

大気・陸面間のエネルギー交換過程の定量的評価に関する研究

熊本大学工学部環境システム工学科 学生会員 ○川内 聡 正会員 滝川 清 正会員 田中 健路

1.はじめに

地表面における熱・水収支は、様々なスケールの気象現象を支配する点で重要である。1996 年より、アジアモンスーンの気候メカニズムの解明を目的として、GAME(アジアモンスーン エネルギー・水循環研究観測計画)が実施され、1998 年には集中観測が行われた。田中(1999)は、チベット高原で行われた乱流フラックス直接観測データの解析を行い、地表面エネルギーバランスが閉じないことを指摘した。

本研究では、チベット高原で行われた GAME の観測データを用いて、地表面付近の温度・風速などの鉛直プロファイルから地表面エネルギーフラックスを算定し、地表面熱収支の季節間特性に関する検討を行った。

2.観測データ

GAME において、チベット高原全域にわたって、水文気象観測が行われている。その観測点の一つである Amdo サイト(32° 14' N, 91° 37' E, 4700mMSL)において、表-1 に示す内容の境界層観測が実施されている。本研究では、タワー観測で得られる風速・温度・湿度を使用して地表面フラックスを求めた。観測は、1998 年 5 月より現在も継続的に実施されているが、本研究では、表-2 に示すような晴天日の期間を抽出して、解析を行った。ここで、地表面粗度は風の対数分布より算出したものである。

3.プロファイル法を用いた顕熱・潜熱フラックス算出

顕熱フラックス H 、潜熱フラックス IE は、 u :摩擦速度、 θ :摩擦温度、 q :摩擦湿度より次式で定義される。

$$H = \rho C_p u_* \theta \quad (1)$$

$$IE = \rho l u_* q$$

ここで、 ρ は空気密度(観測点では、約 0.7kg/m^3)、 C_p は空気の定圧比熱、 l は水の蒸発潜熱である。

表-1 Amdo における境界層観測の概要

種類	項目	データ取得
タワー観測	1.地上側(1.5m, 6.5m, 13.75m) 風向・風速・気温・湿度	サンプリング 間隔 1 秒 10 分平均を 記録
	2.地中側 温度(5cm, 10cm, 20cm)	
	3.その他 地表面温度・雨量・気圧	
放射観測	4 成分放射フラックス(上下方向、長短波) 各種補正(測器温度等)	
乱流観測 (渦相関法)	超音波風速計及び赤外線湿度 変動計で観測される、3 次元風速、温度、湿度、各種統計量	10Hz(0.1s) 30 分 1run total 4900run

表-2 解析事例一覧

Case	期間 (北京標準時, BST)	地表面粗度 (mm)	乱流観測の 有無
1	'98 7/16 0:00~7/17 0:00	1.5	有
2	'98 9/5 0:00~9/6 0:00	5.1	有
3	'98 11/24 0:00~12/3 0:00	3.0	無
4	'99 1/2 0:00~1/8 0:00	0.06	無

渦相関法に基づく乱流フラックス観測(表-1)の場合、風速・温度・湿度を通常 10Hz の頻度で測り、統計処理を施して、式(1)の摩擦パラメータを求めることにより、直接的にフラックスが求められる。だが、測器の挙動が不安定になりやすいこと、膨大なデータを処理する必要があることなどの難点がある。そのため、実際に乱流観測が行われたのは、98 年 5 月~9 月であるため、これ以外の期間を含めたフラックス評価は別の方法を用いる必要がある。

以上をふまえ、本研究では地表面付近の平均風速 U 、温度 T 、水蒸気量 q の鉛直プロファイルより、接地層で成立するとされている Monin-Obukhov の相似則に基づいて、式(1)の摩擦パラメータを推算し、その統計量を使ってフラックスを求める。これらの関係は次の通りである。

$$u_* = C_d U$$

$$\theta_* = C_h \Delta T \quad (2)$$

$$q_* = C_q \Delta q$$

ここで各種係数 C_d , C_h , C_q は Monin-Obukhov の相似法則より

り、次のように与えられる。

$$C_d = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{Z}{Z_0}\right) - \psi_m\left(\frac{Z}{L}, \frac{Z_0}{L}\right)}, C_h = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{Z}{Z_0}\right) - \psi_h\left(\frac{Z}{L}, \frac{Z_0}{L}\right)} \times \frac{1}{Pr_0} \quad (3)$$

$$C_q = C_h$$

$$L = \frac{\theta_0 u_*^2}{\kappa g \theta_s} \text{ Monin-Obukhov の長さ}$$

$\kappa (=0.4)$: Karman 定数

$Pr_0 (=0.74)$: 乱流 Prandtl 数

式(3)中の普遍関数 ψ_m, ψ_h は大気の安定度によって関数形をとることが決られている。本研究では、不安定状態($L < 0$)の場合は Businger(1971)の関数形を使用し、安定状態($L > 0$)では Deardorff(1972)の関数形を使用した。また、式(2)を解く段階において、Byun(1990)の提唱した解析解より求める方法を用いた。なお、この方法は気象予報モデルで地表面フラックスを計算する際に広く用いられる。

4. 地表面フラックスの算出結果と考察

まず、最初に日変化の事例として 1998 年 7 月 16 日の例 (Case1)を紹介する。本研究で算出したフラックスを図-1に示す。比較のため、乱流観測で得られたフラックスを図-2(田中(1999))に示す。前者は昼間に顕熱フラックス(H)が潜熱フラックス(IE)よりも小さくなっているのに対し、後者の方では H が IE よりも大きくなっている。ただし、 $H+IE$ はいずれも同程度であり、したがって、正味放射フラックス(Rn)から差し引いた残差($Rn-H-IE$)もまた、両者共に同程度であることが分かる。これは、地表面エネルギーバランスが閉じないとされる要因が残差の過大評価によるものとは限らない。

次に、表-2 に示した期間について、本研究の計算で得られた地表面エネルギーフラックスの平均値を取ってみた。(表-3)。Case4(99年1月)において、 H が $-50W/m^2$ 以下になっているがこれは夜間の大気が非常に安定な時に大きな負のフラックスを算出してしまったためであると考えられる。このような、非常に強い安定度にある場合、式(3)で示される係数の妥当性については今後の課題として取り残されている。

表-3 各ケース毎の地表面エネルギーフラックスの平均値 (単位 W/m^2)

Case	Rn	H	IE	Rn-H-IE
1	176.1	60.6	64.2	51.3
2	134.9	43.9	71.5	19.5
3	16.3	-1.4	5.0	12.7
4	4.3	-56.2	10.2	50.3

5. おわりに

夏季の乱流観測データが存在する期間に関して言えば、本研究で実施した地表面フラックスの評価は妥当なものである。ただし、冬季については不透明な点が残されている。チベット高原上では、地表面と高さ数mとの間の温度差が $15^{\circ}C$ 以上生じるため、大気の安定度のスケールが極端に変化し、地表面エネルギーフラックスに反映される。したがって、極端な安定度の条件下でのエネルギー交換係数について、乱流観測データを含めた更なる解析が必要とされる。

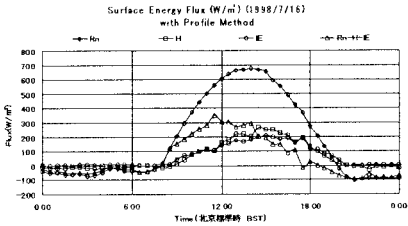


図-1 傾度法によって求めた地表面エネルギーフラックス(1998/7/16の例)。

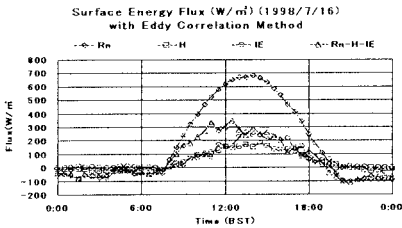


図-2 乱流観測(渦相関法)によって得られた地表面エネルギーフラックス(1998/7/16の例)。

参考文献

Byun, D. W, 1990: On the analytical solutions of flux-profile relationships for the atmospheric surface layer, *J. Appl. Meteor.*, **29**, 652-657.
Businger, J. A, J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley, 1971: Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189
Deardorff, J. W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 91-115
田中 健路(1999)、地表面エネルギー収支に関する研究、京都大学理学研究科、修士論文、58p