

現業用NHMにおける時間積分の安定化

齊藤和雄（気象庁数値予報課）

1. はじめに

気象庁では、平成15年度を目前に現行MSMに代わる水平分解能10km前後の非静力学数値予報モデルの現業運用を計画している。このため、気象研究所/数値予報課統一非静力学モデル(MRI/NPD-NHM)の並列版をベースとした現業用非静力学メソモデル(NHM)の開発が気象研究所の協力を得て数値予報課を中心として行われている。メソモデルの性質上、迅速に予報結果を配信することが求められており、データ同化を含めたモデルの計算時間には厳しい制約があり、一方で現業モデルとして高いレベルでの計算安定性も要請される。

MRI/NPD-NHMはセミインプリシットスキーム(HI-VI法)、スプリットイクスプリシットスキーム(HE-VI法)、非弾性スキーム(AE法)の3種の力学コアを持っているが、現業モデルとしては、気象庁数値解析予報システムに採用されている分散主記憶型並列計算機(SR8000)上の計算効率を考慮してHE-VI法を用いる予定で開発を進めている。MRI/NPD-NHMに組み込まれたHE-VI法は、タイムステップ数秒の雲解像モデルとしての利用を想定して定式化されたものだったため、水平分解能10km程度で時間刻みを30-40秒程度にとり安定に動作させるためにいくつかの工夫を行っている。

2. 重力波のスプリット

現業モデルの場合、安定な時間刻みを決める上で大きな障害になるのが高周波ノイズとしての重力波成分である。MRI/NPD-NHMのHE-VI法では、小さな時間刻み $\Delta\tau$ でUとVについて前方積分

$$\frac{U^{\tau+\Delta\tau} - U^\tau}{\Delta\tau} + \frac{\partial P^\tau}{\partial x} + \frac{\frac{1}{2} \mathcal{G}^2 G^{13} P^\tau}{G^2 \partial z^*} = -(ADVU + RU),$$

$$\frac{V^{\tau+\Delta\tau} - V^\tau}{\Delta\tau} + \frac{\partial P^\tau}{\partial y} + \frac{\frac{1}{2} \mathcal{G}^2 G^{23} P^\tau}{G^2 \partial z^*} = -(ADV V + RV),$$

WとPについては後方積分

$$\begin{aligned} \frac{W^{\tau+\Delta\tau} - W^\tau}{\Delta\tau} + \frac{1}{mG^2} \frac{\partial P^\beta}{\partial z^*} + \frac{g}{mC_m^2} P^\beta &= \frac{1}{m} BUOY - (ADVW - RW) \\ \frac{P^{\tau+\Delta\tau} - P^\tau}{\Delta\tau} + C_m^2 (-PFT + m^2 (\frac{\partial U^\tau}{\partial x} + \frac{\partial V^\tau}{\partial y})) & \\ + m \frac{\partial}{\partial z^*} [\frac{1}{G^2} \{W^\beta + m(G^2 G^{13} U^\tau + G^2 G^{23} V^\tau)\}] - PRC &= dif.P \end{aligned}$$

を行っている。前方積分と後方積分の間に温位の予報式を入れ、浮力を評価し直すことで重力波をスプリットする。基本場鉛直移流の項を小さな時間刻みで評価すると

$$\frac{\theta^{\tau+\Delta\tau} - \theta^\tau}{\Delta\tau} = -(w^\tau \frac{N^2 \bar{\theta}}{g} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y}) + \frac{Q}{c_p \pi} + dif.\theta$$

$$\frac{W^{\tau+\Delta\tau} - W^\tau}{\Delta\tau} + \frac{1}{mG^2} \frac{\partial P^\beta}{\partial z^*} + \frac{g}{mC_m^2} P^\beta = \frac{1}{m} \frac{\rho G^2 \theta^{\tau+\Delta\tau}}{\theta} - (ADVW - RW)$$

となる。NHMでは移流項はフラックス形式で書かれているため、基本場鉛直移流項の分離に向いていない。そ

こで温位についてのフラックス型の移流項をそのまま用い、大きな時間刻みの値と小さな時間刻み内での値の差の基本場鉛直移流を評価することとし、温位の積分を以下のように変形する。

$$\begin{aligned} \frac{\theta^{\tau+\Delta\tau} - \theta^\tau}{\Delta\tau} &= -(w^\tau \frac{d\bar{\theta}}{dz} + w \frac{\partial(\theta - \bar{\theta})}{\partial z} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y}) + \frac{Q}{c_p \pi} + dif.\theta \\ &= -\{ \frac{d\bar{\theta}}{dz} (w^\tau - w) + ADV\theta \} + \frac{Q}{c_p \pi} + dif.\theta \\ &= -\frac{d\bar{\theta}}{dz} (w^\tau - w) + \frac{\partial \theta}{\partial t} \end{aligned}$$

ここで温位の式の第2項は、雲物理過程の計算で一度仮の時間積分をして求めておき、第1項は一次風上差分で評価する。上式は温位についてはforward型の積分になっているが、Leap-frog型の小さな時間刻みに対して中央差分で評価するオプションも作成した。

3. 発散抑制フィルター

冬場に上層風速が増大すると音波モードが不安定を起し、ジェット軸直下の気圧場に大きな乱れが発生するケースが生ずることがあった。この不安定モードの解消のために、運動方程式に発散抑制フィルター

$$\begin{aligned} \frac{U^{\tau+\Delta\tau} - U^\tau}{\Delta\tau} &= \dots + \frac{\partial}{\partial x} \alpha_u DIVT, \\ \frac{V^{\tau+\Delta\tau} - V^\tau}{\Delta\tau} &= \dots + \frac{\partial}{\partial y} \alpha_v DIVT, \\ \frac{W^{\tau+\Delta\tau} - W^\tau}{\Delta\tau} &= \dots + \frac{\partial}{\partial z} \alpha_z DIVT \end{aligned}$$

を用いるようにした。フィルター係数としては、線形安定条件から格子間隔に応じて求まる最大値の1/2を用いて、水平方向により強くかけるようにしている。

4. 移流のスプリット

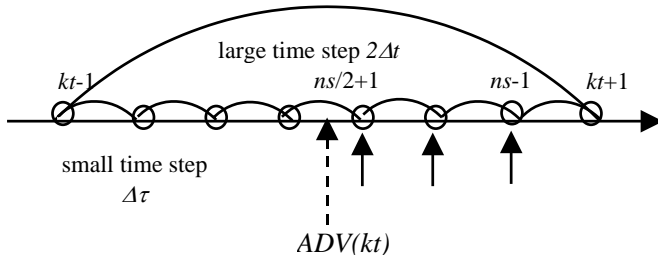
非静力学モデルの場合、安定な時間積分を行うための時間刻みを決める要素として、音波や重力波などの高周波モードの他に、水平・鉛直のCFL条件があり、強い対流不安定性降水が生じるケースでは鉛直のCFL条件がクリティカルになる。また重力波についても、2.の方法(大きな時間刻みと小さな時間刻み内での温位の基本場鉛直移流の差を一次風上差分で評価する)では、大振幅内部重力波が卓越しやすい水平風が強く明瞭な逆転層が存在するようなケースでは、安定化が十分でない場合があることが分かった。このため、小さな時間刻みで移流項を再評価するスキームを開発しテストしている。

移流スプリットを行う場合、移流項を毎回小さな時間刻み毎に計算し直すことが考えられる。しかしながら、NHMでは、移流計算に有限差分に伴うにせの極大極小を抑えるフラックスコレクション(移流補正スキーム)が設定されており、また高次の差分式など高精度化のための改変も開発中で、 $\Delta\tau$ で毎回移流項フルを計算するのは経済的ではない。そこで、フラックスコレクションを用いない低次の差分形式(フラックス形式中央2次)に

よる移流寄与のみを $\Delta\tau$ で評価して、移流項を下式で補正することにした。

$$ADV = ADV(k_t) - ADVL(k_t) + ADVL^r$$

ここで $ADV(k_t)$ はタイムステップ k_t でのフラックスコレクションを含む高次差分形式での移流、 $ADVL(k_t)$ と $ADVL^r$ はそれぞれタイムステップ k_t と $\Delta\tau$ 毎の低次 (2次) スキームによる移流の値である。この補正は、大きな時間刻み Δt と $\Delta\tau$ の比を $ns=2\Delta t/\Delta\tau$ とするとき、 $ns/2+1$ から $ns-1$ の間のみで行うことにする (1図は $ns=7$ の場合)。



1 図

W の式は

$$\begin{aligned} & \frac{W^{\tau+\Delta\tau} - W^\tau}{\Delta\tau} + \frac{1}{mG^2} \frac{\partial P^\beta}{\partial z^*} + \frac{g}{mC_m^2} P^\beta \\ &= \frac{1}{m} \frac{\rho G^2 \theta^{\tau+\Delta\tau} (1 - 0.61 Q_v) (1 - Q_c - Q_r - Q_i - Q_s - Q_g)}{\theta_s} g \\ & - (ADVW - ADVLW + ADVLW^\tau - RW) \end{aligned}$$

となる。現行では上記スプリットは運動量 (U, V, W) と温位について行っている。2. と同様に温位の式の時変化項は、雲物理過程の計算で一度仮の時間積分をして

求めるが、飽和調節・タイムフィルターなどは $\theta(k_{t+1})$ の値が再計算されてからかけるように変更した。

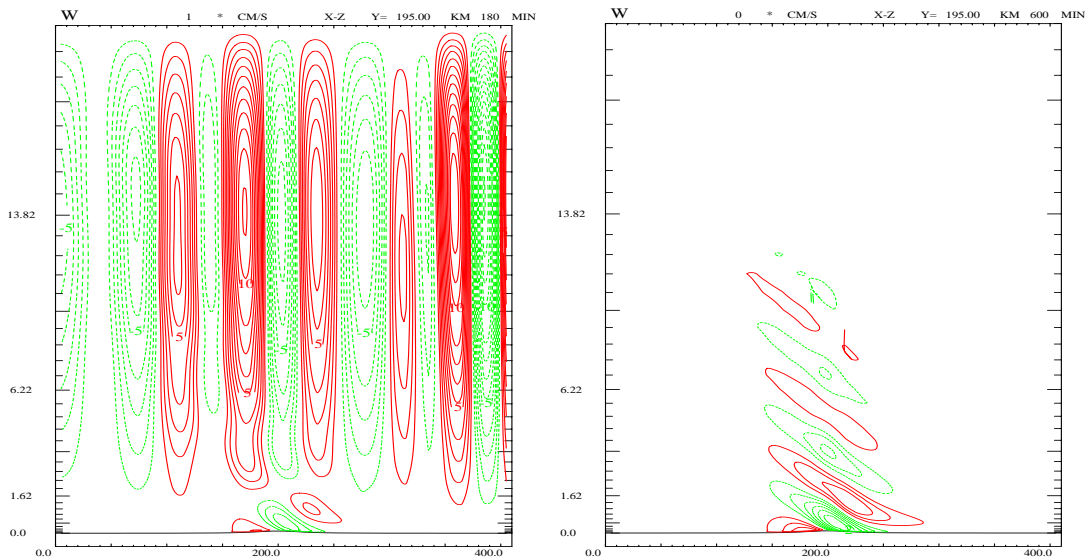
5. 乱流モデル

大きな時間刻み40秒の積分では、成層が対流不安定で鉛直流が大きくなる場所で乱流エネルギーが暴走してモデルが正常終了しないことがあった。MRI/NPD-NHMでは、乱流モデルに用いられる自由大気中の長さのスケールを格子間隔の相乗平均で決めているが、水平分解能10kmでは単位格子が極端に扁平で、自由大気中の混合距離が大きくなり過ぎて、一旦乱流エネルギーが極端に大きくなると生成項の過大評価と消散項の過小評価をもたらし、正のフィードバックに歯止めがかからなくなっていた。このため、自由大気中の長さのスケールに上限値 (現状は2000m) をセットするとともに、粘性消散項の係数を Deardorff(1980) のものから Moeng and Wyngaard (1988) のものに変更した。

6. 結果と今後の課題

2 図に、StMIP で用いられた $U=10\text{m/s}$, $N=0.02/\text{s}$ の一様大気に、高さ100m半値幅30kmの三次元のベル型の山をおいた場合の水平分解能10kmでの定常山岳波のシミュレーションを示す。これまでのHE-VI法では $\Delta t=40$ 秒で重力波の不安定が生じているが、移流をスプリットした場合は $\Delta t=50$ 秒で安定に積分ができています。9月からは、数値予報課で行っているMSM領域を対象とする試験ランにおいて、4次と5次の水平差分 (藤田、本講演) との組み合わせで $\Delta t=40$ 秒のテストを開始している ($ns=7$)。今後もテストを継続して安定性・効率性・精度などを評価していく必要がある。

謝辞：NHMに関して、数値予報課の山田芳則・藤田司・石田純一・成田正巳、気象研究所の室井ちあし・加藤輝之・永戸久喜の各位に、乱流モデルに関して防衛大学校の中西幹郎さんにお世話になりました。



2 図 $U=10\text{m/s}$, $N=0.02/\text{s}$ の一様大気に高さ100m半値幅30kmの三次元のベル型の山をおいた場合の水平分解能10kmでの定常山岳波のシミュレーション。左) これまでのHE-VI法。 $\Delta t=40$ 秒、2時間後。右) 移流をスプリットした場合。 $\Delta t=50$ 秒、10時間後。