です。下部境界での最低温位を θ_1 、最高温位を θ_2 、上部境界での最低温位を θ_3 、最高温位を θ_4 とします。この場合、 $\theta_1 < \theta < \theta_2$ の等温位線は、どこかの経度で下部境界と交差し、 $\theta_3 < \theta < \theta_4$ の等温位線は、上部境界と交差します。まず、平均子午面流を調べます。等温位線がどの経度でも境界と交差することのない自由大気中 ($\theta_2 < \theta < \theta_3$) では、MIM 法による平均子午面流は 0 となります。すなわち、2つの等温位線に囲まれた領域で、北向きと南向きの質量フラックスは完全に相殺しています。しかし、 $\theta_1 < \theta < \theta_2$ の温位線上では、等温位線が下部境界に交差することによって南北流の質量フラックスのバランスが崩れ、南向きが北向きより多くなります。逆に、上部境界近傍の温位線上では、平均子午面流は等温位線の交差のために北向き (南風) が卓越します。つまり、Eady モデルの場合、上下の境界面での温位の不均一によって MIM の平均子午面流が発生しているといえます。

次に、運動量の鉛直渦輸送について考えます (直線直交座標では、角運動量ではなく運動量です)。E-P フラックスの鉛直成分の $\theta = \theta_1$ での下部境界値は、地表面の形状抵抗であり、山がない状況 ($\Phi_s = 0$) では厳密に 0 です。温位が高くなるにつれて、 $\Phi(\theta) > 0$ の領域が増え、温位面上では形状抵抗が発生し、E-P フラックスの鉛直成分は増加します。温位が θ_2 と θ_3 の間では、E-P フラックスは一定で発散・収束は 0 です。温位が θ_3 を越えると、等温位線がど

こかで上部境界と交わるようになり、E-P フラックスは減少し、 $\theta = \theta_4$ で再び 0 となります。すなわち、E-P フラックスは、下部境界付近 ($\theta_1 < \theta < \theta_2$) で発散し、上部境界付近 ($\theta_3 < \theta < \theta_4$) で収束します。平均子午面流も E-P フラックスの収束・発散も、等温



第13図 NCEP/NCAR 再解析から計算した非常運動の質量流線関数 (12-2月平均)。等値線間隔は100 hPa より下層で $2 \cdot 10^{10} \text{kg} \cdot \text{sec}^{-1}$ 、100 hPa より上層で $0.2 \cdot 10^{10} \text{kg} \cdot \text{sec}^{-1}$ (Tanaka et al. 2004)。



第14図 Eady の傾圧不安定モードの温位 (実線) と南北風 (破線) の東西断面図。陰影 (点) は北風。陰影 (縦縞) は地面と交差する温位の領域。×印は領域の最高最低温位を表す (Iwasaki 1990)。

位線の上下境界との交差, 言い換えると, 地表面温位の非一様性が本質であることが分かります. また, 上下境界付近を含めて, あらゆる温位レベルで, E-P フラックスの鉛直発散・収束が平均南北流のコリオリ加速とバランスしており, 中高緯度パンピングの関係 (11) が成立しています. 結局, Eady の傾圧不安定モードでは, 等温位面の境界との交差のために, 下部境界付近の平均子午面流 (北半球では北風) から西向き運動量を得て, 上部境界付近の平均南北流 (同南風) に渡していることとなります.

第15図は Eady の傾圧不安定モードのエネルギー変換の概念図です.

(a) 傾圧不安定モードが存在すると, 波動に伴う E-P フラックスが西向き運動量を下部境界付近から上部境界付近に運びます.

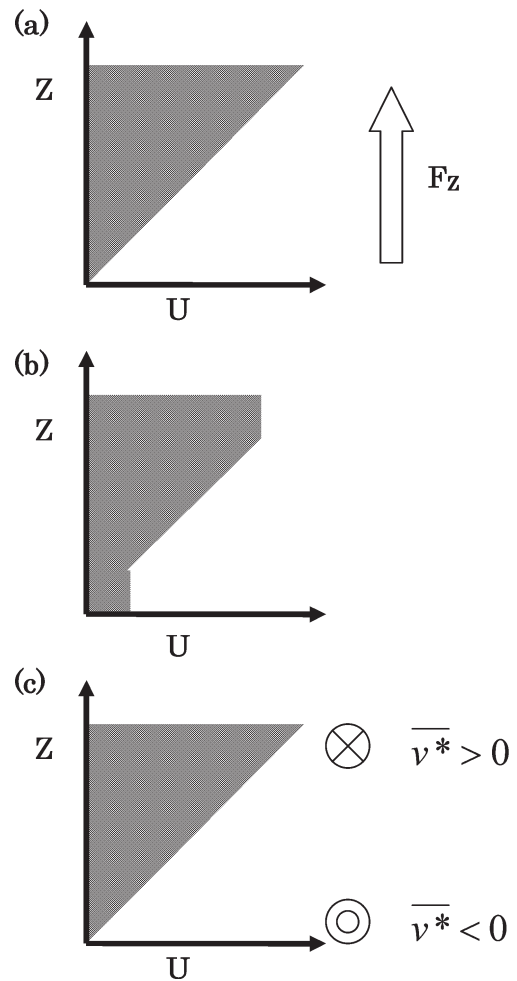
(b) E-P フラックスは下部境界付近で発散して平均東西風を加速し, 上部境界付近で収束して平均東西風を減速します. 平均東西風の運動量の鉛直積算値は変化しませんが, 上下境界付近でのシアの減少により平均東西風の運動エネルギーの鉛直積算値は減少します. $C(K_z, W)$ により減少した平均東西風の運動エネルギーは, 波動エネルギーに変換されます. さらに, 波動エネルギーフラックスによって, 境界から内部領域へと鉛直に再配分されます. 波動が増幅されると, E-P フラックスがさらに増加します.

(c) 上下境界付近で, 平均東西風の地衡風バランスが崩れると, その調節のため平均子午面流が誘起されます. 子午面流に対するコリオリ力によって, 下部境界付近で西風減速が, 上部境界付近で西風加速がおこり, 地衡風バランスが回復します. 鉛直シアの復元に伴い, 平均東西風の運動エネルギーが増加しますが, このエネルギーは, $C(A_z, K_z) = \langle -\bar{v}^* (\partial \Phi_+ / \partial y) \rangle$ によって, 帯状平均有効位置エネルギーより供給されず.

Eady 問題など, 準地衡風近似の下では, (a), (b), (c) は同時に起こり, $C(A_z, K_z) = C(K_z, W)$ の関係が成立しています. すなわち, 帯状平均有効位置エネルギーが, 平均東西風のエネルギーを介在として, 波動エネルギーに変換されることとなります.

MIM から見た傾圧不安定では, 「波動による鉛直角運動量輸送 (E-P フラックス) により基本場の鉛直シアを減少する. このとき, 平均流の運動エネルギーが波動エネルギーに変換される」「同時に地衡風調節により平均子午面循環が駆動され, 平均位置エネ

ルギーが平均流の運動エネルギーに変換される」ことが本質のようです. 特に, Eady モードでは温位面の上下境界との交差が平均子午面流と E-P フラックスの収束発散に本質的であることを示唆しました. 実際の温帯低気圧の場合, 寒気は主として寒冷前線の後面を南下します. 比較的冷たい気塊は北風領域にのみ存



第15図 Eady の傾圧不安定モードのプロセス. 平均東西風の鉛直分布 (影), E-P フラックスの鉛直成分 (矢印) および平均南北流 (丸印). (a) E-P Flux が西向き運動量を上に運ぶ. (b) E-P Flux の収束発散により下端で西風加速, 上端で西風減速を起こす. (c) Extratropical Pumping により, 平均子午面流は下端で北風, 上端で南風となる. 平均子午面流に対するコリオリ加速により, 平均東西風の鉛直シアが復元される.

在するため、冷たい温位面（下部境界付近）での平均子午面流は北風となります。また、等温位線は寒冷前線後面の寒気側（前面の暖気側）で盛り上がる（垂れ下がる）ので、形状抵抗（E-P フラックスの鉛直成分）が発生します。下部境界付近には、北風とE-P フラックスの発散が現れ中高緯度パンピングの関係が実現していることが想像されます。実際の傾圧不安定の場合も、等温位面が地面と交差が、もう1つの本質と言えそうです。ただし、摩擦の効果や前線強化機構は準地衡風近似では扱えないので、中高緯度パンピングの関係だけでは不十分かもしれません。また、上部対流圏では、Eady問題のような“天井”はないのに、E-P フラックスの収束が起こり、平均流は南風となっています。これについては別の説明が必要です。

10. 今後の課題

MIM法の研究では、基本的なフレームを確立したうえで、気候変動解析や大気大循環モデルの評価などを行うつもりでした。思いのほか、基礎的問題に手間取り、なかなか利用研究にまでは手が届きません。しかし、本来、波動平均流相互作用という骨太の力学に立脚しているので、気候変動の理解にも適しているはずです。気候情報課で、暖冬年と寒冬年のE-P フラックスの相違に関する興味深い解析をまとめ、大変勇気付けられました（気象庁 2008）。比較的軸対称な構造を持つ環状モードなどの解析には、E-P フラックスのみならず、平均南北流やエネルギー変換などの利用も考えています。現在、地球温暖化の影響についてもMIMを用いて調べています。数値モデルの診断もMIMの重要な利用分野です。数値モデルの循環構造やエネルギー変換過程、大気微量成分輸送などを気候値解析と定量的な比較を行い、その誤差要因を調べ、改良に寄与したいと考えています。

MIM法には、まだ多くの基礎的問題が未解決のまま、私自身、自縄自縛の状態からなかなか解放されません。ここ数年間考えている問題の1つに、局所的なエネルギー変換の診断スキームの開発があります。第8節でも述べたように、平均流の運動エネルギーが失われる場所は、波動エネルギーの生成場所に必ずしも一致しません。波動エネルギーの生成は、擾乱発生に関連して、大変興味がありますが、診断スキームは未完成です。これまでのMIMは東西平均場に対するもので、E-P フラックスも2次元でした。自然な拡

張として、E-P フラックスを3次元化すれば、東西方向への伝播も表現することが出来ます。MIM法は、原理的には、海洋の密度座標にも展開できます。Aiki and Richards (2008)では、厚みを考慮した等密度面平均を定義し、海洋循環のエネルギー変換過程を調べています。MIMによる大気構造論も興味ある課題です。特に、渦輸送を含まない帯状平均熱力学方程式は、その単純さゆえに大気構造形成についてより明快な解釈を与えるものと期待しています。

謝辞

本研究の遂行に当たり、たいへん多くの方にお世話になりました。個人のお名前はあまり出ませんが、お世話になった皆様に心より感謝いたします。

気象学と気象業務の「いろは」は、札幌管区気象台で、先輩諸氏から教えていただきました。観測と予報の現場では日々新たな問題が提起され、新鮮な驚きの連続でした。また、向学心に燃える仲間が大勢いて、導かれるまま、遊びながら、気象学を学び始めました。

数値予報課では15年間、仕事をしながら、数値モデルについて学びました。日々の予報は大変教訓に満ち、サイエンスの宝の山でもありました。数値予報モデル開発は責任重大でしたが、大変やりがいがありました。先輩同僚は多士済々で、変革の気風に満ちていました。様々な場面で、多くの人に助けていただき、わがままはいえないはずの職場で、随分わがままを通しました。

NCARでは笠原 彰先生に公私とも大変お世話になりました。実用的な問題を考える数値予報課の日々から一転し、1つの問題をじっくり考える貴重な1年間でした。MIMの研究はNCARで開始しました。数値モデルの鉛直座標も研究され（Kasahara 1974）、MIMについても、貴重な議論をしていただきました。強い信念を持っておられ、研究者として多くを教えてくださいました。

MIMの本格的な研究は大学に来て始まりました。私自身は、MIMは（決して特殊な世界ではなく）普遍的な世界だと考えていますが、それを様々な問題で実証していく必要がありました。理解する学生が現れて、研究は進むということを実感しています。その意味で今回の受賞は一緒に研究した学生に対するものと言えます。MIMを通過点とし、新しい世界を切り開いて欲しいと考えています。なお、MIMの関連プロ

グラムは小玉知央君他の努力により、次の URL にまとめられています。御利用いただければ幸いです。
<http://wind.geophys.tohoku.ac.jp/mim/>

最後に、MIM の研究を最初に強く支持してくれた、数値予報課時代の友人、故山田慎一さんに謹んで報告いたします。

本稿の改訂に際し、査読者と榎本編集委員の適切なコメントが大変参考になりました。

付録 記号一覧

- a : 地球半径
- f : コリオリ係数
- λ, ϕ : 経度, 緯度
- θ : 温位
- θ_s : 地上温位
- t : 時間
- p : 気圧
- p_0 : 基準気圧 ($\equiv 1000$ hPa)
- p_s : 地表面気圧
- p_\dagger : 温位面上での帯状平均気圧
- g : 重力加速度
- u, v : 東西風, 南北風
- w_\dagger : 鉛直速度 ($\equiv dz_\dagger/dt$)
- H : スケールハイト
- z_\dagger : 対数気圧高度 ($\equiv -H \log(p_\dagger/p_0)$)
- T_\dagger : 参照気温 (定数)
- ρ_0 : 参照密度 (TEM, $\equiv p/(RT_\dagger)$; MIM, $\equiv p_\dagger/(RT_\dagger)$)
- Φ : ジオポテンシャル
- Φ_\dagger : 帯状平均ジオポテンシャル
- \mathbf{F} : Eliassen-Palm フラックス ($\equiv (\mathbf{F}_\phi, \mathbf{F}_{z_\dagger})$)
- X : 摩擦力
- Q : 非断熱加熱
- $\Pi(p)$: Exner 関数 ($\equiv C_p(p/p_0)^*$)
- r : 混合比
- S : 光化学生成消滅率
- \mathbf{F}_{mean} : オゾンの平均流輸送フラックス
- \mathbf{F}_{eddy} : オゾンの渦輸送フラックス

参考文献

- Aiki, H. and K. J. Richards, 2008 : Energetics of the global ocean : The role of layer-thickness form drag. *J. Phys. Ocean.*, **38**, 1845-1869.
- Andrews, D. G., 1983 : A finite-amplitude Eliassen-Palm theorem in isentropic coordinates. *J. Atmos.*

Sci., **40**, 1877-1883.

Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1976 : Planetary waves in horizontal and vertical shear : The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.

Andrews, P. G., J. R. Holton and C. B. Leovy, 1987 : Middle Atmosphere Dynamics. International Geophysics Series, Vol. 40, Academic Press, 489 pp.

Dunkerton, T., C.-P.F. Hsu and M.E. McIntyre, 1981 : Some Eulerian and Lagrangian diagnostics for a model stratospheric warming. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 819-844.

Eady, E.T., 1949 : Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33-52.

Gallimore, R. G. and D. R. Johnson, 1981 : The forcing of the meridional circulation of the isentropic zonally averaged circumpolar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **38**, 583-599.

Haynes, P. H., M. E. McIntyre, T. G. Shepherd, C. J. Marks and K. P. Shine, 1991 : On the "downward control" of extratropical diabatic circulations by eddy-induced mean zonal forces. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 651-678.

Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood and L. Pfister, 1995 : Stratosphere-troposphere exchange. *Rev. Geophys.*, **33**, 403-439

Iwasaki, T., 1989 : A diagnostic formulation for wave-mean flow interactions and Lagrangian-mean circulation with a hybrid vertical coordinate of pressure and isentropes. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 293-312.

Iwasaki, T., 1990 : Lagrangian-mean circulation and wave-mean flow interactions of Eady's baroclinic instability waves. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 347-356.

Iwasaki, T., 1992 : General circulation diagnosis in the pressure-isentrope hybrid vertical coordinate. *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**, 673-687.

Iwasaki, T., 1998 : A set of zonal mean equations in a pressure-isentrope hybrid vertical coordinate. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3000-3002.

Iwasaki, T., 2001 : Atmospheric energy cycle viewed from wave-mean-flow interaction and Lagrangian mean circulation. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3036-3052.

Iwasaki, T. and S. Kaneto, 1984 : Photochemical and dynamical contributions to the seasonal variation of total ozone amount over Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 343-356.

Iwasaki, T., S. Yamada and K. Tada, 1989 a : A parameterization scheme of orographic gravity wave drag with two different vertical partitionings, Part

- 1 : Impacts on medium-range forecasts. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 11-27.
- Iwasaki, T., S. Yamada and K. Tada, 1989 b : A parameterization scheme of orographic gravity wave drag with two different vertical partitionings, Part 2 : Zonally averaged budget analyses based on transformed Eulerian mean method. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 29-41.
- Kalnay, E., M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, Y. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K.C. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetmaa, R. Reynolds, R. Jenne and D. Joseph, 1996 : The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- Kanzawa, H., 1984 : Quasi-geostrophic energetics based on a transformed Eulerian equation with application to wave-zonal flow interaction problems. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 36-51.
- Kasahara, A., 1974 : Various vertical coordinate systems used for numerical weather prediction. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 504-522.
- Kida, H., 1977 : A numerical investigation of the atmospheric general circulation and stratospheric-tropospheric mass exchange : II. Lagrangian motion of the atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **55**, 71-88.
- 気象庁, 2008 : 気候系監視年報2007. 123 pp.
- Kodama, C., T. Iwasaki, K. Shibata and S. Yukimoto, 2007 : Changes in the stratospheric mean meridional circulation due to increased CO₂ : Radiation- and sea surface temperature-induced effects. *J. Geophys. Res.*, **112**, D16103, 10.1029/2006 JD008219.
- Lorenz, E. N., 1955 : Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, **7**, 157-167.
- Matsuno, T., 1980 : Lagrangian motion of air parcels in the stratosphere in the presence of planetary waves. *Pure. Appl. Geophys.*, **118**, 189-216.
- Miyahara, S., Y. Hayashi and J. D. Mahlman, 1986 : Interactions between gravity waves and planetary-scale flow simulated by the GFDL "SKYHI" general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1844-1861.
- Miyazaki, K. and T. Iwasaki, 2005 : Diagnosis of meridional ozone transport based on mass-weighted isentropic zonal means. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 1192-1208.
- Miyazaki, K. and T. Iwasaki, 2008 : On the analysis of mean downward velocities around the Antarctic polar vortex. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 3989-4003.
- Miyazaki, K., T. Iwasaki, K. Shibata and M. Deushi, 2005 a : Roles of transport in the seasonal variation of the total ozone amount. *J. Geophys. Res.*, **110**, D18309, 1029/2005 JD005900.
- Miyazaki, K., T. Iwasaki, K. Shibata, M. Deushi and T. Sekiyama, 2005 b : The impact of changing meteorological variables to be assimilated into GCM on ozone simulation with MRI CTM. *J. Meteor. Soc. Japan*, **83**, 909-918.
- Mote, P. W., K. H. Rosenlof, M. E. McIntyre, E. S. Carr, J. C. Gille, J. R. Holton, J. S. Kinnerson, H. C. Pumphrey, J. M. Russell III and J. W. Waters, 1996 : An atmospheric tape recorder : The imprint of tropical tropopause temperatures on stratospheric water vapor. *J. Geophys. Res.*, **101** (D2), 3989-4006.
- Noda, A., 1988 : Generalized Lagrangian-mean (GLM) meridional motions in the troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **66**, 201-226.
- Onogi, K., J. Tsutsui, H. Koide, M. Sakamoto, S. Kobayashi, H. Hatsushika, T. Matsumoto, N. Yamazaki, H. Kamahori, K. Takahashi, S. Kadokura, K. Wada, K. Kato, R. Oyama, T. Ose, N. Mannoji and R. Taira, 2007 : The JRA-25 Reanalysis. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85**, 369-432.
- Plumb, R. A., 1983 : A new look at the energy cycle. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1669-1688.
- Reed, R. J. and K. E. German, 1965 : A contribution to the problem of stratospheric diffusion by large-scale mixing. *Mon. Wea. Rev.*, **93**, 313-321.
- 住 明正, 1985 : 予報の系統的誤差について. 延長予報に関する最近の話題, 電子計算室報告・別冊報告, (31), 99 pp.
- Tanaka, D., T. Iwasaki, S. Uno, M. Ujiie and K. Miyazaki, 2004 : Eliassen-Palm flux diagnosis based on isentropic representation. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 2370-2383.
- Tung, K. K., 1982 : On the two-dimensional transport of stratospheric trace gases in isentropic coordinates. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2330-2355.
- Tung, K. K., 1986 : Nongeostrophic theory of zonally averaged circulation. Part I : Formulation. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2600-2618.
- Uno, S. and T. Iwasaki, 2006 : A cascade-type global energy conversion diagram based on wave-mean flow interactions. *J. Atmos. Sci.*, **63**, 3277-3295.

The World of Mass-Weighted Isentropic Zonal Means (MIM)
[Atmospheric General Circulation Viewed from Wave-Mean Flow Interactions]

Toshiki IWASAKI*

* *Graduate School of Science, Tohoku University, Aramaki, Aoba-ku, Sendai, 980-7758, Japan.*

(Received 4 September 2008 ; Accepted 12 November 2008)
