

地表面フラックス計算における 有限体積法モデルでの問題点と新計算手法の提案

西澤誠也^{1,2}, 北村祐二²

1:理研 AICS, 2:気象庁気象研究所

1. はじめに

大気-陸・海洋間における運動量や熱、物質の交換は、大気運動を決める最も重要な要素の一つである。風速や温位等の鉛直プロファイルは、Monin-Obukhov の相似則に従うことが知られており、観測結果をもとにいくつかの関数形が提案されている (e.g., Businger et al. 1971, Beljaars and Holtslag 1991, Wilson 2001)。

多くの気象モデルでは、相似則をもとにモデル最下層の値と高度から地表面フラックス量を推定している。多くの気象モデルで採用されている有限体積法では予報変数は格子平均値であるが、地表面フラックスを求める際には予報変数を層中心高度での値であると仮定している。対数に近い鉛直プロファイルでは層中心高度での値は層平均よりも大きい。したがって、従来手法では、地表面フラックスの絶対値を過小評価している可能性がある。そこで本研究では、層平均値を用いてフラックスを求める手法の提案をおこなう。

2. 層平均値と層中心高度の差

風速および温位の鉛直プロファイルは、摩擦速度 u_* 、温度スケール θ_* 、Obukhov 長 L から以下のように表される：

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \log \left(\frac{z}{z_{0m}} \right) - \psi_m \left(\frac{z}{L} \right) + \psi_m \left(\frac{z_{0m}}{L} \right) \right\},$$

$$\theta(z) - \theta_s = \frac{\theta_*}{\kappa} \left\{ \log \left(\frac{z}{z_{0h}} \right) - \psi_h \left(\frac{z}{L} \right) + \psi_h \left(\frac{z_{0h}}{L} \right) \right\}.$$

ここで、

$$\psi(\zeta) = \int_0^\zeta \frac{1 - \phi(x)}{x} dx,$$

ϕ は普遍関数である。

この式を鉛直積分し層平均値を求めると、

$$\begin{aligned} \bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \left\{ \log \left(\frac{\Delta z}{z_{0m}} \right) - \Psi_m \left(\frac{\Delta z}{L} \right) + \frac{z_{0m}}{\Delta z} \Psi_m \left(\frac{z_{0m}}{L} \right) \right. \\ \left. + R_{z0m} \left[\psi_m \left(\frac{z_{0m}}{L} \right) - 1 \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{\theta} - \theta_s = \frac{\theta_*}{\kappa} \left\{ \log \left(\frac{\Delta z}{z_{0h}} \right) - \Psi_h \left(\frac{\Delta z}{L} \right) + \frac{z_{0h}}{\Delta z} \Psi_h \left(\frac{z_{0h}}{L} \right) \right. \\ \left. + R_{z0h} \left[\psi_h \left(\frac{z_{0h}}{L} \right) - 1 \right] \right\} \end{aligned}$$

を得る。ここで、 Δz は層厚、

$$R_{z0} = 1 - \frac{z_0}{\Delta z},$$

$$\Psi(\zeta) = \frac{1}{\zeta} \int_0^\zeta \psi(x) dx.$$

粗度、層厚、Obukhov 長を与え、層中心値と層平均値の差を調べた。ここで、普遍関数は Beljaars and Holtslag (1991) のものを用いた。粗度が大きいほど、また層厚が小さいほど両者の差は顕著であり、1割以上の違いがある場合もあることが分かった。

3. 層平均値を用いた地表面フラックス計算スキーム

鉛直平均した式を使うことで、層中心高度における値を用いる代わりに、直接層平均値から以下のように摩擦速度および温度スケールを求めることができる。

$$u_* = \frac{\kappa \bar{u}}{\log\left(\frac{\Delta z}{z_{0m}}\right) - \psi_m\left(\frac{\Delta z}{L}\right) + \frac{z_{0m}}{\Delta z} \psi_m\left(\frac{z_{0m}}{L}\right) + R_{z0m} \left[\psi_m\left(\frac{z_{0m}}{L}\right) - 1\right]},$$

$$\theta_* = \frac{\kappa \{\bar{\theta} - \theta_s\}}{\log\left(\frac{\Delta z}{z_{0h}}\right) - \psi_h\left(\frac{\Delta z}{L}\right) + \frac{z_{0h}}{\Delta z} \psi_h\left(\frac{z_{0h}}{L}\right) + R_{z0h} \left[\psi_h\left(\frac{z_{0h}}{L}\right) - 1\right]}.$$

4. 数値実験

提案手法をラージエディシミュレーションモデル (SCALE-RM; Nishizawa et al. 2015) に実装し、不安定条件下における数値実験を行った。実験設定は Kitamura and Ito (2016) にならい、乾燥条件の下、時間変化する地表面温度を与えた。表 1 に

表 1. 主な計算設定

SGS model	Smagorinsky type (Brown et al. 1994)
普遍関数	Beljaars and Holtslag (1991)
背景地衡流	Ug=4, Vg=0 [m/s]
地表面温度	Ts=291.15+20sin(π t/12) [K]
コリオリ	2Ω sin(π/4) [1/s]
粗度	z _{0m} =0.01, z _{0h} = 0.001 [m]
初期温位 プロファイル	θ ₀ =288.15+0.004z [K]
計算領域	9.6 x 9.6 x 3.2 [km ³]

実験設定の概要を示す。実験は、5 m から 80 m までの 5 通りの解像度 (等方格子) で行った。

図 1 は、積分開始 4 時間後からの 1 時間平均した運動量および顕熱フラックスである。従来の方法ではフラックスの絶対値が数% 程度小さく、解像度が高いほどその差が大きくなることが分かった。また、顕熱フラックスでは提案手法の方が解像度に対する収束性が良いことが分かる。

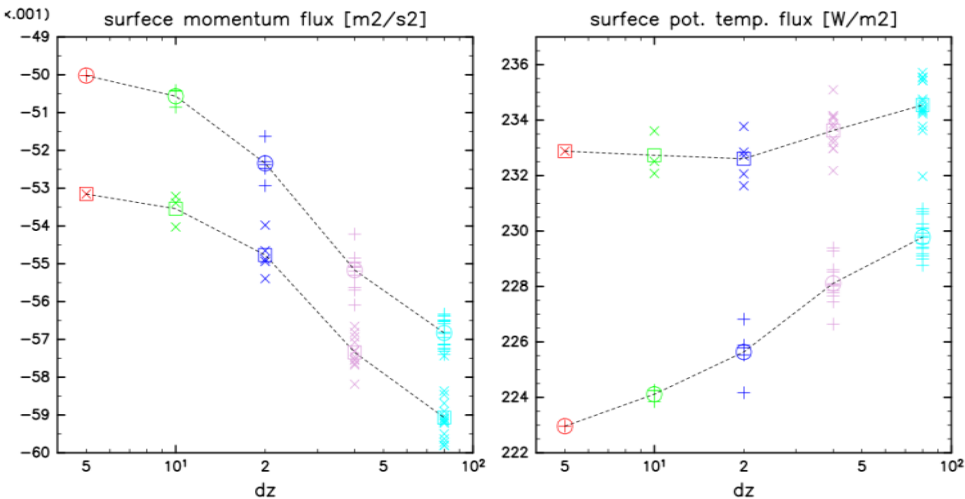


図 1. 領域および時間平均した地表面 (左) 運動量フラックスおよび (右) 顕熱フラックスの解像度依存性。横軸は解像度 [m] である。×および+印はそれぞれ提案手法および従来手法で得られた結果を表している。□および○は、各解像度および新旧手法それぞれでのアンサンブル平均値を示している。