

静止軌道衛星によるリモートセンシングを用いた
チベット高原における
地表面熱収支に関する観測的研究

奥 勇一郎

静止軌道衛星によるリモートセンシングを用いた
チベット高原における
地表面熱収支に関する観測的研究

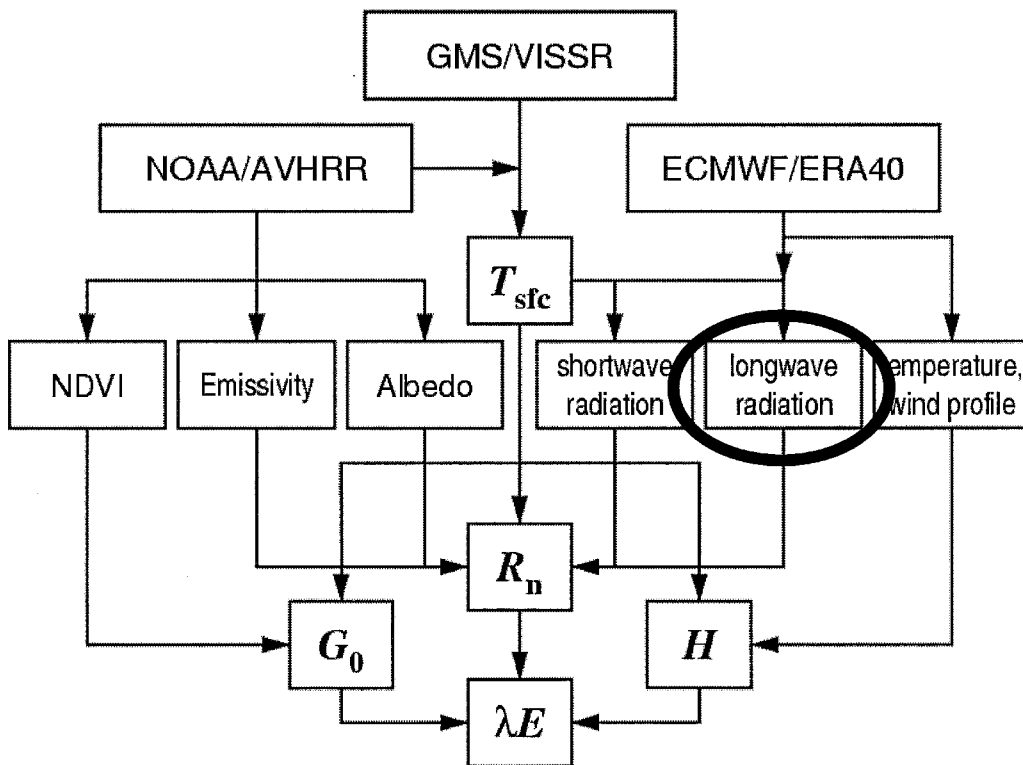
奥 勇一郎

誤植訂正

博士論文「静止軌道衛星によるリモートセンシングを用いたチベット高原における地表面熱収支に関する観測的研究」の中に以下の誤植がありますので、訂正いたします。

本文 39 ページ, 図 4.1

誤 "logwave radiation"
正 "longwave radiation" (長波放射)



間違いを見つけられた場合、お手数ですが、筆者までお知らせいただければ幸いです。

平成 17 年 3 月 8 日

奥 勇一郎

住所 〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄 京都大学防災研究所
大気災害研究部門 暴風雨災害研究分野
電話 0774-38-4162
e-mail okusan@storm.dpri.kyoto-u.ac.jp

要 旨

本研究では、NOAA/AVHRR データを用いて地表面エネルギーフラックスを算出する手法を参考に、GMS-5/VISSR データからチベット高原上のフラックス分布を算出する手法を提案する。静止軌道衛星である GMS-5 は、その観測範囲の広さ、観測頻度の高さにおいて極軌道衛星である NOAA よりも優れており、GMS-5 のデータを用いると高原上のフラックス分布が 1 時間間隔で算出可能となる。

フラックスの算出過程において、地表面温度は最も重要な物理量である。これを正確に算出するため、赤外スプリットウィンドウ法を用いて GMS-5 データからチベット高原上の地表面温度分布を算出する手法を確立した。地表面温度の算出に必要な大気の透過率は放射伝達モデルを用いて、可降水量は水蒸気チャンネルの輝度温度からそれぞれ回帰的に求めた。正確な地表面温度の算出には雲領域を適確に除去する必要がある。赤外チャンネルの輝度温度を用いた変動閾値法により、従来の固定閾値法に比べて効果的に雲領域を検出することができた。その結果、地上観測値との相関係数が 0.8 以上、平均二乗誤差 10K で地表面温度を算出することができた。

また、算出された地表面温度分布のデータを用いてチベット高原全体における地表面温度の日変化、季節変化、年々変化について調べた。その結果、高原上の地表面温度分布から計算した日平均値は 1996 年から 2002 年までの 7 年間で 1 年あたり 0.096K の割合で上昇していることがわかった。さらに地表面温度の日最高値が 1 年あたり 0.002K の昇温とわずかであるのに対して、日最低値のそれは 0.155K と大きく、高原上の地表面温度の上昇はその日最低値の上昇によってもたらされていることがわかった。このことは夜間の放射冷却が抑えられていることに起因し、その原因としては高原上における夜間の雲量や降水量の増加、それに伴う地中および地表面付近の大気の湿潤化などが考えられることを指摘した。

一方、GMS-5 データから算出された地表面温度のデータを用いてフラックスの算出を試みた。算出されたフラックスと地上観測で得られたそれとの比較を行ったところ、日変化や季節変化は妥当なものであった。フラックスの各成分における誤差の原因を検討し、衛星データと観測データとがとらえる空間スケールの差、中立に近い安定度を想定したモニン-オブコフの相似則の理論を夜間の放射冷却による強い安定層下で適用していること、などが考えられたものの、フラックスの高原上の水平分布を 1 時間間隔で算出することができた。

目次

要旨	i
目次	ii
図目次	iv
表目次	vi
第1章 序論	1
第2章 静止軌道衛星ひまわりを用いたチベット高原における地表面温度の算出	3
2.1 研究背景	3
2.2 スプリットウィンドウ法による地表面温度の算出	4
2.3 データ	7
2.3.1 GMS-5/VISSR	7
2.3.2 NOAA-14/AVHRR	9
2.3.3 GAME/Tibet 観測データ	10
2.4 地表面温度算出に必要な諸物理量	10
2.4.1 地表面の射出率 ϵ , $\Delta\epsilon$	11
2.4.2 大気の透過率 τ_1 , τ_2 , τ_{53°	12
2.4.3 大気温度 T_{1air} , T_{2air}	14
2.4.4 可降水量	14
2.4.5 衛星天頂角	15
2.5 雲判別法	16
2.5.1 可視波長帯を用いた雲判別法	16
2.5.2 赤外波長帯を用いた雲判別法 (固定閾値法)	17
2.5.3 赤外波長帯を用いた雲判別法 (変動閾値法)	19
2.6 チベット高原の地表面温度	22
2.6.1 チベット高原の晴天率	22
2.6.2 地上観測データとの比較	23
2.6.3 地表面温度の分布	25
2.7 2章のまとめ	26
第3章 チベット高原の地表面温度の水平分布とその日変化, 季節変化, 年々変化	28
3.1 研究背景	28
3.2 データ	29
3.3 地表面温度の日変化, 季節変化, 年々変化	30
3.3.1 日変化, 季節変化	30

3.3.2	年々変化	32
3.4	3章のまとめ	35
第4章	静止軌道衛星を用いたチベット高原上の地表面エネルギーフラックスの算出	37
4.1	研究背景	37
4.2	Surface Energy Balance System (SEBS)	38
4.2.1	正味放射量	38
4.2.2	地中熱流量	40
4.2.3	顕熱フラックス	40
4.2.4	潜熱フラックス	42
4.3	データ	42
4.3.1	ECMWF/ERA40	43
4.3.2	GAME/Tibet フラックス観測データ	44
4.4	チベット高原の地表面エネルギーフラックス	46
4.4.1	ゾンデ観測データを用いたフラックス算出	46
4.4.2	再解析データ ERA40 を用いたフラックス算出	49
4.5	4章のまとめ	52
第5章	結語	54
	参考論文	58
	謝辞	60
付録A	下向き短波放射の算出	62
付録B	kB^{-1} の算出	65
	参考文献	66

目次

2.1	GMS/VISSR を用いたスプリットウィンドウ法による地表面温度算出の概念図	4
2.2	NOAA-14/AVHRR と GMS-5/VISSR の感度関数	5
2.3	チベット高原における GAME/Tibet 観測地点と GMS 衛星天頂角の分布	8
2.4	GMS/IR1,IR2 における大気の透過率 τ_1, τ_2 の可降水量依存性	10
2.5	GMS/IR1,IR2 における大気の温度の差 ($T_{1air} - T_{2air}$), 係数 B の可降水量依存性	11
2.6	GMS/WV と可降水量との関係 (Amdo)	12
2.7	GMS/WV と可降水量との関係 (Dingli,Linzhi)	13
2.8	係数 A, B, C, D の可降水量, 衛星天頂角依存性	15
2.9	AWS で観測された地表面温度のコンポジット	16
2.10	AWS で観測された地表面温度の DOY-UTC コンポジット	17
2.11	雲判別法 CD0 の閾値	18
2.12	雲判別法 CD0 と CD2 との比較	19
2.13	雲判別法 CD2 の閾値	20
2.14	チベット高原の月別晴天率の分布	21
2.15	チベット高原全体の晴天率の DOY-UTC 図	22
2.16	地表面温度の観測値との比較 (Tuotuohe)	23
2.17	地表面温度の観測値との比較 (Shiquanhe)	23
2.18	地表面温度の観測値との時系列 (Tuotuohe)	25
2.19	1998 年 4 月 25 日のチベット高原の地表面温度の日変化	26
3.1	USGS/GLCC によるチベット高原の土地利用分類	29
3.2	1998 年におけるチベット高原上の日最高地表面温度の季節変化	30
3.3	1998 年におけるチベット高原上の地表面温度日較差の季節変化	31
3.4	チベット高原の NDVI の分布	32
3.5	チベット高原上の地表面温度の年々変化	33
3.6	MS3608 における AWS で観測された地表面温度の年々変化	34
3.7	チベット高原上の地表面温度における年々変化のトレンド分布	35
3.8	高原上の植生地域と非植生地域における地表面温度の年々変化	36
4.1	GMS を用いた地表面エネルギーフラックス算出法の概念図	39
4.2	ECMWF/ERA40 のチベット高原上における格子点分布	42
4.3	ゾンデ観測データを用いて算出したフラックスの推定値と観測値との比較	43
4.4	ゾンデ観測データを用いて算出したフラックスの推定値と観測値の時系列	44
4.5	Amdo 周辺領域における GMS-5/VISSR と NOAA-14/AVHRR の赤外画像	45
4.6	地表面温度と地中温度, およびその時間変化率の日変化	46

4.7	ゾンデ観測データと再解析データ ERA40 との比較	48
4.8	再解析データを用いて算出したフラックスの推定値と観測値との比較	49
4.9	地表面エネルギーフラックスの季節変化 (観測値)	50
4.10	地表面エネルギーフラックスの季節変化 (SEBS による推定値)	51
4.11	1998 年 4 月 25 日のチベット高原の地表面エネルギーフラックスの日変化	52
A.1	短波放射の波長帯における大気の透過率の変化	62

表目次

2.1	GAME/Tibet 観測地点	9
2.2	地表面温度の観測値との比較	24
3.1	高原上の植生地域と非植生地域における地表面温度のトレンド	32
4.1	地表面エネルギーフラックスと観測値との比較	48

第1章 序論

平均海拔高度が4,000mを越えるチベット高原は、ユーラシア大陸南東部に位置し、その面積は100万km²に及ぶ。この広大なチベット高原はその海拔高度の高さゆえに対流圏の中に障害物として存在しており、アジア地域の気候はもとより地球全体の気候にも影響を与える。チベット高原が直上の大気およびその周辺地域との大気の循環に与える影響は、大きく分けて3つある。まず、高原が大気の循環、特に中緯度偏西風内の障害物として地球流体力学的に流れを変える力学的効果、次に、高緯度側の寒冷な気団と熱帯側の温暖かつ湿潤な気団の直接混合を妨げる障壁の効果、そして、対流圏中部に突出した高原の地表面が大気に対する熱源あるいは冷源として働く熱力学的効果である。特に夏季のアジアモンスーンの動態におけるチベット高原の影響については熱力学的効果が重要と考えられている。この熱力学的効果の指標としては、地表面エネルギーフラックスがよく用いられている。地表面エネルギーフラックスは、そのエネルギーの輸送形態により正味放射量、地中熱流量、顕熱フラックス、潜熱フラックスの各成分に分けることができる。これら各成分を求めることにより、大気陸面間のエネルギー・水収支の定量的な議論が可能となり熱力学的効果の詳細が明らかにされる。本研究では地表面エネルギーフラックスを静止軌道衛星による観測データから算出する手法の確立を目指す、その動機となる研究背景についてここでまとめておく。

チベット高原が夏季アジアモンスーンの動態に与える影響について論じた研究として、古くはFlohn (1968) や Reiter and Gao (1982) などがある。彼らは、春から夏にかけて高原の熱源としての役割の強化に伴い高原上空にチベット高気圧と呼ばれる熱的な高気圧が出現し、高原の南を流れていた亜熱帯ジェットがこの高気圧の北側にジャンプすると同時にモンスーンが開始すると指摘した。ただしこれらの研究では、実際にこのような循環場の変化を引き起こすような大気加熱が高原付近でどの程度起こっているのかという定量的な議論はまだされていない。

高原付近での大気加熱およびそれに関わる高原地表面での放射・熱収支などの定量的な議論は、1979年の青海西藏高原気象実験計画(QXPMEX: Qinghai-Xizang Plateau Meteorological Experiment)、1986年のチベット高原気象実験計画(TIPMEX: Tibetan Plateau Meteorological Experiment)で得られた観測データにより行われるようになった。Smith and Shi (1992) や Shi and Smith (1992) は、TIPMEXによる観測データと放射伝達モデルにより長波放射収支とその鉛直分布を調べ、気温に比べ極めて高い地表面温度による地表面から大気への大きな長波放射と、直上の大気で顕著な放射フラックスの収束があることから、高原の地表面が大気境界層の加熱に大きな役割を果たしていることを示した。またYanai et al. (1992) や Yanai and Li (1994) は、QXPMEXによる観測データに基づき、地表面加熱と大気境界層の発達過程について日変化を含めて解析し、プレモンスーン季には地表面の強い加熱と乾燥対流、モンスーン季には

湿潤対流が大気加熱に重要な役割を果たしていることを明らかにした。

1998年に全球エネルギー・水循環観測計画 (GEWEX: Global Energy and Water Cycle Experiment) の一環としてアジアモンスーンエネルギー・水循環研究観測計画 (GAME: GEWEX Asian Monsoon Experiment) に基づく強化観測がチベット高原 (GAME/Tibet) で行われた (Koike et al., 1999). 高原東部を中心に自動気象観測装置 (AWS: Automatic Weather Station) が設置され (Ishikawa et al., 1999), 気温や湿度など様々な気象要素についての観測データを取得することができた. GAME/Tibet 集中観測期間 (IOP: Intensive Observation Period) 中には渦相関法に基づく地表面フラックス観測が実施され (Tsukamoto et al., 1999), 顕熱や潜熱など地表面フラックスの直接観測によるデータも取得された. これら観測データに基づいて大気境界層の発達に関する研究 (Tsukamoto et al., 2001) や, 地表面のエネルギー収支に関する研究 (Tanaka et al., 2001) が行われ, モンスーン季の後半にあたる8月から9月にかけて潜熱は顕熱と同じ程度かそれ以上になること, 降水による土壌水分の増加が顕熱から潜熱への変化に最も寄与していることなど, 地表面から大気への熱的な寄与についての詳細が明らかになってきた. しかし, 地表面から大気への熱力学的効果をチベット高原全体について解釈できるようにするためには, 地上観測のみではデータの空間代表性の問題から議論には限界があり, 高原全体からの寄与を考察するにはより広範囲からの平均的な寄与を見積もる必要がある.

リモートセンシング技術を用いた衛星観測は, 広域を均質な精度で同時に観測することができるという点で地上観測よりも優れている. Ma et al. (2003a) は極軌道衛星 NOAA に搭載された AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) により観測された画像データを用いて広域の地表面エネルギーフラックスの分布を算出し, 地上観測データと矛盾のない結果を得ることができたとしている. 一方, Tanaka et al. (2001) によるとチベット高原における地表面エネルギーフラックスの日較差は非常に大きい. したがって, チベット高原の地表面から大気への熱力学的効果を定量的に評価するためには, 地表面エネルギーフラックスをチベット高原において面的に, かつその日周期変化を捉えることのできる時間解像度で見積もることが必要である. 極軌道衛星は同じ地点に1日2回しか飛来しないため, 地表面エネルギーフラックスの日変化をとらえる解析は困難であるが, 静止軌道衛星であれば日変化を解像できるだけの時間間隔で観測が行われている.

本研究では静止軌道衛星としてひまわり5号 (GMS-5: Geostationary Meteorological Satellite-5) を用い, チベット高原における地表面エネルギーフラックスの分布を算出のための手法を構築した. 地表面温度は地表面エネルギーフラックスの算出過程で最も重要な物理量である. 第2章では, 地表面温度の算出手法の構築を行った. 算出された地表面温度のデータを用いて, 第3章ではチベット高原における地表面温度の年々変化について調べた. 第4章では, 地表面エネルギーフラックスの算出手法の構築を行い, 第5章で結論と課題について述べる. なお, 本研究では GMS-5 の水蒸気チャンネルを用いて可降水量の推定を行っている (2.4.4 節) 都合上, 海拔 4,000m 以上の領域をチベット高原として定義した. また, チベット高原における地方時 (LST) は東経 90 度におけるものとした. 世界時 (UTC) との関係は $LST = UTC + 6$ 時間である.

第2章 静止軌道衛星ひまわりを用いたチベット高原における地表面温度の算出

2.1 研究背景

衛星データを用いた地球表面の温度の算出については、まず海面温度の算出アルゴリズムが確立された。海面は地表面と違い、熱容量が大きく均質かつ一様であるため、その温度分布を求めるのは地表面に比べて容易である。衛星に搭載された赤外波長帯のセンサが観測する放射輝度は、観測領域が晴れていれば海面からの放射輝度に支配される。しかし海面と衛星のセンサとの間には大気があるため、放射伝達の際にセンサの波長帯に依存した大気減衰を受ける。大気減衰の大きさは、異なる波長帯における放射輝度のデータを用い、放射輝度の差を大気減衰の差に置き換えることで見積もることができる。このようにして大気減衰の効果を除去し、海面温度を求める手法はスプリットウィンドウ法 (Split-Window Technique) と呼ばれる。海面温度の算出については極軌道衛星 NOAA を中心にした組織的な観測が行われており、海面の放射的均質性により射出率の水平分布を考慮せずとも十分な精度での算出が可能である (Prabhakara et al., 1974; McMillin, 1975; McMillin and Crosby, 1984; McClain et al., 1985; Reynolds, 1988).

一方、地表面は海面と異なり地形の起伏があるだけでなく、植生の分布も非一様で微細かつ複雑な構造をもつ。このことは単に地表面温度の空間分布を複雑にしているだけでなく、地表面における射出率の分布をも複雑にしている。したがって地表面温度の算出には、地表面の射出率の分布を考慮する必要がある。海面温度同様、地表面温度の算出も極軌道衛星 NOAA の観測データを用いての研究が数多く行われ (Price, 1984; Becker and Li, 1990; Sobrino et al., 1991; Kerr et al., 1992; Prata, 1993, 1994; Coll et al., 1994; Sobrino et al., 1994), 最近になって、静止軌道衛星を用いた地表面温度の算出の研究も行われるようになってきた (Faysash and Smith, 2000; Sun and Pinker, 2003).

本研究では静止軌道衛星 GMS-5 の可視赤外回転走査放射計 (VISSR: Visible and Infrared Spin Scan Radiometer) データを用い、スプリットウィンドウ法により地表面温度の算出を行う。図 2.1 は地表面温度算出までのデータの入出力を示したフローチャートである。スプリットウィンドウ法を用いた地表面温度算出の研究は、例えば Sobrino et al. (1996) が衛星データとして極軌道衛星 NOAA の AVHRR 画像を用いての算出を行っているが、NOAA-14/AVHRR と GMS-5/VISSR の赤外チャンネルにおける感度関数のスペクトルは異なるため (図 2.2), Sobrino et al. (1996) における算出式をそのまま用いることはできない。このことの詳細につ

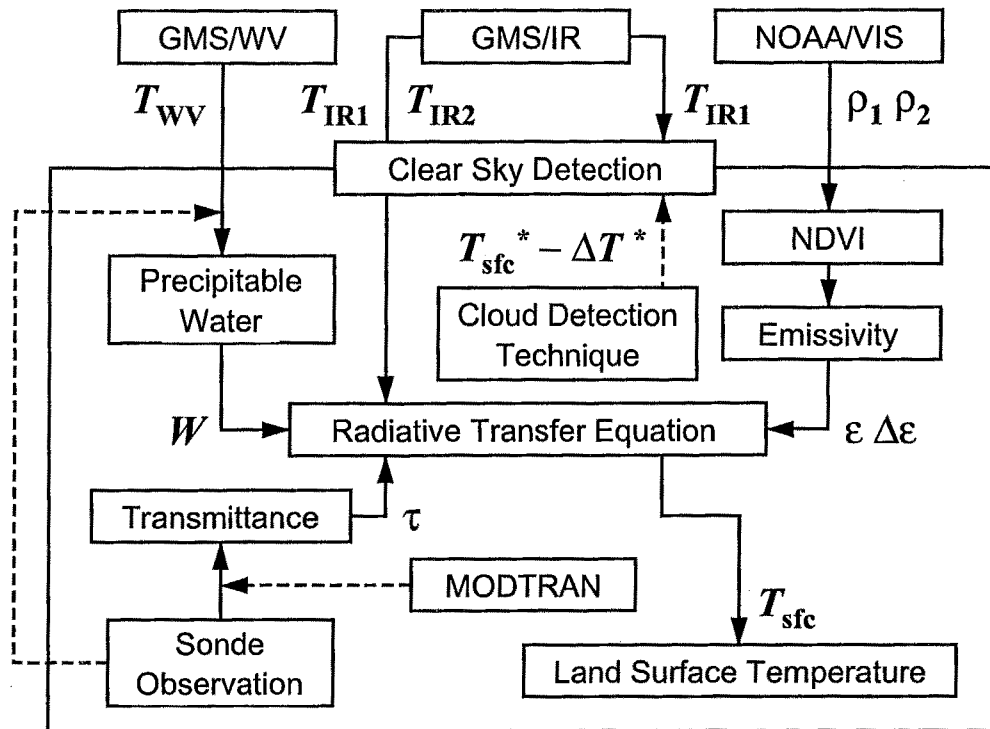


図 2.1: GMS/VISSR を用いたスプリットウィンドウ法による地表面温度算出の概念図.

いては 2.2 節のスプリットウィンドウ法の理論で述べる. 2.4 節ではスプリットウィンドウ法で地表面温度を算出するのに必要となる諸物理量の導出について述べる. 2.3 節では使用したデータについて, 2.5 節では地表面温度が算出可能となる領域を検出するための雲判別法の構築について, それぞれ述べる. 算出された地表面温度と地上観測で得られた地表面温度との比較を 2.6 節で行い, 2.7 節で本章をまとめる.

2.2 スプリットウィンドウ法による地表面温度の算出

雲による放射の散乱や減衰がないものと仮定し, 地形が平坦で植生や土壌成分などが均質な地表面における局所的な熱力学的平衡を考える. 衛星で観測される放射輝度 $I_{\nu\theta}$ は次の放射伝達方程式で表すことができる.

$$\begin{aligned} I_{\nu\theta} &= B_{\nu}(T_{\nu\theta}) \\ &= \epsilon_{\nu\theta} B_{\nu}(T_{sfc}) \tau_{\nu\theta} + R_{atm\nu\theta}^{\uparrow} + R_{ref\nu\theta} \end{aligned} \quad (2.1)$$

ν は波長, θ は衛星天頂角, B_{ν} はプランクの関数, $\epsilon_{\nu\theta}$ は地表面の射出率, T_{sfc} は地表面温度, $B_{\nu}(T_{sfc})$ は地表面の放射輝度, $R_{atm\nu\theta}^{\uparrow}$ は大気の上向き放射, $R_{ref\nu\theta}$ は地表面で反射され上向きとなって衛星に到達する大気の放射, $\tau_{\nu\theta}$ は大気の透過率である. 右辺第 1 項の $\epsilon_{\nu\theta} B_{\nu}(T_{sfc}) \tau_{\nu\theta}$ は大気による減衰を受けた地表面からの放射を示し, 第 2 項の $R_{atm\nu\theta}^{\uparrow}$ は大気からの上向き放

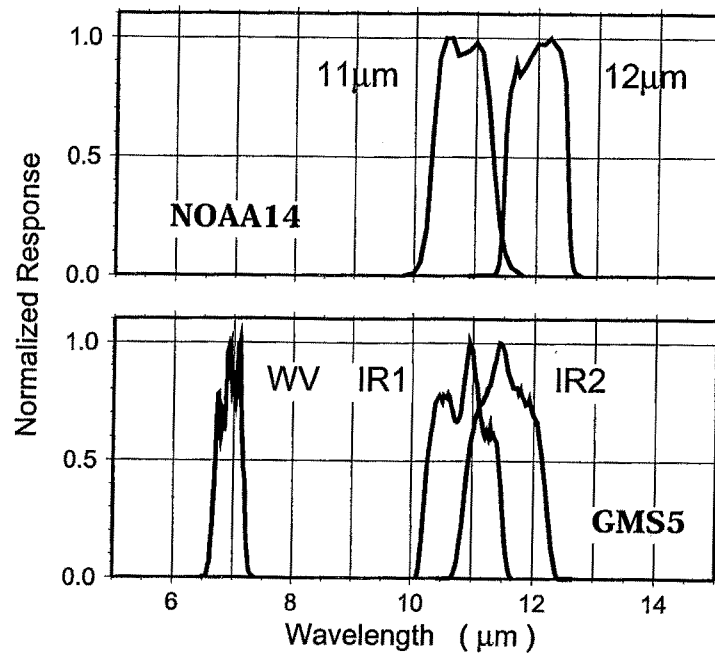


図 2.2: NOAA-14/AVHRR (上段) と GMS-5/VISSR (下段) の感度関数. 横軸は波長, 縦軸がセンサの感度である. 感度は 1 で最大, 0 で感度がないことを示す.

射, 第 3 項の $R_{\text{ref}\nu}\tau_{\nu\theta}$ は地表面で反射され上向きとなって衛星に到達する大気の放射, これらをあわせたものが放射輝度 $I_{\nu\theta}$ として衛星で観測される. GMS-5/VISSR のデータに関しては 2.3.1 節で詳しく述べるが, 高原上における GMS の 1 画素がとらえる約 10km 四方の範囲内には複雑な地形や植生の分布があることは十分考えられる. したがって, 式 (2.1) で算出される T_{sfc} は, ある程度の面積をもった領域における平均的あるいは代表的な値になることに注意しなければならない.

Sobrino et al. (1996) によると大気の上向き放射 $R_{\text{atm}\nu\theta}^{\uparrow}$ は次の式で与えられる.

$$R_{\text{atm}\nu\theta}^{\uparrow} = (1 - \tau_{\nu\theta}) B_{\nu}(T_{\text{air}\nu}) \quad (2.2)$$

ここで $T_{\text{air}\nu}$ は大気層の平均温度である. 式 (2.1) の第 3 項の $R_{\text{ref}\nu}$ は地表面の状態などに依存した非常に複雑な放射量であるがその絶対的な量は小さく, 大気からの放射が等方性であることを仮定すると, 大気からの下向き放射の半球での値 $R_{\nu(\text{hem})}^{\downarrow}$ を用いて

$$R_{\text{ref}\nu} = R_{\nu(\text{hem})}^{\downarrow} (1 - \epsilon_{\nu\theta}) / \pi \quad (2.3)$$

となる. この大気の下向き放射の半球での値は, 天頂角 $\theta = 53^{\circ}$ からで入射する放射と等価である (例えば Salby, 1996). よって,

$$R_{\nu(\text{hem})}^{\downarrow} = \pi R_{\text{atm}\nu\theta=53^{\circ}}^{\downarrow} \quad (2.4)$$

また, Kondratyev (1969) により,

$$R_{\text{atm}\nu\theta=53^\circ}^\downarrow = (1 - \tau_{\nu\theta=53^\circ}) B_\nu(T_{\text{air}\nu}) \quad (2.5)$$

である. 式(2.4), (2.5)より, 式(2.3)の $R_{\text{ref}\nu}$ は

$$R_{\text{ref}\nu} = (1 - \epsilon_{\nu\theta}) (1 - \tau_{\nu\theta=53^\circ}) B_\nu(T_{\text{air}\nu}) \quad (2.6)$$

となる. よって放射伝達方程式(2.1)は次のように変形される.

$$B_\nu(T_{\nu\theta}) = \epsilon_{\nu\theta} B_\nu(T_{\text{sfc}}) \tau_{\nu\theta} + B_\nu(T_{\text{air}\nu}) \{(1 - \tau_{\nu\theta}) + (1 - \epsilon_{\nu\theta}) (1 - \tau_{\nu\theta=53^\circ}) \tau_{\nu\theta}\} \quad (2.7)$$

式(2.7)を GMS/IR1 と GMS/IR2 に適用すると,

$$B(T_1) = \epsilon_1 B(T_{\text{sfc}}) \tau_1 + B(T_{\text{air}}) \{(1 - \tau_1) + (1 - \epsilon_1) (1 - \tau_{53^\circ}) \tau_1\} \quad (2.8)$$

$$B(T_2) = \epsilon_2 B(T_{\text{sfc}}) \tau_2 + B(T_{\text{air}}) \{(1 - \tau_2) + (1 - \epsilon_2) (1 - \tau_{53^\circ}) \tau_2\} \quad (2.9)$$

となる. T_1 や T_2 など添え字の 1, 2 はそれぞれ GMS/IR1, GMS/IR2 を示す. 式(2.8), (2.9)の右辺第2項について, それぞれ

$$a_0 = 1 - \tau_1 \tau_{53^\circ} - \epsilon_1 \tau_1 (1 - \tau_{53^\circ}) \quad (2.10)$$

$$a_1 = 1 - \tau_2 \tau_{53^\circ} - \epsilon_2 \tau_2 (1 - \tau_{53^\circ}) \quad (2.11)$$

と表記し, $a_1 \times (2.8) - a_0 \times (2.9)$ により $B(T_{\text{sfc}})$ について解くと

$$B(T_{\text{sfc}}) = \frac{a_1}{a_2} B(T_1) - \frac{a_0}{a_2} B(T_2) - \frac{a_0 a_1}{a_2} \{B(T_{\text{air}}) - B(T_{\text{air}})\} \quad (2.12)$$

となる. ただし

$$a_2 = \epsilon_1 \tau_1 (1 - \tau_2 \tau_{53^\circ}) - \epsilon_2 \tau_2 (1 - \tau_2 \tau_{53^\circ}) \quad (2.13)$$

である. 次にプランクの関数を T_1 の近傍でテーラー級数に展開する. 2次以降の高次の項を無視すると,

$$B(T) = B(T_1) + (T - T_1) \frac{\partial B(T_1)}{\partial T} \quad (2.14)$$

となる. これを(2.12)に代入すると,

$$T_{\text{sfc}} = T_1 + \frac{a_0}{a_2} (T_1 - T_2) - \left(1 + \frac{a_0 - a_1}{a_2}\right) L_1 - \frac{a_0 a_1}{a_2} (T_{\text{air}} - T_{\text{air}}) \quad (2.15)$$

が得られる. ただし,

$$L_1 = B(T_1) / \left[\frac{\partial B(T)}{\partial T} \right]_{T_1} \approx \frac{T_1}{4.667} \quad (2.16)$$

とする (Sobrino et al., 1996). また式(2.15)の右辺各項の係数は,

$$\frac{a_0}{a_2} = \frac{1 - \tau_1}{\tau_1 - \tau_2} + \frac{1 - \tau_1 \tau_{53^\circ}}{\tau_1 - \tau_2} \left[\frac{(1 - \epsilon_1) (\tau_1 - \tau_2) - \Delta \epsilon \tau_2 (1 - \tau_1)}{\epsilon_1 (\tau_1 - \tau_2) + \Delta \epsilon \tau_2 (1 - \tau_1 \tau_{53^\circ})} \right] \quad (2.17)$$

$$1 + \frac{a_0 - a_1}{a_2} = \frac{(1 - \epsilon_1) \tau_{53^\circ} (\tau_1 - \tau_2) - \Delta \epsilon \tau_{53^\circ} \tau_2 (1 - \tau_1)}{\epsilon_1 (\tau_1 - \tau_2) + \Delta \epsilon \tau_2 (1 - \tau_1 \tau_{53^\circ})} \quad (2.18)$$

$$\frac{a_0 a_1}{a_2} = \frac{a_0}{a_2} [(1 - \tau_2) + \tau_2 (1 - \tau_{53^\circ}) \{(1 - \epsilon_1) + \Delta \epsilon\}] \quad (2.19)$$

であり, ϵ , $\Delta\epsilon$ は

$$\begin{aligned}\epsilon &= \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}, \\ \Delta\epsilon &= \epsilon_1 - \epsilon_2\end{aligned}\quad (2.20)$$

である. $\Delta\epsilon \approx 0$ であるので $\epsilon_1(\tau_1 - \tau_2) + \Delta\epsilon\tau_2(1 - \tau_1\tau_{53^\circ}) \approx \epsilon_1(\tau_1 - \tau_2)$ となる. よって,

$$\frac{a_0}{a_2} \approx \alpha_0 + \alpha_1(1 - \epsilon_1) - \alpha_0\alpha_1\tau_2\Delta\epsilon \quad (2.21)$$

$$1 + \frac{a_0 - a_1}{a_2} \approx \tau_{53^\circ}(1 - \epsilon_1) + \alpha_0\Delta\epsilon\tau_{53^\circ}\tau_2 \quad (2.22)$$

$$\frac{a_0\alpha_1}{a_2} \approx \alpha_0(1 - \tau_2) \quad (2.23)$$

となり,

$$\alpha_0 = \frac{1 - \tau_1}{\tau_1 - \tau_2} \quad (2.24)$$

$$\alpha_1 = \frac{1 - \tau_1\tau_{53^\circ}}{\tau_1 - \tau_2} \quad (2.25)$$

である. 以上より, 式(2.15)は,

$$T_{\text{sfc}} = T_1 + A(T_1 - T_2) - B - C(1 - \epsilon) - D\Delta\epsilon \quad (2.26)$$

となり, それぞれの係数は

$$A = \alpha_0 \quad (2.27)$$

$$B = \alpha_0(1 - \tau_2)(T_{1\text{air}} - T_{2\text{air}}) \quad (2.28)$$

$$C = \alpha_1(T_1 - T_2) + \tau_{53^\circ}\frac{T_1}{4.667} \quad (2.29)$$

$$D = \tau_2\alpha_0B_1 \quad (2.30)$$

となる. 式(2.26)は, 係数 A , B , C , D , すなわち ϵ , $\Delta\epsilon$, τ_1 , τ_2 , τ_{53° , $(T_{1\text{air}} - T_{2\text{air}})$ が既知であれば, 地表面温度 T_{sfc} が輝度温度 T_1 と T_2 で算出できることを示している.

2.3 データ

2.3.1 GMS-5/VISSR

GMS-5は1995年3月18日に打ち上げられた. 同年6月13日にGMS-4からの引継ぎを行い, 東経140度の赤道上空およそ36,000kmの静止軌道からの観測を開始した. 搭載されている計測器VISSRの観測方法であるが, まずセンサを北極の方向に向け, 毎分100回の回転により地球を西から東の方向へ走査する. 1回転ごとに1ステップだけ南極の方向へ移動し, これを2,500ステップ繰り返して球全体をとらえる. このスキャンに25分, システムの初期化等

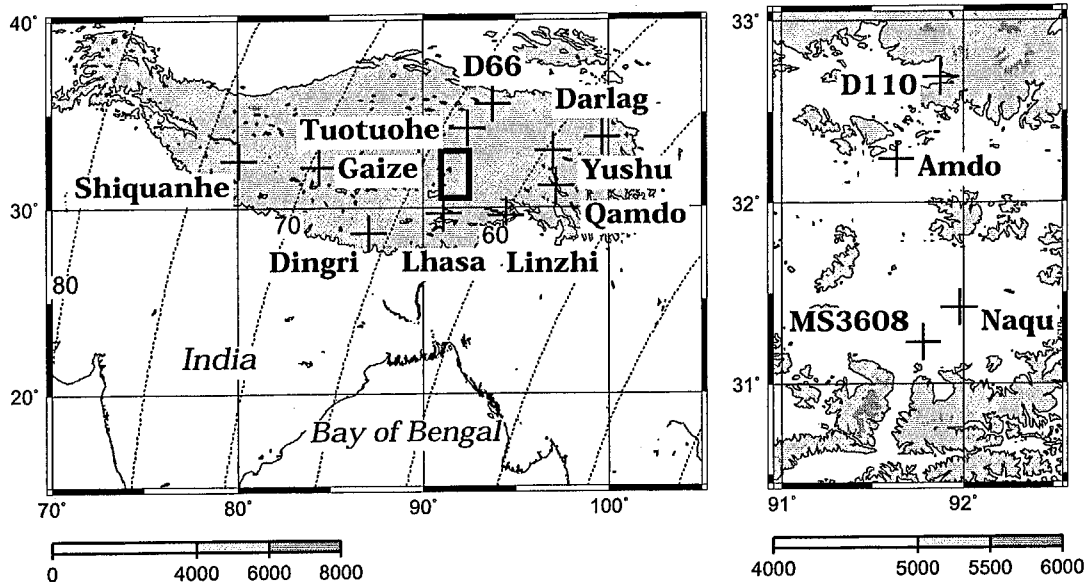


図 2.3: チベット高原における GAME/Tibet 観測地点の分布 (左図). 点線は GPS への衛星天頂角の等値線. 海拔 4,000m 以上の領域は灰色で示されている. 図中の太線で囲まれた部分は GAME/Tibet 強化観測領域であり, 右図はその拡大図である. 右図では海拔 5,000m 以上の領域は灰色で示されている.

に 5 分を要するので, GPS の観測時間の間隔は最短で 30 分である. 実際には 1 時間間隔の観測が行われ, 05UTC, 11UTC, 17UTC, 23UTC には 1 時間に 2 回の観測を行う. 後継機の運輸多目的衛星 MTSAT (Multi-functional Transport Satellite) の打ち上げ遅延から, 設計寿命の 5 年が経過した後も観測を継続, 老朽化のため南半球高緯度地方の走査を制限するなどの処置がとられたが, 2003 年 5 月 22 日に GOES-9 (Geostationary Operational Environmental Satellite-9) に移行するまで約 8 年間, 日本をはじめとするアジア・オセアニア地域に衛星画像を提供してきた.

GPS-5/VISSR は 4 つの異なる波長帯のセンサで構成されている, これらは可視 (0.55–0.90 μm), 水蒸気 (GPS/WV, 6.5–7.0 μm), 赤外 1 (GPS/IR1, 10.5–11.5 μm), 赤外 2 (GPS/IR2, 11.5–12.5 μm) の 4 チャンネルであり, 可視チャンネルは 64 階調, 水蒸気および赤外チャンネルは 256 階調の放射解像度を持つ. また, 走査線 1 本あたりの幅は衛星直下地点では 5km に相当し, これを可視チャンネルでは 4 個, 水蒸気および赤外チャンネルでは 1 個の素子で検出するので, 衛星直下地点における空間解像度は可視チャンネルで 1.25km, 水蒸気および赤外チャンネルで 5km となる. 空間解像度は衛星直下地点から離れるほど粗くなり, 水蒸気および赤外チャンネルでは日本付近において約 7km, チベット高原西部になると約 10km になる.

本研究では, 京都大学防災研究所で受信された画像データを, 幾何補正情報をもとに緯度経度 0.1 度間隔の格子データに画像ナビゲーションを行い, キャリブレーションテーブルをもとに輝度階調値を輝度温度に変換したものを地表面温度算出のために使用した. データの期間は 1998 年 1 年間であり, 1 時間毎のデータを用意した.

Observation				Surface	Sonde
Station Name	Latitude	Longitude	Altitude	Obs.	Obs.
D66	33.5°N	93.8°E	4,600m	○ ¹	
Tuotuohe	34.2°N	92.4°E	4,535m	○ ¹	△
D110	32.7°N	91.9°E	5,070m	○ ¹	
MS3608	31.2°N	91.8°E	4,610m	○ ¹	
Amdo	32.2°N	91.6°E	4,700m	△	△ ²
Shiquanhe	32.5°N	80.1°E	4,279m	○	△
Gaize	32.1°N	84.4°E	4,416m	○	△
Naqu	31.5°N	92.1°E	4,508m		△
Lhasa	29.7°N	91.1°E	3,650m		△
Dingri	28.6°N	87.1°E	4,300m		△
Yushu	33.0°N	97.0°E	3,682m		△
Darlag	33.8°N	99.7°E	3,968m		△
Qamdo	31.2°N	97.2°E	3,307m		△
Linzhi	29.6°N	94.5°E	3,007m		△

表 2.1: GAME/Tibet 期間中において地上観測, ソンデ観測が実施された地点の地理情報およびデータ取得期間の一覧. ○は1998年1年間のデータがあることを, △は1998年5月から9月までデータがあることを示す. また○¹は2.5節で雲判別法の構築のために, △²は2.4.2節の大気透過率, 2.4.3節の大気温度, 2.4.4節の可降水量の導出のために用いたことを示す.

2.3.2 NOAA-14/AVHRR

アメリカ合衆国の国立海洋大気庁 (NOAA: National Oceanic and Atmospheric Administration) の極軌道衛星 NOAA-14 は 1994 年 12 月 30 日に打ち上げられた. NOAA-14/AVHRR は 5 つの異なる波長帯のセンサで構成されている, すなわち可視の 1 チャンネル (0.58–0.68 μm), 2 チャンネル (0.725–1.1 μm), 赤外の 3 チャンネル (3.55–3.93 μm), 4 チャンネル (10.3–11.3 μm), 5 チャンネル (11.5–12.4 μm) であり, 可視チャンネルは 512 階調, 赤外チャンネルは 1,024 階調の放射解像度を持つ.

AVHRR の走査幅は衛星軌道を中心に 2,600km であり, 衛星軌道によっては一度の観測でチベット高原全体をとらえることができない場合がある. さらに NOAA は極軌道衛星であるため, 同一地点を 1 日に最大 2 回までしか観測することができず, データは等時間間隔で存在しない. このため 2.5 節で雲判別法を構築する場合を除き, AVHRR から算出される物理量は月平均した値を適用した. 一方, 衛星直下地点における空間解像度は可視チャンネルで 0.5km, 赤外チャンネルで 1.0km と高い分解能を持つ. 2.5 節の雲判別法の構築には緯度経度 0.01 度間隔の, 2.4 節の地表面温度の算出に必要な諸物理量の導出には GMS と同じ緯度経度 0.1 度間隔にそれぞれアップスケールしたものをを用いた. なお, データは NOAA のウェブサイト <http://www.saa.noaa.gov> から入手した.

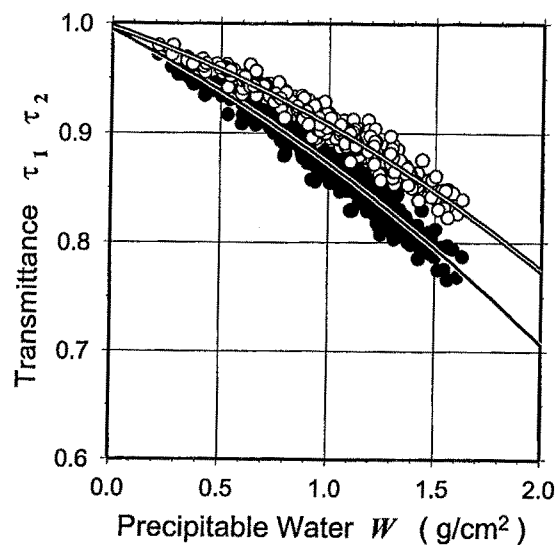


図 2.4: 可降水量が変化したときの大気透過率の変化. ○は GMS/IR1(τ_1), ●は IR2(τ_2) について, センサの波長帯および感度関数を考慮した MODTRAN による放射伝達の計算結果で, 実線は 2 次の回帰曲線.

2.3.3 GAME/Tibet 観測データ

GAME/Tibet では, チベット高原における大気陸面相互作用の定量的評価を目的として, 土壌水分量や地中温度プロファイルの計測, 接地境界層のプロファイル観測, 放射収支観測, 乱流観測などが実施された. AWS など観測地点の分布を図 2.3 に示す. 本章では AWS に取り付けられた放射温度計のデータを地表面温度のグラントゥルスとして用いた. 2.5 節の雲判別法の構築には D66, Tuotuohe, D110, MS3608 を, 2.6 節の GMS から算出した地表面温度との比較にはこれらの地点に加えて Amdo, Shiquanhe, Gaize のデータも用いた. データの期間や観測地点の詳細などについては表 2.1 に示した. また集中観測期間中には Amdo においてラジオゾンデによる高層気象観測が実施された. 2.4.2 節の大気透過率, 2.4.3 節の大気温度の導出では放射伝達の計算を行っているが, この計算に必要なモデル大気として Amdo にゾンデ観測データを用いた. 2.4.4 節では GMS/WV により可降水量の分布を求めている. その際の可降水量の観測値を算出するためにも Amdo のゾンデ観測データを用いた. また, GMS/WV による可降水量の算出が正確に行われているのかを調べるために Amdo 以外の観測地点のゾンデ観測データを用いた.

2.4 地表面温度算出に必要な諸物理量

本節では式 (2.26) を用いて地表面温度を算出するのに必要な地表面の射出率 ϵ , $\Delta\epsilon$, 係数 $A \sim D$ について述べる. 式 (2.27)~式 (2.30) より係数 $A \sim D$ は大気透過率 τ , 大気層の平

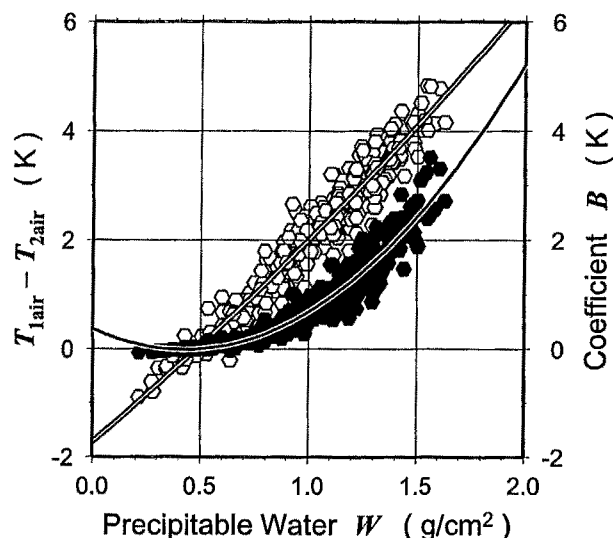


図 2.5: 可降水量が変化したときの, ○は GMS/IR1, IR2 における大気温度の差 ($T_{1air} - T_{2air}$) を, ●は式 (2.26) 中の係数 B の変化を示す. 実線は 2 次の回帰曲線.

均温度 T_{air} の関数であるため, まずこれらの算出方法について述べた後, 衛星天頂角と可降水量の関数として決定する.

2.4.1 地表面の射出率 ϵ , $\Delta\epsilon$

Sobrino and Raissouni (2000) では NOAA/AVHRR の可視チャンネルのスプリットウィンドウを用いて, 正規化植生指標 (NDVI: Normalized Difference Vegetation Index) を算出し, NDVI の値に応じて ϵ , $\Delta\epsilon$ を推定している. GMS-5 にも可視チャンネルはあるが, NOAA のようにスプリットウィンドウにはなっていないため, NDVI を導出することはできない. しかし, NDVI の日変化量は季節変化に比べれば無視できるほど小さいので, 1 時間毎に算出を行う必要はなく, 極軌道衛星の NOAA でも十分代用することは可能である. NDVI は,

$$NDVI = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \quad (2.31)$$

であり, ρ_1 , ρ_2 はそれぞれ AVHRR の可視 1 チャンネル, 2 チャンネルであるの反射強度である.

Sobrino and Raissouni (2000) によれば NDVI が 0.5 以上で十分な植生がある (fully vegetated) とし, ϵ , $\Delta\epsilon$ は,

$$\begin{aligned} \epsilon &= 0.99, \\ \Delta\epsilon &= 0. \end{aligned} \quad (2.32)$$

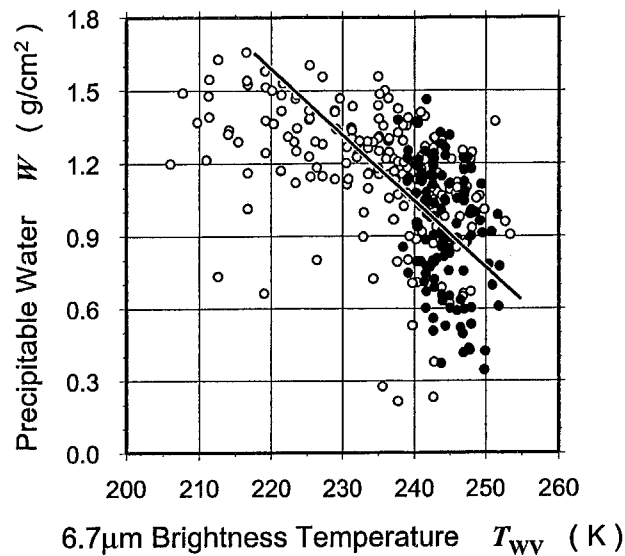


図 2.6: Amdo における GMS/WV 輝度温度 (横軸) とゾンデ観測から求めた可降水量 (縦軸) の分布。●は晴天, ○は曇天のときのデータであることを示す。雲判別については 2.5 節を参照。実線は晴天のときのデータのみから導出した回帰直線。

で与えられるとしている。また 0.2 未満を裸地 (bare soil) とし、可視 1 チャンネルの反射強度を用いて、

$$\begin{aligned}\epsilon &= 0.098 - 0.042\rho_1, \\ \Delta\epsilon &= -0.003 - 0.029\rho_1\end{aligned}\quad (2.33)$$

で与えている。NDVI が 0.2 以上 0.5 未満の場合は植生があるところと裸地が混在している (mixed) として、植生被覆率 (f_c , fractional vegetation cover) を用いて、

$$\begin{aligned}\epsilon &= 0.971 + 0.018f_c, \\ \Delta\epsilon &= 0.006 - (1 - f_c)\end{aligned}\quad (2.34)$$

で与える。 f_c は Carlson and Ripley (1997) より、NDVI を用いて、

$$f_c = \left(\frac{\text{NDVI} - \text{NDVI}_{\min}}{\text{NDVI}_{\max} - \text{NDVI}_{\min}} \right)^2 \quad (2.35)$$

で算出する。

2.4.2 大気の透過率 $\tau_1, \tau_2, \tau_{53^\circ}$

大気の透過率は気体の鉛直プロファイルに依存して変動するが、赤外波長帯では水蒸気による放射の減衰が支配的である。水蒸気以外の気体の時空間的な変動は水蒸気に比べると小

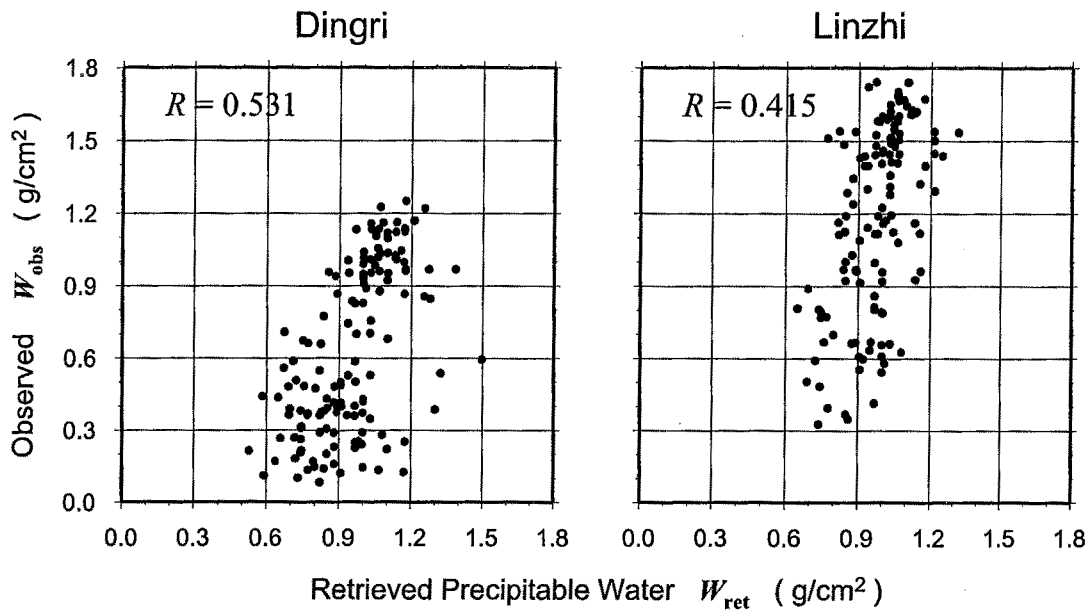


図 2.7: 式 (2.36) より GMS/WV 輝度温度から推定した可降水量 (横軸) とゾンデ観測から算出した可降水量 (縦軸) との分布. 左は Dingli, 右は Linzhi. 図中の R は相関係数.

さく, その大気の透過率への影響は相対的に無視できる. よって平均的な大気組成気体の鉛直プロファイルに加え, 水蒸気の鉛直プロファイルの時空間的な変動がわかれば, 大気の透過率は求まる. Sobrino et al. (1996) をはじめ多くの研究者は, 大気の透過率を水蒸気の鉛直プロファイルの積分量である可降水量の関数として導出している. 水蒸気の鉛直プロファイルの時空間分布を GMS から求めるのは困難であるが, 可降水量ならば GMS/WV を用いて推定することができる. これについては 2.4.4 節で説明する.

大気の透過率の計算には放射伝達モデル MODTRAN (Berk et al., 1989) を用いる. 気圧, 気温, 湿度の鉛直プロファイルは Amdo におけるゾンデデータを, その他の気体については中緯度の平均的なプロファイルを与え, 図 2.2 に示した GMS の感度関数を考慮した上で放射伝達を計算し大気の透過率を可降水量の関数として回帰的に求める. 図 2.4 は可降水量 W に対する τ_1 と τ_2 の値の分布を示している. 可降水量が大きくなればなるほど, すなわち水蒸気量が多くなればなるほど大気の透過率は低くなる. また τ_1 よりも τ_2 の方が低く, 可降水量が大きいほどその差は顕著になる. この結果に基づき, 大気の透過率は GMS/WV から推定した可降水量を用いて算出する.

2.4.3 大気温度 T_{1air} , T_{2air}

Sobrino et al. (1996) によれば可降水量が 2.0g/cm^2 未満の場合、衛星天頂角が小さいところでの大気温度の差 ($T_{4air} - T_{5air}$) は、無視できるほど小さい。ここでの T_{4air} , T_{5air} は、それぞれ NOAA/AVHRR の 4 チャンネル, 5 チャンネルのセンサが大気からの放射のみを観測したときの輝度温度であり, T_{1air} , T_{2air} をそれぞれ GMS/IR1, IR2 のそれとすると, ($T_{4air} - T_{5air}$) は ($T_{1air} - T_{2air}$) に相当する。よって ($T_{1air} - T_{2air}$) を含む係数 B は可降水量が 2.0g/cm^2 を越える場合にのみ考慮すればよいので, Ma et al. (2003a) ではチベット高原の大気が可降水量で 2.0g/cm^2 未満と乾燥していることに着目し, 地表面温度を導出する際にこの項の値を 0 とし扱っていた。

一般に地表面からの放射が大気層を通過する距離が長くなればなるほど, 大気層による放射の減衰が大きくなり, 衛星により観測される放射輝度が弱くなる。チベット高原から GMS への衛星天頂角は 50 度以上であるので (図 2.3), NOAA に比べると相対的に大気による減衰, 赤外チャンネルでは水蒸気による減衰が大きくなる。したがって可降水量が 2.0g/cm^2 未満の場合でも, ($T_{1air} - T_{2air}$) が大きくなる可能性がある。そこで 2.4.2 節で大気の透過率を求めたときと同様に, MODTRAN により放射伝達を計算し, 衛星が観測する放射輝度を大気の透過率および GMS の感度関数 (図 2.2) などを考慮して求め, プランクの関数を用いて T_{1air} および T_{2air} を算出した。図 2.5 は可降水量に対する ($T_{1air} - T_{2air}$) とこれを含む係数 B の分布を示している。水蒸気による大気減衰の差に起因して, T_{1air} の方が T_{2air} よりも高くなる傾向があり, 可降水量が大きいほどその差は顕著になる。GMS の場合は可降水量が 2.0g/cm^2 未満の場合についても係数 B を見積もる必要があることがわかる。

2.4.4 可降水量

これまで述べてきたように, 地表面温度の算出に必要な大気透過率 (2.4.2 節), 大気温度 (2.4.3 節) の導出には可降水量の分布が必要不可欠である。ところで GMS/WV は 300hPa から 600hPa の大気層からの水蒸気量に感度がある。したがって大気層の中で最も多く存在する下部対流圏の水蒸気量を見積もることができない。しかしチベット高原の平均海拔高度は 4,000m であり, これは 500hPa 前後に相当する。これらの特性に着目し, Yatagai (2001) では GMS/WV が高原上の可降水量の情報を持っていることを示した。図 2.6 は Amdo における GMS/WV の輝度温度とゾンデ観測データから求めた可降水量との相関を示す散布図である。黒は晴天時, 白は曇天時のデータであり, 晴天時における両者の相関係数は -0.5233 であった。また図中の回帰直線は晴天時のデータから算出したものであり, GMS/WV の輝度温度を $T_{WV}[\text{K}]$ とすると, 可降水量 $W_{ret}[\text{g/cm}^2]$ は

$$W_{ret} = 0.1(-0.273 T_{WV} + 75.9) \quad (2.36)$$

で推定できる。この回帰式による推定の正確さを調べるために, 他のゾンデ観測地点において実測値と比較を行ったのが図 2.7 であり, 両者の相関係数は 0.5 前後であった。この回帰式 (2.36) を用いて GMS/WV からチベット高原上の可降水量の分布を求める。

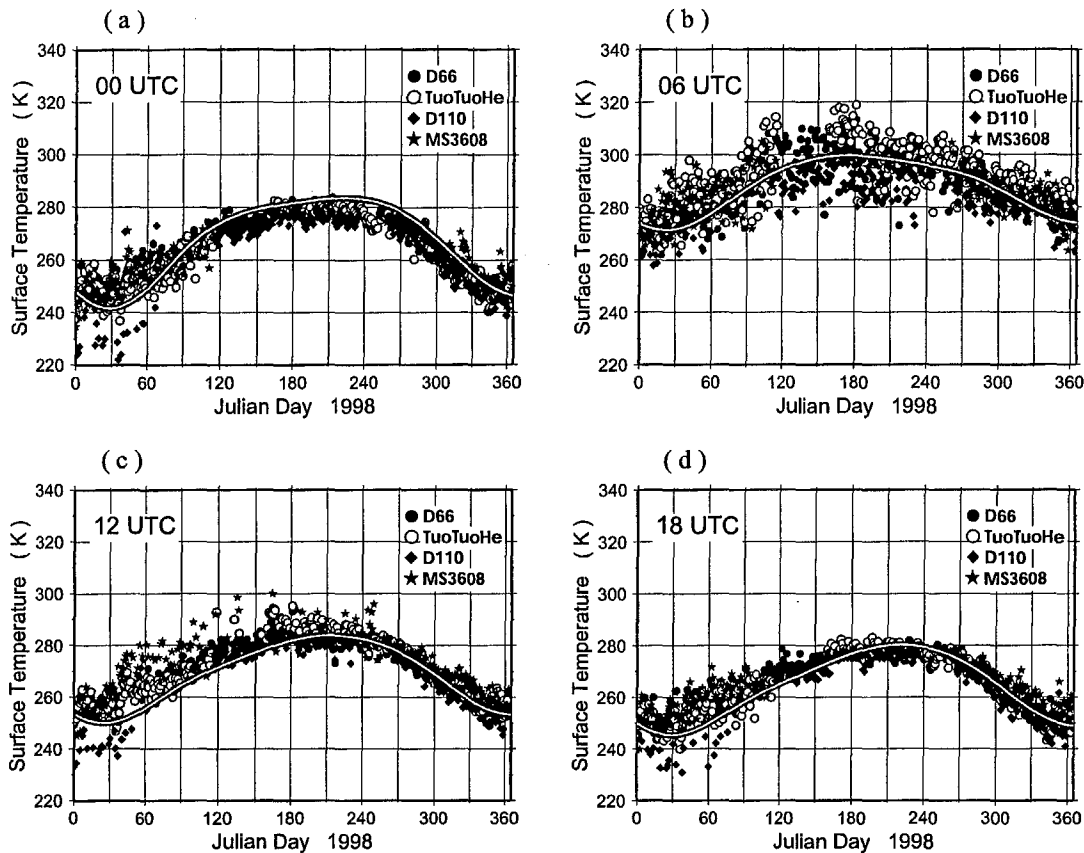


図 2.9: AWS で観測された地表面温度のコンポジット, 1 時間毎に算出したうちの 00,06,12,18UTC. 横軸は DOY(day of year) で 1 が 1 月 1 日を, 365 が 12 月 31 日であり, 縦軸は地表面温度で, ●が D66, ○が Tuotuohe, ◆が D110, ★が MS3608 をそれぞれ示す. 実線は 4 地点のコンポジットデータをフーリエ変換し, その年周期の変動成分を抽出した回帰曲線.

2.5 雲判別法

衛星データから地表面温度を求める上で前提となるのが, 地表面からの放射を, すなわち雲に覆われていない領域からの放射を捉えていることである. つまり雲に覆われている領域の地表面温度は求めることができない. したがって, 地表面温度を計算する前処理として, 雲に覆われている領域を対象から除外することが必要になる. 本節では, その雲判別法について述べる.

2.5.1 可視波長帯を用いた雲判別法

可視波長帯を用いた雲判別法は, 雲頂のアルベドは地表面のアルベドより高いことを利用する. あらかじめ可視波長帯の反射強度にある閾値を定め, その閾値よりも強い反射強度を

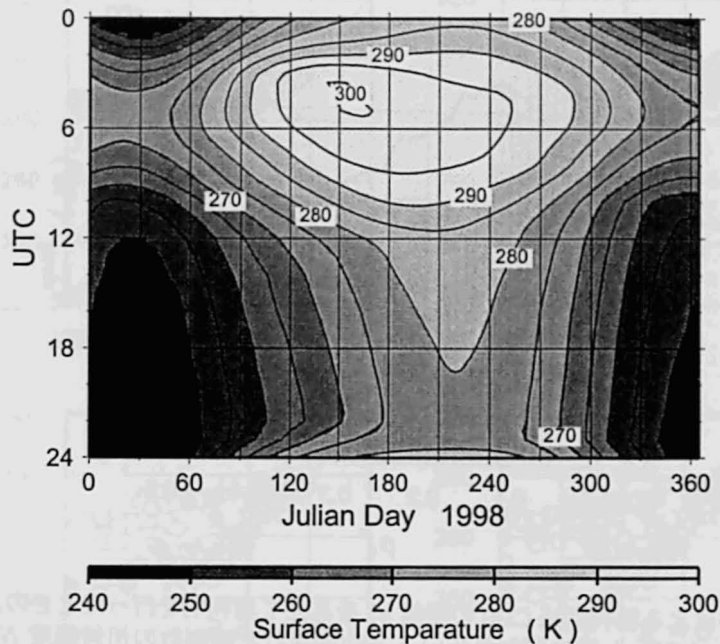


図 2.10: AWS で観測された地表面温度の DOY-UTC コンポジット. 図 2.9 のフーリエ変換による回帰曲線を 1 時間毎に求め, 縦軸方向に並べて平滑化させた.

もつ領域を雲として検出する, すなわち

$$\begin{aligned} \rho_1 > \rho_1^* & : \text{cloudy} \\ \rho_1 \leq \rho_1^* & : \text{cloud free} \end{aligned} \tag{2.37}$$

ここで, ρ_1 は AVHRR の可視 1 チャンネルの反射強度, ρ_1^* はその閾値である. 以降, この判別法を CD0 (Cloud Detection 0) とする. しかし CD0 では, 地表面を雪氷が覆っている場合, 雪氷のアルベドは雲と同程度であるので, 両者を区別するのは難しい. さらに可視波長帯であるがゆえに, 太陽の入射光のない夜間にはこの判別法は使えない. そこで, 昼夜を問わずデータが使用できる赤外波長帯を用いての判別法を考える必要がある. また, Ueno et al. (2001), Shimizu et al. (2001), Uyeda et al. (2001) によると, チベット高原上では夜間にもかなりの頻度で層状の雲が発達していることがわかっているため, 雲の判別に際してはこれに注意する必要がある.

2.5.2 赤外波長帯を用いた雲判別法 (固定閾値法)

これまで提案されている赤外波長帯を用いた雲判別法は, 地表面に比べて雲頂は温度が低いことを利用する. あらかじめ赤外波長帯の輝度温度にある閾値を定め, その閾値よりも低い輝度温度をもつ領域を雲として検出する, すなわち

$$\begin{aligned} T_{IR1} < T_{IR1}^* & : \text{cloudy} \\ T_{IR1} \geq T_{IR1}^* & : \text{cloud free} \end{aligned} \tag{2.38}$$

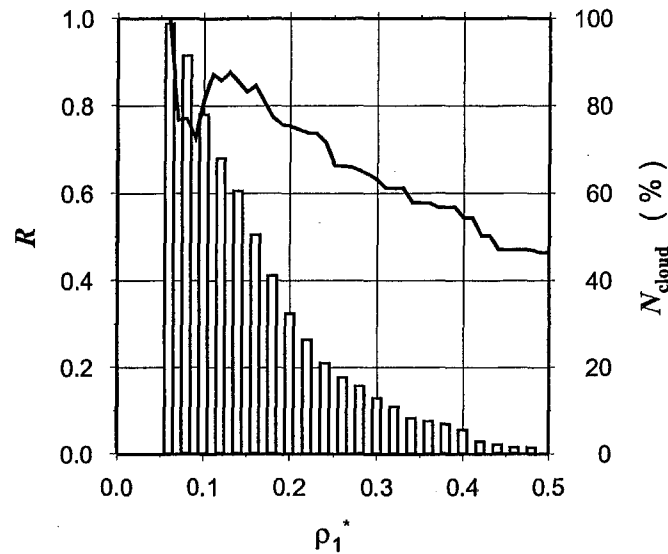


図 2.11: 可視波長帯による雲判別法 CD0 の閾値 ρ_1^* を与えて雲判別を行ったときの, Tuotuohe における相関係数 R (実線, 左軸) と雲に覆われていると判別された観測数の相対頻度 N_{cloud} (棒グラフ, 右軸). 相関係数 R は Tuotuohe における地表面温度の観測値と, 地表面からの放射であると判別されたときの AVHRR の赤外 4 チャンネルの輝度温度とのものである.

ここで, T_{IR1} は GMS/IR1 の輝度温度, T_{IR1}^* はその閾値である. この方法は雲判別法というよりは, むしろ対流活動の強度を求める方法として多くの研究者が利用してきた. 例えば Nitta and Sekine (1994) では, 対流活動度 I_C を

$$\begin{aligned} I_C &= T_{\text{IR1}}^* - T_{\text{IR1}} & : & T_{\text{IR1}} < T_{\text{IR1}}^* \\ I_C &= 0 & : & T_{\text{IR1}} \geq T_{\text{IR1}}^* \end{aligned} \quad (2.39)$$

と定め, I_C の値が大きければその領域では活発な対流活動があるとしている. 熱帯における対流活動の強度を調べるために, Nitta and Sekine (1994) では $T_{\text{IR1}}^* = 250\text{K}$ としている. これは熱帯における平均的な大気温度プロファイルを考えたとときに, 250K がおよそ 400hPa 高度の温度に相当するためである. したがって, $I_C \geq 0$ の領域は雲頂温度が 250K 以下, すなわち雲頂高度が約 400hPa 以上の雲に覆われていることを意味する. チベット高原においては Ueno (1997) が $T_{\text{IR1}}^* = 240\text{K}$ としてモンスーン季の対流活動度を見積もっている. 以降, $T_{\text{IR1}}^* = 240\text{K}$ のときのこの判別法を CD1 とする. 可視光ではなく熱放射の感度を利用したこの判別法は, 太陽光のない夜間でも雲の検出が可能である.

Tanaka et al. (2001) によれば, チベット高原では 240K 以下の低い地表面温度が冬季の夜間に観測されている. 閾値の T_{IR1}^* を高く設定すれば, このような低い地表面温度の領域は雲に覆われている領域として扱われてしまう. 逆に閾値を低く設定すれば, 低い地表面温度の誤判定が減るものの, 雲頂高度の低いすなわち雲頂温度の高い雲を検出できない可能性がある. 図 2.9 は D66, Tuotuohe, D110, MS3608 で観測された地表面温度を 1 時間毎にコンポジットしたものである. このコンポジットしたデータから季節変化成分を抽出し, DOY-UTC 図にしたものが図 2.10 である. 図 2.10 の横軸方向は季節変化を示し, 年較差は 05UTC で 41K が最大

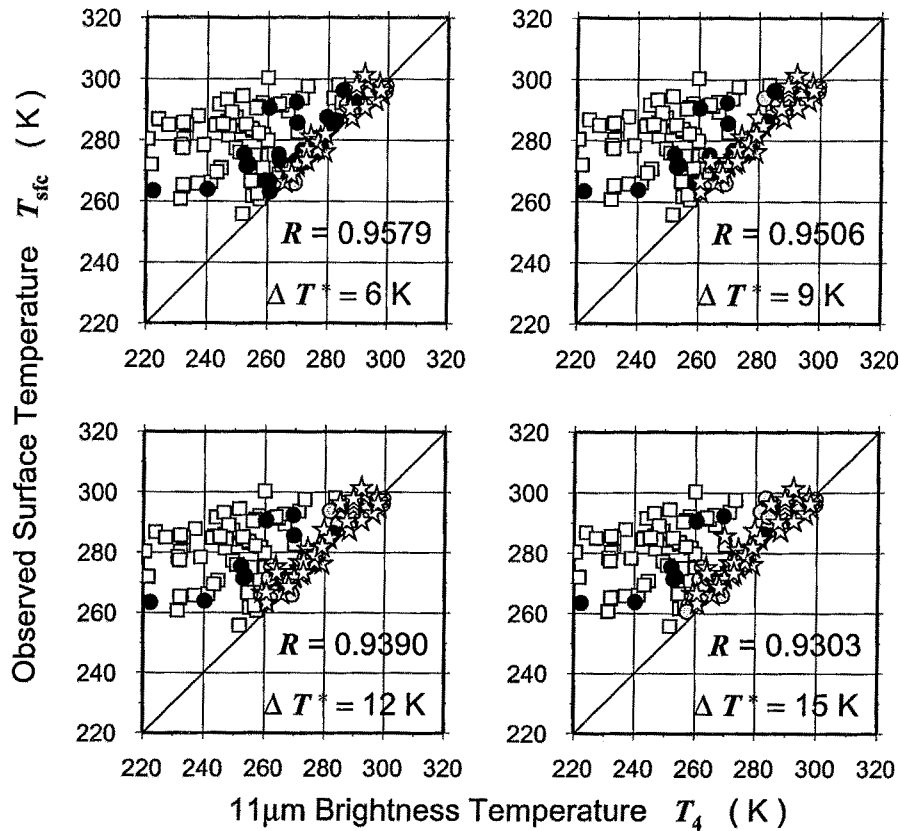


図 2.12: 雲判別法 CD2 の閾値 ΔT^* を与えて雲判別を行ったときの、D110 における AVHRR の赤外 4 チャンネルの輝度温度 (横軸) と AWS で観測された地表面温度 (縦軸)。☆は CD0, CD2 とともに地表面からの放射と判別された場合、□はともに雲からの放射と判別された場合、○は CD0 で雲からの放射、CD2 で地表面からの放射と判別された場合、●はその逆の場合をそれぞれ示す。図中の R は CD0, CD2 とともに地表面からの放射と判別された場合についての D110 における地表面温度の観測値と AVHRR の赤外 4 チャンネルの輝度温度との相関係数である。

である。また縦軸方向は日変化を示し、日較差は 5 月から 6 月にかけてが最大で 32K に達する。したがって極端な場合、同じ 250K の輝度温度でも、季節が夏または時間が昼ならば雲頂温度である可能性が高いし、冬または夜ならば地表面温度である可能性もある。したがって、地表面温度の日較差および年較差が非常に大きいチベット高原において、閾値 T_{IR1}^* を固定した雲判別法では、過不足なく雲の領域を検出することは難しい。

2.5.3 赤外波長帯を用いた雲判別法 (変動閾値法)

2.5.2 節より、赤外波長帯を用いた固定閾値による雲判別法では、地表面温度の年較差や日較差が大ききチベット高原上の雲の検出は不十分であるといえる。そこで、地表面温度の季節変化および日変化を反映し閾値を時間の関数として与えるような雲判別法を考える。すな

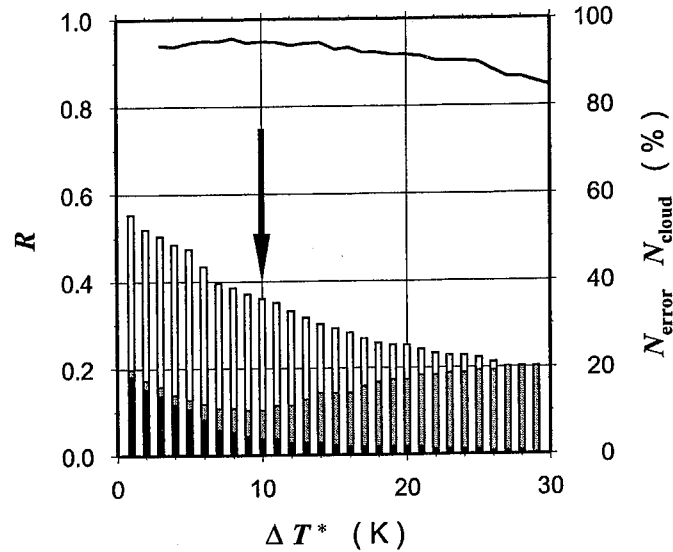


図 2.13: 雲判別法 CD2 の閾値 ΔT^* を与えて雲判別を行ったときの, D110 における相関係数 R (実線, 左軸) と雲からの放射と判別された観測数の相対頻度 N_{cloud} (白色棒グラフ, 右軸). 雲からの放射と判別された観測数のうち, CD0 が雲からの放射, CD2 が地表面からの放射と判別された観測数の相対頻度を灰色, その逆を黒色の棒グラフで示した. 灰色と黒色のグラフの和が異なる判別結果が出た観測数 N_{error} で, 矢印の部分は N_{error} がその観測数が極小になっているところを示す. また相関係数 R は, CD2 により地表面からの放射と判別されたときの D110 における地表面温度の観測値と, AVHRR の赤外 4 チャンネルの輝度温度とのものである.

わち,

$$\begin{aligned} T_{\text{IR1}} < T_{\text{IR1}}^* (\text{DOY, UTC}) &: \text{cloudy} \\ T_{\text{IR1}} \geq T_{\text{IR1}}^* (\text{DOY, UTC}) &: \text{cloud free} \end{aligned} \quad (2.40)$$

と定め, 閾値 $T_{\text{IR1}}^* (\text{DOY, UTC})$ は DOY と UTC で決まる値とする. この閾値には地表面温度の時間変化を反映させるため, 図 2.10 で求めた地表面温度を $T_{\text{sfc}}^* (\text{DOY, UTC})$ として,

$$T_{\text{IR1}}^* (\text{DOY, UTC}) = T_{\text{sfc}}^* (\text{DOY, UTC}) + \Delta T^* \quad (2.41)$$

で与える. ΔT^* は定数であり, 式 (2.40) は地表面温度 $T_{\text{sfc}}^* (\text{DOY, UTC})$ より更に ΔT^* だけ低い温度を閾値とし, その温度よりも低い輝度温度 T_{IR1} の領域を雲として検出すると解釈することができる. この雲判別法を CD2 とし, ΔT^* は次のようにして決定する. まず, AVHRR の可視 1 チャンネルの反射強度のデータを用いて CD0 により雲判別を行い, その判別結果を正しいとする. 次に, ΔT^* を適当に与えて雲判別を行い, CD0 との判別誤差が最も小さくなるところで決定する.

最初に, CD0 の閾値 ρ_1^* を決める. CD0 によって雲の判別が的確にできているかどうかは, 地表面温度の観測値とその観測地点を含む赤外画像の画素が地表面からの放射であると判別されたときの輝度温度との相関係数で判断する. 地表面からの放射をとらえていれば, 輝度温度と地表面温度との差は小さくなり両者は強い正の相関を示すので, 雲の判別が正確に行われていれば相関係数は 1 に近づく. 様々な値の閾値 ρ_1^* を与えて雲判別を行い, 相関係数が

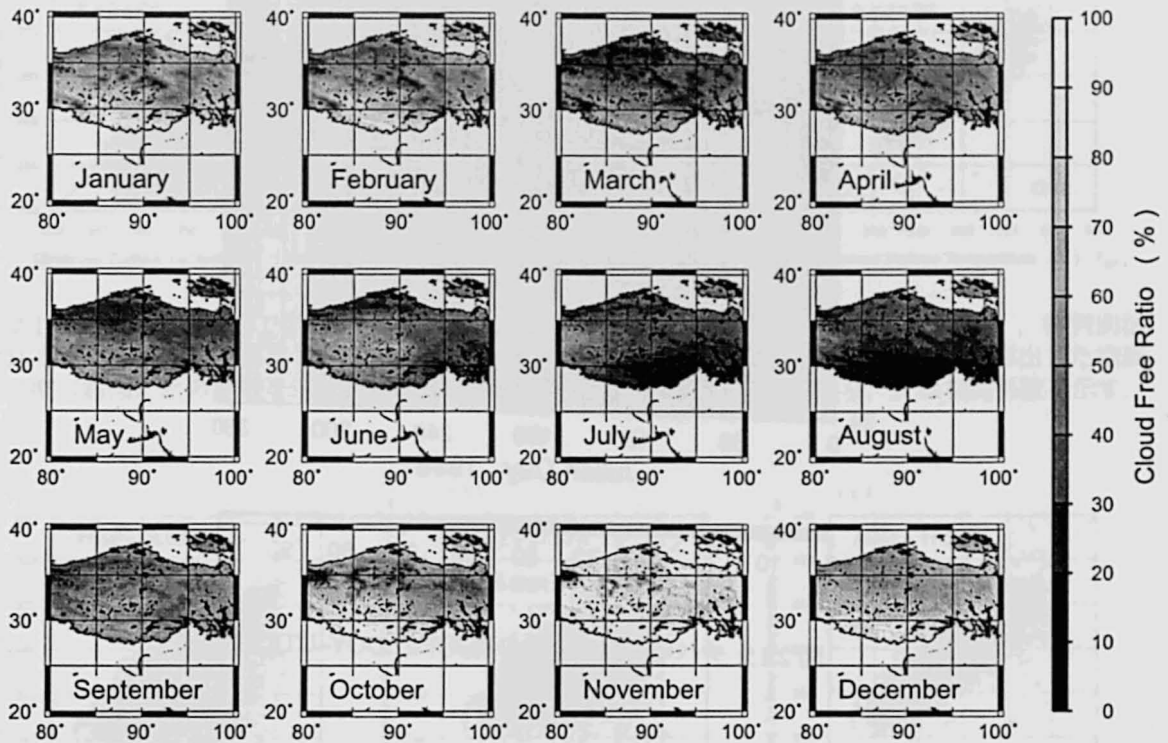


図 2.14: 雲判別法 CD2 によるチベット高原の月別晴天率の分布.

最も高くなったときの閾値を ρ_1^* とする. 図 2.11 は Tuotuohe における結果であるが, 地表面温度の観測値と地表面からの放射であると判別されたときの AVHRR の赤外 4 チャンネルの輝度温度との相関は, $\rho_1^* = 0.12$ のときに極大になる. これは $\rho_1^* = 0.12$ のときの雲の判別が最も正確に行われていることを示唆する. 次に, $\rho_1^* = 0.12$ のときの雲判別を真であると仮定し, この判定との誤差が最も小さくなるような ΔT^* を求め CD2 の閾値とする. 図 2.12, 図 2.13 は様々な ΔT^* についての CD0, CD2 による雲判別の結果を示している. 図 2.13 の白色棒グラフは CD0 と CD2 両方で, 灰色は CD2 のみ, 黒色は CD0 のみでそれぞれ雲からの放射であると判別された観測数の相対頻度を示している. つまり灰色と黒色を足し合わせた観測数が両者の判定誤差に相当する. 図 2.13 から矢印をつけた $\Delta T^* = 10K$ で判定誤差が極小になっている. またこのとき, CD2 により地表面からの放射と判別されたときの D110 における地表面温度の観測値と, AVHRR の赤外 4 チャンネルの輝度温度との相関係数も極大になっている. これは $\Delta T^* = 10K$ のときに, 雲の判別が CD0 と同じくらいの正確さで行われていることを示唆する. 以上より, 本研究では ΔT^* を 10K とし CD2 により雲の判別を行う.

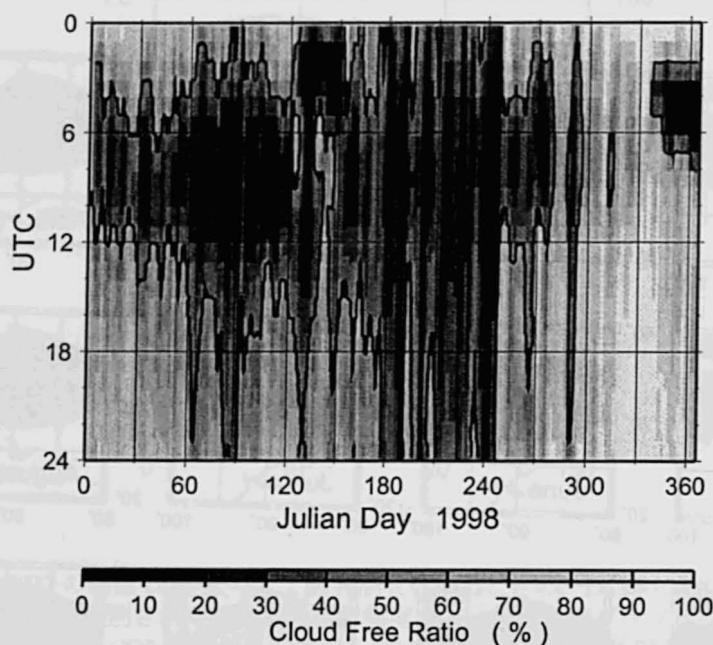


図 2.15: チベット高原全体の晴天率の DOY-UTC 図.

2.6 チベット高原の地表面温度

2.6.1 チベット高原の晴天率

2.5 節で述べたように、赤外波長帯のスプリットウィンドウ法では雲に覆われている領域の地表面温度を算出することはできない。GMS から求めた地表面温度を AWS により観測された地表面温度と比較する前に、どれだけのデータが地表面温度算出に使用できたかについて調べておく必要がある。図 2.14 は雲判別法 CD2 によるチベット高原上の月別晴天率の分布であるが、非モンスーン季の晴天率が高く、逆にモンスーン季の晴天率は低いのがわかる。この晴天率はそのまま地表面温度の算出率に置き換えることができる。例えば Tuotuohe において、1 月は全体の 65% のデータが地表面温度算出に使えるのに対して 7 月は 33% にとどまっている。また、夏のチベット高原南東部から南部にかけては晴天率が非常に低い。

図 2.15 は晴天率をチベット高原全体で平均したときの DOY-UTC 図である。モンスーン季である夏を除いて、12-24 UTC の夜間は晴天率がよく、80% 以上のデータで地表面温度の算出が可能であることがわかる。しかし 3 月から 8 月にかけての 06-12 UTC、すなわち午後は晴天率が悪く、10% を下回る時間帯もある。

一般に、チベット高原ではその地表面の高さゆえに地表面が急激に加熱されるので、熱対流の発達にとって好都合な環境になる。地表面付近に水蒸気が十分にあれば対流性の雲として発達するので、正午前から午後、夕方にかけて高原のほとんどの領域が雲で覆われる。地

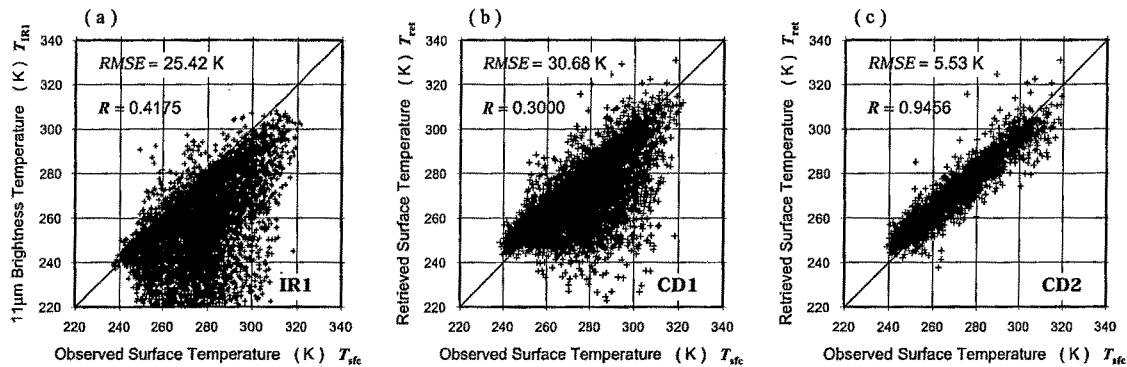


図 2.16: Tuotuohe-AWS で観測された地表面温度 (横軸) と, GMS/IR1 輝度温度 (左図), 雲判別法 CD1 を用い GMS から算出した地表面温度 (中央図), 雲判別法 CD2 を用い GMS から算出した地表面温度 (右図) との比較を示す散布図. 図中の RMSE は平均二乗誤差であり, R は相関係数を示す.

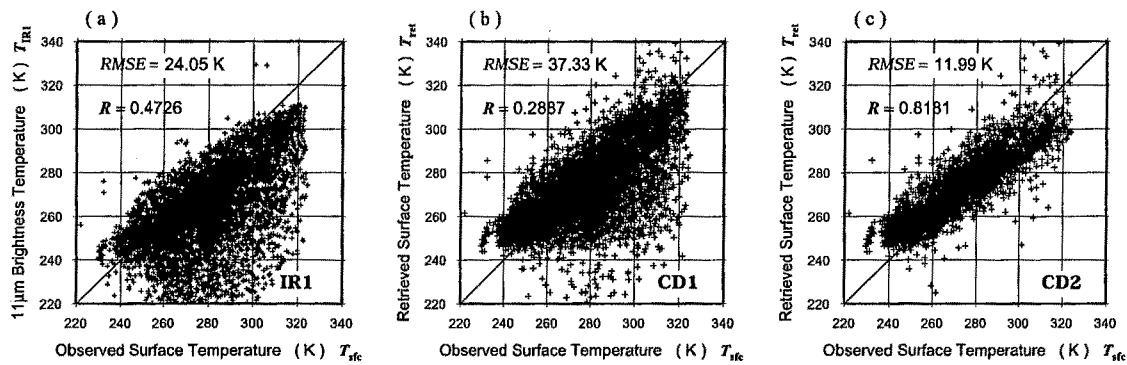


図 2.17: 図 2.16 と同じ, ただし Shiquanhe-AWS における比較.

表面および地表面に近い大気が湿潤な状態になるモンスーン季には, この対流活動がより活発化する. したがって, モンスーン季を中心に午後の高原は雲に覆われていることが多いため, どうしても地表面温度の算出率は悪くなってしまう. 一方, 午後に比べて夜間は晴れていることが多く, 地表面温度の算出率は比較的高い.

2.6.2 地上観測データとの比較

GMS で推定した地表面温度を地上観測による実測値と比較し, 両者の相関係数と平均二乗誤差 (RMSE: root mean square error) を計算した. 雲判別法間での比較も行うために, AWS で観測された地表面温度と GMS/IR1 輝度温度, 雲判別法 CD1 を用い GMS から算出した地表面温度, 雲判別法 CD2 を用い GMS から算出した地表面温度との散布図を図 2.14 (Tuotuohe), 図 2.15 (Shiquanhe) について示した. IR1 輝度温度との比較では雲からの放射と思われる低い輝度温度の分布がみられるため, 地表面温度との相関係数は小さく RMSE も大きい. 雲判別法 CD1 ではすべての 240K 未満の IR1 輝度温度を地表面温度算出対象から除外しているため,

	T_{IR1}		T_{sfc} with CD1		T_{sfc} with CD2	
	R	(RMSE)	R	(RMSE)	R	(RMSE)
D66	0.5122	(23.54)	0.6501	(13.82)	0.9532	(4.43)
Tuotuohe	0.4731	(24.73)	0.4595	(20.77)	0.9456	(5.53)
D110	0.4694	(21.17)	0.5945	(12.56)	0.9028	(7.16)
MS3608	0.3699	(27.20)	0.5593	(14.92)	0.9054	(6.50)
Amdo	0.5162	(17.02)	0.5838	(14.67)	0.8304	(8.60)
Shiquanhe	0.5297	(23.13)	0.4865	(22.85)	0.8181	(11.99)
Gaize	0.5058	(24.57)	0.5118	(21.98)	0.8969	(9.52)

表 2.2: 左から観測地点, AWS で観測された地表面温度と GMS/IR1 輝度温度との相関係数, その平均二乗誤差, 雲判別法 CD1 を用い GMS から算出した地表面温度との相関係数, その平均二乗誤差, 雲判別法 CD2 を用い GMS から算出した地表面温度との相関係数, その平均二乗誤差.

IR1 輝度温度でみられた低い温度の分布はある程度取り除かれている. なお, 図 2.14, 図 2.15 の中央の図 CD1 において, GMS から求めた地表面温度が 240K 未満にも存在する. これは IR1 輝度温度が IR2 輝度温度よりも低い ($T_1 - T_2 < 0$) ため, 式 (2.26) 中の第 2 項 $A(T_1 - T_2)$ が負になることに起因する. 式 (2.26) の中でこの第 2 項が T_1 に次いで最も支配的であるので, IR1 輝度温度が 240K 未満でも算出された地表面温度が 240K 未満になることはあり得る. そして雲判別法 CD2 を用いると, CD1 では除外できなかった観測値より極端に低い地表面温度の分布が取り除かれ, GMS で推定した地表面温度は AWS で観測された地表面温度とほぼ 1 対 1 の関係になる. 相関係数は Tuotuohe で 0.9 を超え, Shiquanhe でも 0.8 を上回る. そのほかの地点における比較結果は表 2.2 に示されている. GMS/IR1 輝度温度との相関係数は 0.3–0.5 であり RMSE も 17K 以上ある. 雲判別法 CD1 を用いた地表面温度との相関係数は 0.4–0.5, RMSE も 12–22K であり依然として誤差が大きい. これは輝度温度が 240K 以上ある雲の除去が行えていないことに起因しているものと考えられる. しかし, 雲判別法 CD2 を用いた地表面温度との相関係数は 0.8 以上, RMSE も 12K 未満と精度よく地表面温度を推定できていることがわかった. これは CD1 で検出できなかった輝度温度 240K 以上の雲が CD2 では検出されて, より正確に雲の判別ができていていることを示している.

図 2.18 は Tuotuohe における 1998 年 9 月 1 日から 7 日までの時系列である. 期間前半の 9 月 1 日から 3 日までは日射量のデータから Tuotuohe 上空は曇っていたと思われる. この期間の GMS/IR1 輝度温度は地表面温度の観測値と比べるとかなり低く, 雲判別法 CD2 により雲からの放射であると判別されたため地表面温度は算出されていない. 一方, 期間後半の 9 月 4 日から 7 日まではよく晴れていたと考えられ, GMS から求めた地表面温度は観測値に極めて近い値をとり, 地表面温度の日変化が再現されている.

しかしながら GMS で求めた地表面温度は依然として 10K 前後の RMSE を含んでいる. これは GMS で求めた地表面温度は数 10km^2 の空間スケールをもった領域の代表値であるのに対し, AWS による観測値はせいぜい数 m^2 である. AWS で観測された地表面温度は, その周辺領域の地表面温度の代表値をとりうるには限らないので, RMSE が大きいのはこのことに起因している可能性もある. これは衛星天頂角が大きくなればなるほど, 単位画素あたりの面積

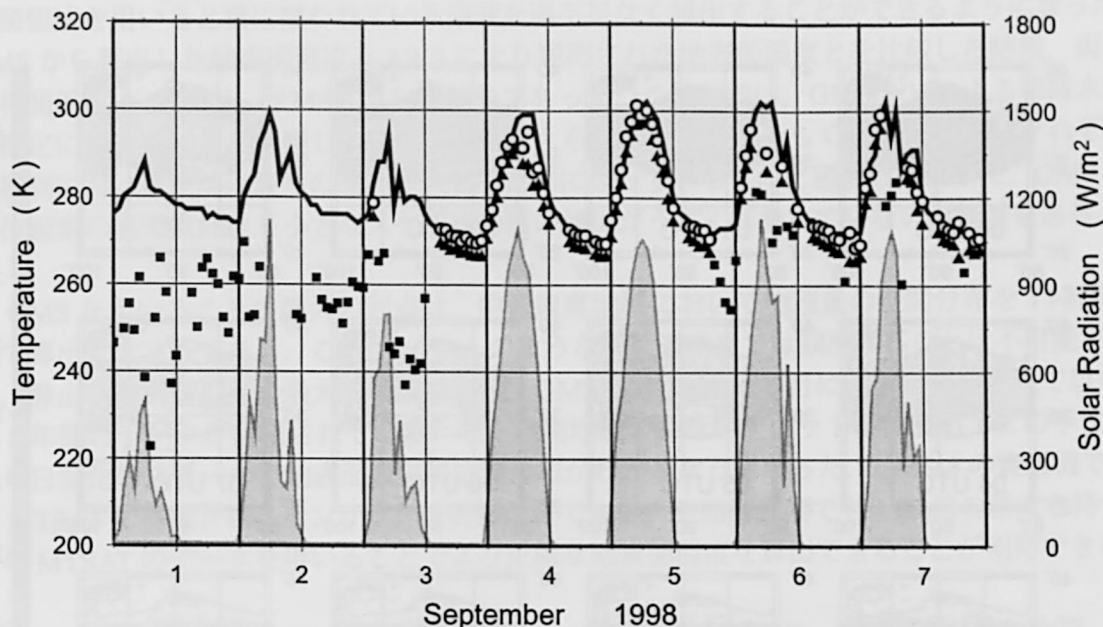


図 2.18: 1998 年 9 月 1 日から 7 日までの黒実線は Tuotuohe における AWS で観測された地表面温度, ○は雲判別法 CD2 を用い GMS から算出した地表面温度, ▲はその算出前の GMS/IR1 輝度温度, ■は雲からの放射と判別された GMS/IR1 輝度温度を, それぞれ右軸のスケールで, 灰実線は下向き短波放射の観測値を左軸のスケールで示している. なお横軸は時間は UTC である.

が広がるため両者の差は大きくなる. 例えば GMS/IR1 の 1 画素あたりの面積が Tuotuohe では約 51km^2 であるのに対し, Shiquanhe では約 74km^2 に達する. またこれらの空間スケールよりも小さな雲が AWS 観測地点の上空を局地的に覆っていたとしても, GMS では解像することができないので見逃してしまう可能性がある (図 4.5 を参照, 詳細は 4.4.1 節で述べる.). さらに, 図 2.6, 図 2.7 からわかるように可降水量の推定においてある程度の誤差が含まれており, これが地表面温度の誤差を生む要因になっている. 大気の透過率は衛星天頂角が大きな地域ほど可降水量による減衰を受けやすく, 同じ大きさの可降水量の誤差でも衛星天頂角の比較的大きなチベット高原西部は東部に比べてそれによる誤差が大きくなると考えられる.

2.6.3 地表面温度の分布

図 2.19 は 1998 年 4 月 25 日のチベット高原上の地表面温度の分布を 1 時間ごとに算出したものである. 高原上の白抜き部分は雲に覆われているため, 地表面温度が算出できない地域である. 日の出直後はチベット高原のほぼ全体が晴れているのに対して, 午後は高原の半分以上の地域が雲に覆われている様子がわかる. 日の出直後の 00-01UTC では太陽高度の上昇を反映し, チベット高原上における東西方向の地表面温度の水平勾配が顕著に示されて

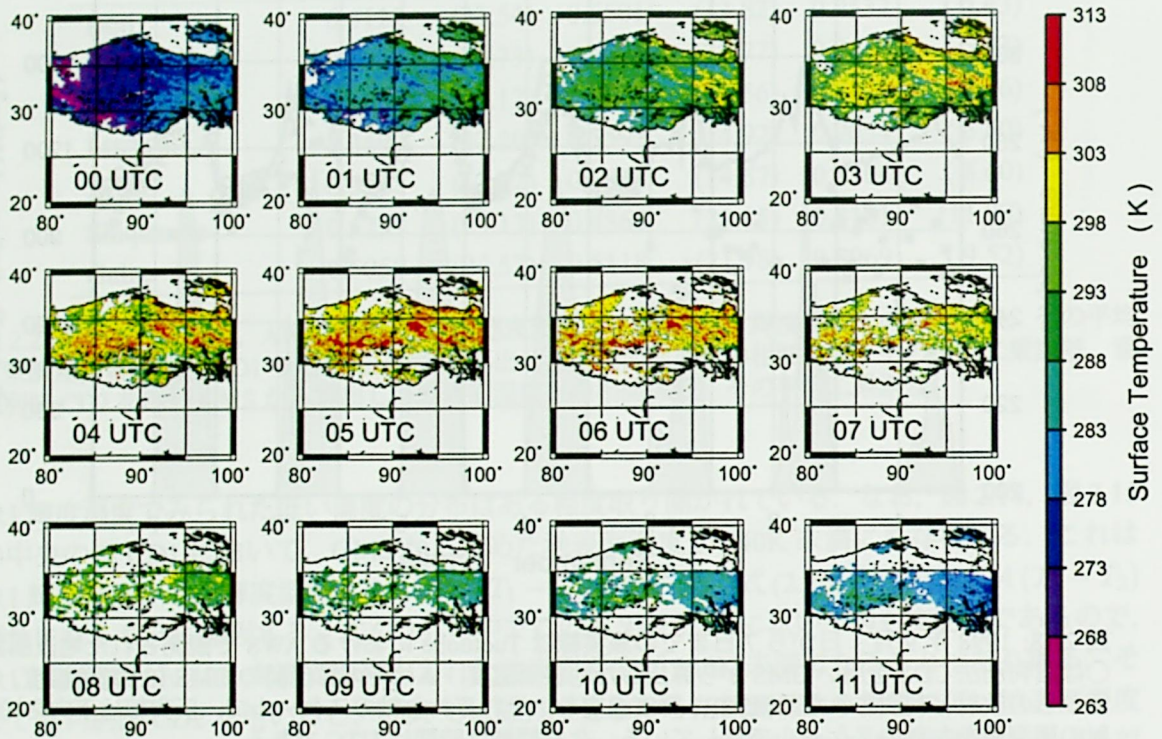


図 2.19: 1998 年 4 月 25 日のチベット高原の地表面温度の日変化. 高原上の白抜きの部分は雲に覆われていたため地表面温度が算出できなかった領域を示す.

いる. 高原東部から上昇しはじめた地表面温度は, 正午には 300K 以上に達し, 明け方に比べて 30K 以上も上昇したことになる. その後, 夕方にかけてゆっくりと減少し, 10-11UTC においては日没を迎えた高原東部と日没直前の凍原西部との対照が明瞭に現れている.

2.7 2章のまとめ

NOAA-14/AVHRR から地表面温度の分布を求めるスプリットウィンドウ法を修正し GMS-5/VISSR に適用した. GMS-5/VISSR の感度関数を考慮した上で放射伝達モデル MODTRAN を用いて大気透過率などを回帰的に求め, 衛星天頂角と可降水量の関数として与えた上で, 放射伝達方程式を用いてチベット高原上の地表面温度を算出した. 可降水量の推定にはチベット高原の地理的条件と水蒸気チャンネルの吸収特性を利用し, GMS/WV の輝度温度から推定した. 雲に覆われている領域における地表面温度の算出は, 赤外波長帯の放射伝達特性上, 不可能であるため, GMS/IR1 を用いた雲判別法の構築も行った. 従来から用いられている固定閾

値法では、冷たい地表面や雲上高度が低い雲の検出が困難であったが、本研究で導入した変動閾値法を用いると雲に覆われている領域を過不足なく検出することができるようになった。GMS から算出した地表面温度と AWS により観測された地表面温度とを比較した結果、両者の相関係数は 0.8 以上、RMSE は 10K 前後であった。この誤差は、GMS/WV による可降水量の推定における誤差が影響していることも考えられるが、そもそも GMS と AWS、それぞれの観測における空間代表性の違いが大きな原因になっているものと思われる。また、GMS の単位画素の視野空間より小さなスケールの雲の検出がうまく行われていない可能性もある。

GMS を用いることの最大の利点は、中低緯度地域において物理量の空間分布を 1 時間間隔で算出できる点である。これは NOAA のような極軌道衛星では観測することは不可能であり、静止軌道衛星のもつ最大の利点である。GMS-5 は 1995 年 6 月に運用が開始されて以来、約 8 年間のデータが蓄積されている。地上観測地点が少ないチベット高原でも、この手法により日変化のスケールで地表面温度の空間分布がわかるようになった。GMS-5 の後継機である MTSAT に搭載されるセンサは、放射解像度で 4 倍、空間解像度でも 1.25 倍の精度を持つ。この MTSAT のデータを用いることでより正確な地表面温度を算出できることが期待できる。

また、中国の静止軌道衛星 FY2C が 2004 年 10 月に打ち上げられ、観測体制が整い次第、東経 105 度の静止軌道から GMS-5 同様の観測を行う予定である。FY2C は GMS-5 と同様の赤外スプリットウィンドウのセンサを搭載しており、センサの感度関数がわかれば本研究の手法を適用でき、チベット高原における地表面温度の分布を算出することができる。GMS-5 と違って FY2C はチベット高原を真正面からとらえることができるので、単位画素あたりの観測視野の歪みも少なくすむ。ゆえに GMS-5 よりも FY2C の方が、より正確な地表面温度の算出が可能であると期待できる。

地表面温度は Su (2002) や Ma (2003) などにおける領域地表面エネルギーフラックス算出アルゴリズムの中で重要な物理量であり、GMS-5 を使えばチベット高原のフラックスの日変化を推定することも可能である。

第3章 チベット高原の地表面温度の水平分布と その日変化, 季節変化, 年々変化

3.1 研究背景

平均の海拔高度が4,000mを超えるチベット高原の地表面は日射により加熱され, さらに加熱された地表面はその直上の大気すなわち周辺地域の対流圏中層に相当する高さの大気を加熱する. また夜間の強い放射冷却により, 大気を冷却させる効果も同時に持ち合わせていることから, チベット高原は対流圏中層における大気の冷熱源として, アジアモンスーン形成やアジア地域の気候に大きく影響を与えているとされている (Ye and Gao, 1979; Ye, 1981; Ye and Wu, 1998). GAME/Tibet 集中観測期間中に得られたデータにより, 地表面から大気への顕熱, 潜熱フラックスに関する多くの観測的知見が得られ, 地表面とその直上の大気との間における熱輸送は, 地表面および大気が湿潤になるモンスーン季を除いて顕熱による加熱あるいは冷却が重要であることなどがわかってきた (Tanaka et al., 2001; Ma and Tsukamoto, 2002; Tanaka et al., 2003).

顕熱フラックスの大きさは地表面とそのすぐ上の大気の温度との差に支配されている. 一般に気温の日較差や年較差に比べて地表面温度の日較差や年較差が大きくなるが, この較差の差がチベット高原では特に大きい. したがって, 地表面温度の変動を調べることで, 高原における大気陸面間の熱輸送が日変化, 季節変化, 年々変化の時間スケールにおいてどのように変動しているのか, ある程度とらえることができる.

Zhai and Ren (1999) や Liu and Chen (2000) は中国やチベット高原に設置された地上観測網による気温のデータを用いて, 近年の気温の変動を議論している. これらは地上観測地点におけるデータを用いて議論しており, 高原全体からの寄与を考察するにはより広い領域から平均的な寄与を見積もる必要がある. この地表面温度に着目し, Jiang and Wang (2001) は ISCCP(International Satellite Cloud Climate Project) のデータを用いて, チベット高原上の地表面温度の空間分布とその変動を EOF 解析によって論じているが, 日変化スケールでの議論はされていない.

本研究では2章のGMSを用いた赤外スプリットウィンドウ法を用いて1996年から2002年までのチベット高原における地表面温度の分布を1時間毎に算出し, このデータを用いてこの7年間における地表面温度の変動と傾向について調べた. 3.2節では使用したデータについて, 3.3節では解析結果を述べ, 3.4節で本章のまとめとする.

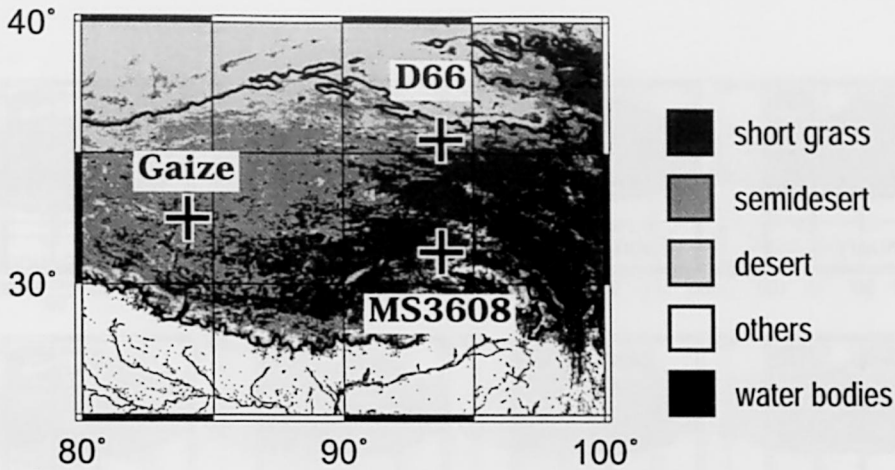


図 3.1: USGS/GLCC によるチベット高原上の土地利用分類と AWS 観測地点.

3.2 データ

1996 年から 2002 年までのチベット高原上における 1 時間毎の地表面温度, 1ヶ月平均の NDVI のデータを用いた. 地表面温度は, GMS-5/VISSR (詳細は 2.3.1 節) と NOAA-14 および NOAA-16 の AVHRR (2.3.2 節) を用意し, 2 章で述べた赤外スプリットウィンドウ法により算出した. 地表面温度については, 日平均値, 日最高値, 日最低値および日較差を計算し, それぞれについて月平均したものをを用いた. NDVI については, それぞれの AVHRR データから 2.5.3 節の雲判別法 CD2 を用いて雲に覆われている領域を取り除いた後に, 式 (2.31) より NDVI を算出し, これを月平均したものをを用いた.

また, 地表面温度のデータについては AWS のデータ (2.3.3 節) も用いた. D66, MS3608, Gaize の 3 地点であり, データ期間は 1997 年から 2003 年までの 7 年間であるが, 一部, 観測データの存在しない期間もある.

地表面温度の振る舞いと土地利用分類との関係を調べるために, 米国地質調査所 (USGS: United States Geological Survey) により作成された Global Land Cover Characterization のデータ <http://edcdaac.usgs.gov/glcc/globe.int.asp> を用いた. このデータは, NOAA/AVHRR による 1992 年 4 月から 1993 年 3 月までの観測および数値標高モデル (DEM: Digital Elevation Model) や大陸および領域スケールの既存のデータ等をもとにして作成されており, 全球を解像度 1km で 24 の土地被覆に分類している. 図 3.1 にチベット高原上の土地利用分類および AWS 観測地点の位置を示す.

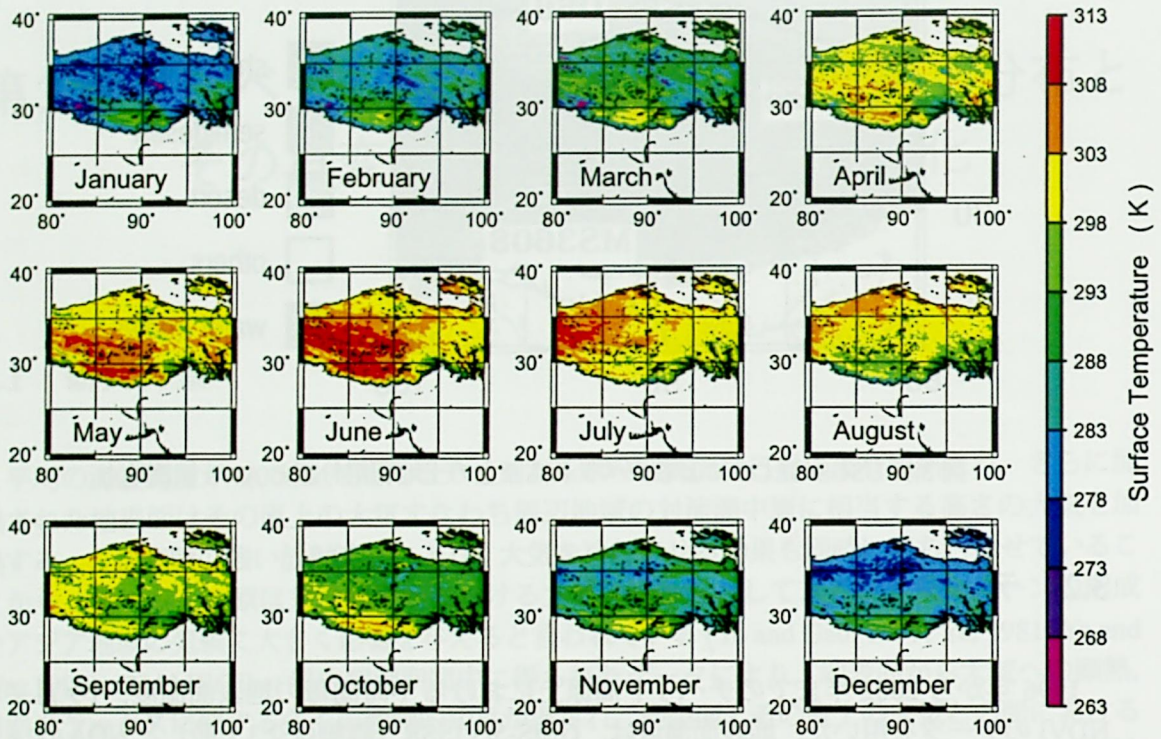


図 3.2: 1998 年におけるチベット高原上の日最高地表面温度の季節変化.

3.3 地表面温度の日変化, 季節変化, 年々変化

3.3.1 日変化, 季節変化

図 3.2 は 1998 年における日最高地表面温度の月平均分布である。Matsumoto et al. (1999) によると 1998 年のモンスーン季の入りは 6 月上旬であるが、モンスーン季に入る前の 3 月からモンスーン季の 7 月にかけて高原東部よりも西部の方が日最高値は高い。図には示していないが、地表面温度の日最低値は、東部よりも西部の方が低く、日最高値とは逆の分布を示していた。したがって、この期間の地表面温度の日較差は東部よりも西部の方が大きくなる。図 3.3 は地表面温度の日較差の分布であるが、冬から春にかけて高原上の日較差の分布は一様であり 30K 前後である。しかし、東部ではモンスーン季に入っても日較差が 30K 未満でとどまっているのに対し、西部では 40K を超える大きな日較差の領域が現れる。したがって、3 月からモンスーン季にかけての日較差は東部に比べて西部の方が 10K ぐらい大きい。これら高原東西における地表面温度の分布の違いは、地表面状態に依存していると思われる。図 3.4 は 1 月と 7 月における高原上の NDVI の分布である。非モンスーン季である 1 月は、東西ともに NDVI の値が小さいことから高原全体において植生が少なく地表面が乾燥していると思われる。しかし、モンスーン季の 7 月は、高原東部で NDVI の値は高くなり、草原に覆われることが何

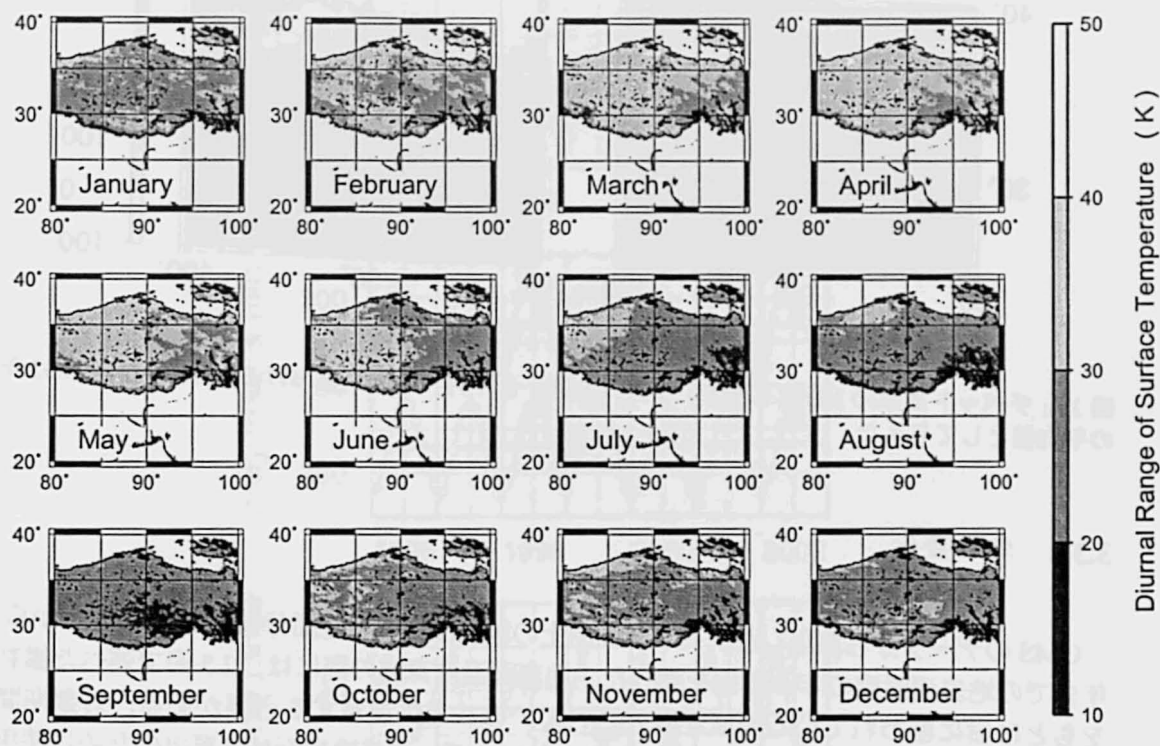


図 3.3: 1998 年におけるチベット高原上の地表面温度日較差の季節変化。

える。この結果を反映して、図 3.1 の土地利用は西部が砂漠あるいは半砂漠の非植生地域、東部が丈の短い草がある植生地域と分類されている。一般に非植生地域では草木がほとんどないために、地中に水分を蓄えておくことが難しく地表面は乾燥している。地表面が乾燥しているほど、日の出から正午にかけての地表面温度の上昇は急激であり夜間の放射冷却も強い。一方、モンスーン季の高原東部のように草原があると、ある程度の水分が地中に保持できる。水分があればその分だけ熱容量が大きくなり、また正味放射のかなりの部分が土壤水分の蒸発に用いられているため、乾燥している非植生地域に比べて地表面温度の上昇が鈍く放射冷却による下降も弱くなる。日射量はモンスーン季の直前である 5 月から 6 月にかけてが最大になるが、春から夏にかけて高原では降水の頻度が多くなり地表面および地表面付近の大気は徐々に湿潤な状態になる。したがって、地表面温度の日較差は 3 月から 4 月に極大、8 月からモンスーン季が終わる 9 月にかけてが極小になる。これらモンスーン季の高原東西にける地表面状態の違いにより、地表面温度の日変化に差が生じたものと考えられる。

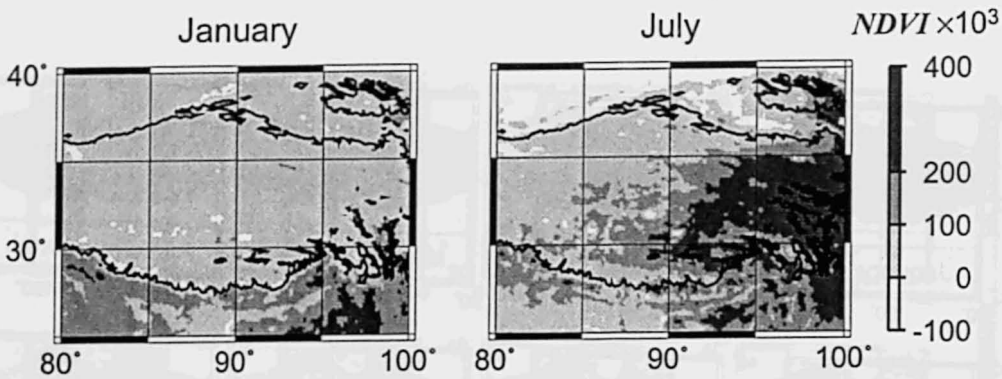


図 3.4: チベット高原の NDVI の分布. 1 月 (左図) と 7 月 (右図) における 1996 年から 2002 年までの平均値として与えた.

3.3.2 年々変化

GMS のデータから算出したチベット高原上の地表面温度の空間分布から, 1996 年から 2002 年までの地表面温度の年々変化を調べた. 地表面温度算出の際には, 2.5 節で述べた雲判別法をもとに雲に覆われている領域が除外されていることに注意する必要がある. 対象期間となるこの 7 年間では, 全 GMS データのうち 51.5% のデータが地表面温度算出のために使用可能であった.

図 3.5 は, 高原全体で平均した地表面温度の日平均値, 日最高値と日最低値, それに日較差の変化を示している. リニアトレンドを計算すると, 地表面温度の日平均値はこの 7 年間で 0.096K/yr の割合で上昇している. さらに日最高値のトレンドは 0.002K/yr であるのに対して, 日最低値のそれは 0.155K/yr であり, 日最低値の上昇の割合が日最高値を上回っていることがわかった. これを反映して, 地表面温度の日較差は 0.154K/yr の割合で減少している. また, 図 3.5 から, 日較差の減少傾向は, 特にモンスーン季からその終わりにかけての 7 月から 9 月に顕著であることがわかる. このような地表面温度の年々変化の傾向は AWS による地上観測データからも確認することができる (図 3.6). この地表面温度の上昇およびその日較差の減少傾向が, チベット高原上でどのような分布をしているのかについて調べた結果が図 3.7 である. チベット高原の地表面温度の日平均値は, 高原のほとんどのところで上昇傾向, 日最低

	total plateau	vegetated	unvegetated
daily mean	0.096	0.096	0.095
daily maximum	0.002	0.032	-0.002
daily minimum	0.155	0.138	0.161
diurnal range	-0.154	-0.105	-0.163

表 3.1: 高原上の植生 (vegetated) 地域と非植生 (unvegetated) 地域における地表面温度のトレンド. 単位は K/yr で, 負の値は減少トレンドを示す.

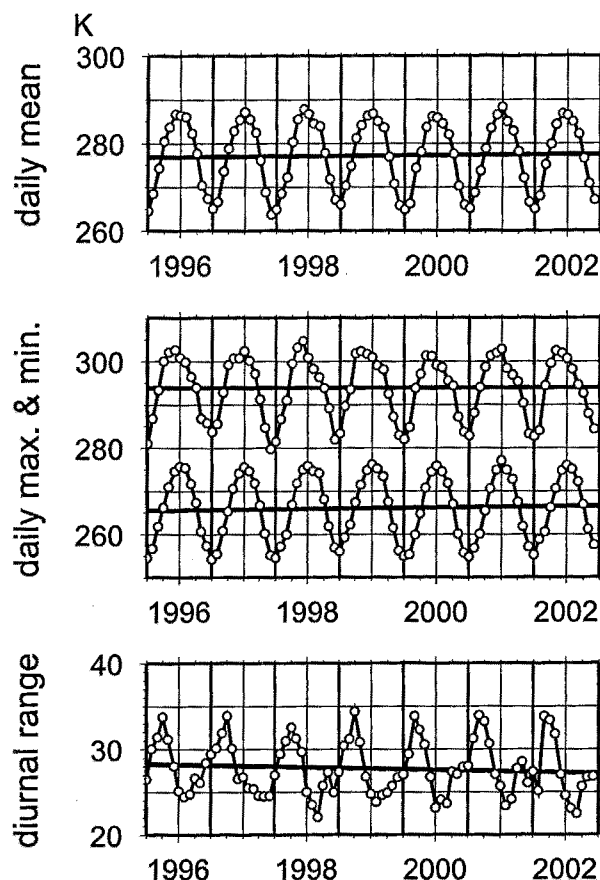


図 3.5: GMS から算出されたチベット高原上の地表面温度の年々変化. 上段から日平均値, 日最高値と日最低値, 日較差である. 図中の実線はトレンド.

値に関しては高原のすべての領域で上昇傾向であった。これに対して、日最高値は高原東部および南西部で上昇傾向がみられるほかは、北西部や南部を中心に減少傾向であった。したがって日較差の傾向の分布は、日最高値の傾向の分布を反映して高原のおよそ4分の3の領域で減少傾向であった。

この地表面温度日較差の傾向の分布は、図 3.4 の植生分布あるいは図 3.1 の土地利用の分布によく似ている。そこで図 3.1 の土地利用区分に基づき、チベット高原を2つに分けて、すなわち丈の低い草原の領域を植生地域 (vegetated area)、砂漠や半砂漠の領域を非植生地域 (unvegetated area) として分割し、それぞれの地域において地表面温度と年々変化の割合について調べた。図 3.8 は、それぞれの地域における地表面温度の日平均値、日最高値と日最低値、および日較差の年々変化である。日平均値、日最高値、日最低値の年内における極大は植生地域に比べて非植生地域の方が高く、極小は低い。したがって月平均の地表面温度の最高値と最低値の差を年較差とすると、図 3.8 より植生地域に比べて非植生地域の方が年較差が大きくなる。日較差については、冬から春にかけての極大期には植生地域、非植生地域とも値に差はないが、モンスーン季における極小期には非植生地域の方が植生地域に比べて 5K ほど大きな値をとる。

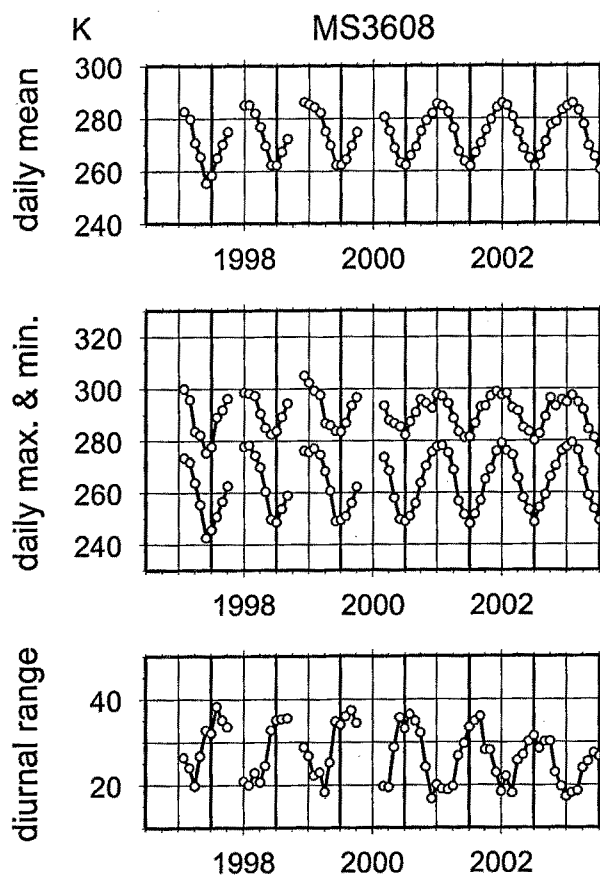


図 3.6: MS3608 における AWS で観測された地表面温度の年々変化. 上段から日平均値, 日最高値と日最低値, 日較差である.

これはモンスーン季の植生地域は草原に覆われており, 非植生地域に比べて地表面が湿潤な状態であるのでその日較差は抑えられると考えることができる.

植生地域, 非植生地域, それぞれの地表面温度におけるトレンドの値について, 表 3.1 にまとめた. 地表面温度の日平均値のトレンドは両者とも値に差はないが, 日最高値には植生地域が上昇傾向であるのに対して非植生地域はわずかに減少傾向であることがわかる. また日最低値では, 非植生地域が植生地域の上昇トレンドを上回っている. さらに日較差については, 非植生地域が植生地域に比べて約 1.5 倍の速さで減少していることがわかった.

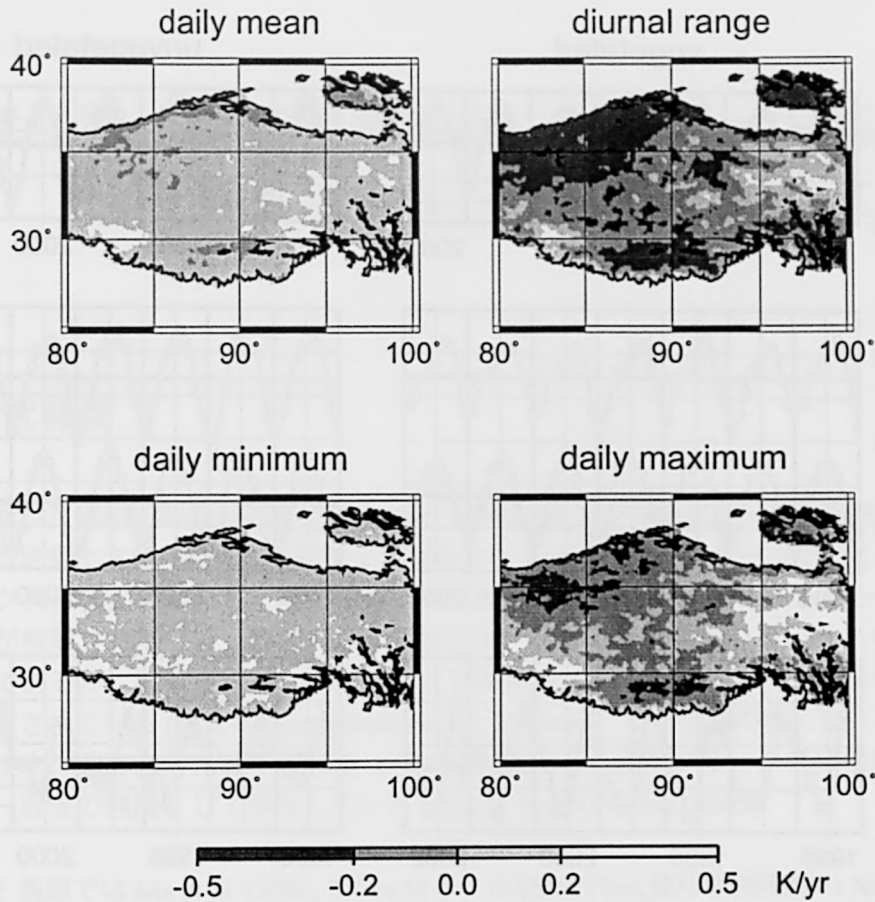


図 3.7: チベット高原上の地表面温度における年々変化の割合. 左上が日平均値, 右上が日較差, 左下が日最低値, 右下が日最高値.

3.4 3章のまとめ

Easterling et al. (1997) は世界各地の地上観測地点における長期間の気温データから, 日最高気温よりも日最低気温の方が上昇トレンドが大きいこと, それに伴い気温の日較差が減少していることを指摘した. 地球温暖化問題についての気候変動に関する政府間パネル (IPCC: Intergovernmental Panel on Climate Change) の第3次評価報告書 (Houghton et al., 2001) によると, 気温の上昇トレンドは日最低気温のトレンドが日最高気温のトレンドを上回っていることと深く関係していることが, 世界各地における地上観測による気温のデータから示されている. チベット高原についても Zhai and Ren (1999) が, 1951年から1999年までの気温の地上観測データから同様の結果を得ている. 彼らはこの日最高気温と日最低気温におけるトレンドの非対称性や日較差の減少トレンドについて, 日射量の減少や大気中の水蒸気量の増大によるものとし, Karl et al. (1993) では雲量の増加に伴うものとしているが, 現時点では明確な原因はわかっていない.

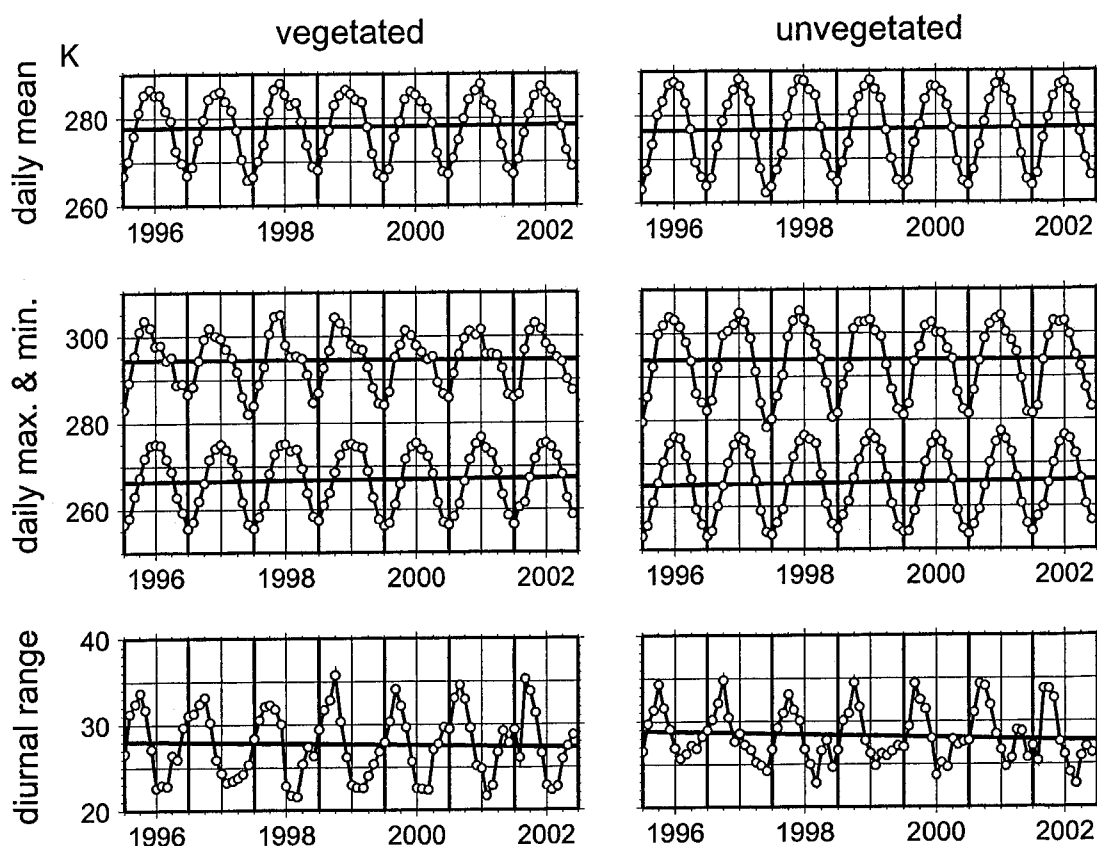


図 3.8: GMS から算出されたチベット高原上の地表面温度の年々変化. 上段から日平均値, 日最高値と日最低値, 日較差であり, 左側のグラフは植生地域の, 右側のグラフは非植生地域の地表面温度の変動を示す. 図中の実線はトレンド.

本研究における地表面温度の上昇トレンドの場合, 日射による地表面の加熱が強化されていることや, 主に夜間の放射冷却が抑えられていることなどが原因と考えられるが, 地表面温度の日最低値の上昇トレンドが日最高値を上回っていることから後者である可能性が大きいと思われる. 夜間の放射冷却が抑えられている原因としては, 例えば雲量や降水量の増加, それに伴う地中および地表面付近の大気の湿潤化などが考えられるが, 現時点ではわからない.

チベット高原上の地表面温度の挙動は, その地表面に近い気温の挙動と密接に関係しているものと思われるが, Zhai and Ren (1999) などが示した地上観測データによる気温の上昇トレンドの特徴は, 本研究により空間代表性のある衛星データから求めた地表面温度の上昇トレンドの特徴と一致したことで, より確実になったといえる. また地表面温度の上昇は, 地表面から大気への熱輸送の増大を意味する. 現在のところこの明確な原因はわかっていないが, 1章で述べたように, チベット高原の熱力学的効果によって, この地表面温度の上昇がアジアモンスーンの挙動に何らかの影響を及ぼしている可能性もある.

第4章 静止軌道衛星を用いたチベット高原上の地表面エネルギーフラックスの算出

4.1 研究背景

大気陸面相互作用における地表面から大気へ熱輸送および水蒸気輸送は、顕熱・潜熱フラックスとして定量化され、様々な手法により観測されている。大陸スケールでのこれら顕熱・潜熱フラックスの測定において、地上観測では限界があり人工衛星を用いたリモートセンシングの利用が検討されている。現在のところ衛星データのみから直接フラックスを算出することは困難であるが、観測データとの併用により間接的にフラックス分布を算出する手法がいくつか提案されている(例えば Bastiaanssen et al., 1998a,b)。その手法の多くは、正味放射量と顕熱フラックスを算出し、地中熱流量は正味放射量から、潜熱フラックスは地表面におけるエネルギー収支の残渣として算出している(例えば Su, 2000; Ma, 2003)。

チベット高原では Ma et al. (2002, 2003a,b) が、GAME/Tibet 集中観測期間の NOAA/AVHRR データとゾンデ観測データとを併用しフラックスの水平分布を算出している。正味放射量はゾンデ観測データによる気温と湿度の鉛直プロファイルを放射伝達モデルに与えて算出し、地中熱流量は正味放射量と土地被覆状況から算出、顕熱フラックスはスプリットウィンドウ法で算出した地表面温度とゾンデ観測データから得られる気温と風速から算出、そしてこれらの残渣として潜熱フラックスを算出している。ゾンデ観測データを用いている都合上、気温や風速の空間代表性から、フラックスの水平分布の算出はゾンデ観測地点近傍の領域に制限されるが、算出されたフラックスの値は地上観測で得られたフラックスの値とよく一致した。

しかし、NOAA のような極軌道衛星では同じ領域を1日2回程度しか観測することができない。観測時間に偏りがある衛星のデータから算出されたフラックスの値を用いて、日平均値などを計算しても、その値が必ずしも実際の日平均値の値になっているかどうかは疑わしい。特にフラックスの日変化の振幅が大きいチベット高原(Tanaka et al., 2001)では、日変化をとらえられる時間間隔で観測可能な衛星のデータが必要である。そこで、本研究では Su (2002) の Surface Energy Balance System (SEBS) に基づき、1時間間隔でデータを提供してくれる静止軌道衛星 GMS-5 のデータを用いて、フラックスの算出を試みる(4.4.1節)。フラックス算出の理論について詳しくは4.2節で述べるが、SEBSを用いてのフラックス算出にはある高さにおける気温や風速の情報が必要になる。Su (2002)において、これらの情報はゾンデ観測データを用いて与えていたが、チベット高原上のフラックス分布を算出するために、数カ所しかないゾンデ観測地点のデータだけでは、広大なチベット高原上の気温や風速の時空間分布を得る

ことはできない。そこで気温や風速の時空間分布を再解析データで与え、チベット高原におけるフラックス分布の日変化を算出する手法を提案する(4.4.2節)。4.3節では使用したデータについて、4.4節でフラックスの算出結果についてそれぞれ述べ、4.5節で本章をまとめる。

4.2 Surface Energy Balance System (SEBS)

地表面付近における水平方向の熱移流の効果が無視できる場合、地表面に入るエネルギーと出ていくエネルギーは等しいとすることができる。大気から地表面に入るエネルギーは正味放射量 R_n 、逆に地表面から大気へ出ていくエネルギーは乱流による熱輸送に起源する顕熱フラックス H と水蒸気輸送に伴う潜熱フラックス λE であり、地表面から地中に入るエネルギーを地中熱流量 G_0 とすると、地表面における熱収支は

$$R_n = G_0 + H + \lambda E \quad (4.1)$$

となる。SEBSでは正味放射量、地中熱流量、顕熱フラックスを算出し、潜熱フラックスは式(4.1)を用いてこれらの残渣から算出する。図4.1はフラックス算出過程におけるデータの入出力である。日較差が大きい地表面温度および放射量についてはGMS-5/VISSRから、日較差がそれほど大きくなくても季節変化を無視することができない植生などの地表面状態に関する量についてはNOAA/AVHRRからそれぞれ求める。また、フラックスの算出にはブレンディングハイト(詳細は4.2.3節)における気温や風速のデータが必要であり、これに関しては4.4.1節ではゾンデ観測データを、4.4.2節では再解析データを利用した。

4.2.1 正味放射量

正味放射量 R_n は上下方向の長波放射および短波放射の収支で定義される、すなわち、

$$R_n = R_S^\downarrow - R_S^\uparrow + R_L^\downarrow - R_L^\uparrow \quad (4.2)$$

ここで R_S は短波放射、 R_L は長波放射であり、矢印はこれら放射の上下方向を示している。上向き短波放射は地表面のアルベド α を用いて下向き短波放射で、また上向き長波放射は地表面の射出率 ϵ 、地表面温度 T_{sfc} 、それに Stefan-Boltzmann 定数 σ を用いて下向き長波放射でそれぞれ置き換えることができ、式(4.2)は

$$R_n = (1 - \alpha) R_S^\downarrow + \epsilon_{\text{air}} R_L^\downarrow - \epsilon \sigma T_{\text{sfc}}^4 \quad (4.3)$$

となる。

式(4.3)で地表面のアルベド α と射出率 ϵ は、下向き短波放射 R_S^\downarrow 、下向き長波放射 R_L^\downarrow 、地表面温度 T_{sfc} と比べて日較差が無視できるくらい小さいので、季節変化だけを考慮すればよい。Valiente et al. (1995) より、地表面のアルベド α は AVHRR の可視1チャンネルの反射強

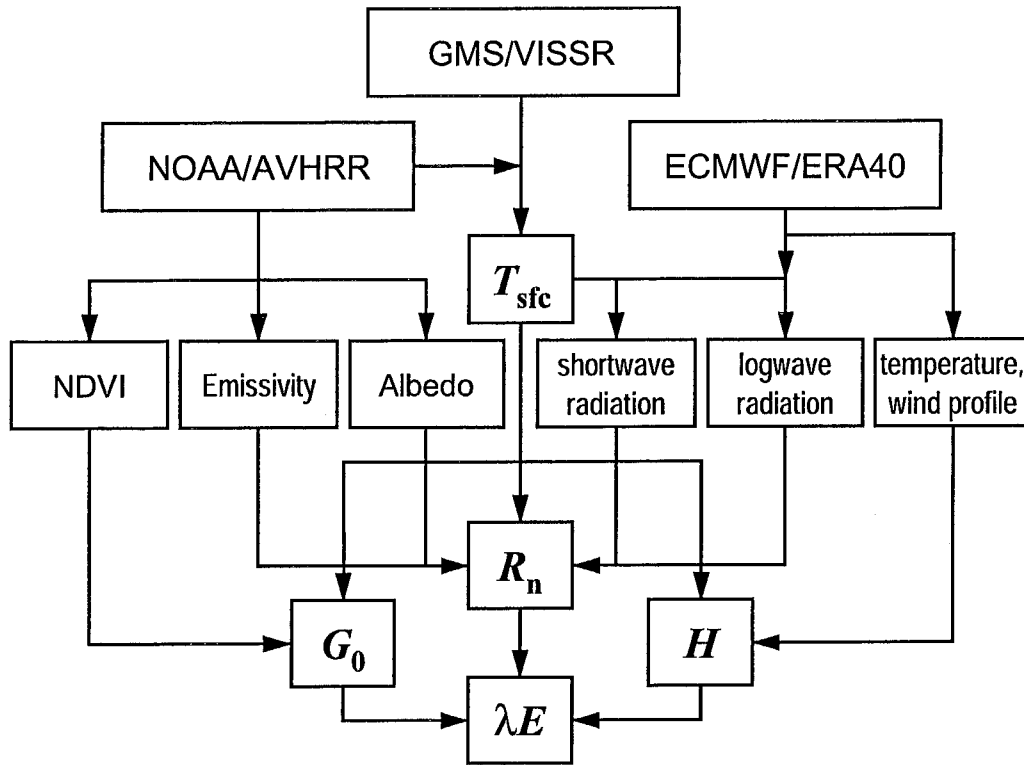


図 4.1: GMS を用いた地表面エネルギーフラックス算出法 Surface Energy Balance System (SEBS) の概念図。

度 ρ_1 および 2 チャンネルの反射強度 ρ_2 を用いて,

$$\alpha = 0.545\rho_1 + 0.320\rho_2 + 0.035 \quad (4.4)$$

で求めることができる。地表面の射出率 ϵ は 2.4.1 節で述べた通りである。

下向き短波放射 R_S^\downarrow は、大気上端における日射量 K^\downarrow と大気の透過率 τ を用いて,

$$R_S^\downarrow = K^\downarrow \tau = e_0 I_{sc} \cos \theta \tau \quad (4.5)$$

で求めることができる。下向き短波放射の算出方法については付録 A で詳しく述べる。下向き長波放射 R_L^\downarrow は,

$$R_L^\downarrow = \epsilon_{air} \sigma T_{air}^4 \quad (4.6)$$

で与えられ、 ϵ_{air} は大気の射出率、 T_{air} は大気温度である。Swinbank (1963) より、大気の射出率 ϵ_{air} は,

$$\epsilon_{air} = 0.398 \times 10^{-5} T_{air}^{2.148} \approx 0.92 \times 10^{-5} T_{air}^2 \quad (4.7)$$

により良い近似で求まる。地表面温度 T_{sfc} については 2 章に基づいて算出する。

正味放射量算出のための物理量は、大気温度 T_{air} を除いて衛星データから求めることができる。

4.2.2 地中熱流量

地中熱流量 G_0 は熱拡散係数と表層の地中温度の時間変化率の積で定義できる, すなわち,

$$G_0 = C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} dz. \quad (4.8)$$

ここで C_s は土壌の熱拡散係数, T_s は地中温度である. 地中温度の時間変化率を衛星で観測することは困難であるため, 地中熱流量の直接的な算出はできない. 多くの研究者は野外観測の結果などから地中熱流量を経験的に正味放射量から算出している (例えば Jia et al., 2003), すなわち, Γ_c を植生地における正味放射量・地中熱流量の交換係数, Γ_s を裸地における交換係数とし, 植生被覆率 f_c を用いて,

$$G_0 = R_n [\Gamma_c + (1 - f_c) (\Gamma_s - \Gamma_c)] \quad (4.9)$$

のようにして算出する. ここで

$$\begin{aligned} \Gamma_c &= 0.315 && \text{(Kustas and Daughtry, 1990),} \\ \Gamma_s &= 0.05 && \text{(Monteith, 1973)} \end{aligned} \quad (4.10)$$

である. 正味放射量が求めれば, 式 (2.35) で求めた植生被覆率 f_c を与えることによって地中熱流量は算出される.

4.2.3 顕熱フラックス

顕熱フラックスの算出にはモニン-オブコフの相似則 (Monin-Obukhov's Similarity Theory) の理論を拡張して用いる. 大気境界層は対流圏の最下層に位置する地表面に接する部分で, 地表面の影響を直接受ける層である. 大気境界層の高さは, 地表面の摩擦による力学的な影響, あるいは地表面の加熱および冷却による熱力学的な影響が及ぶ高さとして定義され, 一般に 1,000m~2,000m と考えられている. 大気境界層のうち, 中立に近い安定度では, 直接地表面と接している高さ 50m~100m 程度の層は, 地表面からの顕熱輸送量や潜熱輸送量が鉛直方向にはほぼ一定であると近似でき, この層は接地境界層と呼ばれている. 接地境界層内では地表面からの顕熱輸送量や潜熱輸送量が一定であるので, 風速や気温が鉛直高度に対して対数に近い分布をしているとみなすことができ, この性質を用いて接地境界層の構造を説明しようとしたのがモニン-オブコフの相似則である (Monin and Obukhov, 1954).

接地境界層は地表面と直接接しているため土地被覆による影響が非常に大きい. そのため, 風向に沿って地表面の土地被覆が変化するとその境界線から風下側に新たな層, 内部境界層が発達する. 土地被覆のスケールが小さいと, ある高さで異なる地表面状態に対応する個々の内部境界層の区別があいまいになり, 気温などの物理量が水平方向にほぼ一定の層ができるという考えがある. この層は広域接地境界層などと呼ばれ, 接地境界層と同様にモニン-オブコフの相似則が成り立つとみなせる. また, この層の高さはブレンディングハイト (blending height) と呼ばれている (Mason, 1988; Grant, 1991; Claussen, 1991, 1995).

そこで多くの研究者はこの広域接地境界層の存在を仮定し、モニン-オブコフの相似則を用いて顕熱フラックスの算出を行っている。モニン-オブコフの相似則に基づき、安定度が中立に近い状態において、広域接地境界層のブレンディングハイト z における風速 u 、気温 T_{air} は、

$$u = \frac{u^*}{k} \left[\ln \left(\frac{z - d_0}{z_{0m}} \right) - \Psi_m \left(\frac{z - d_0}{L} \right) - \Psi_m \left(\frac{z_{0m}}{L} \right) \right] \quad (4.11)$$

$$T_{\text{sfc}} - T_{\text{air}} = \frac{H}{ku^* \rho C_p} \left[\ln \left(\frac{z - d_0}{z_{0h}} \right) - \Psi_h \left(\frac{z - d_0}{L} \right) - \Psi_h \left(\frac{z_{0h}}{L} \right) \right] \quad (4.12)$$

で与えられる。ここで、 k はカルマン定数 (Karman's constant) で $k = 0.4$ 、 g は重力加速度で $g = 9.81 [\text{ms}^{-2}]$ 、 C_p は空気の定圧比熱で $C_p = 1,005 [\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}]$ である。 ρ は空気の密度、 u^* は摩擦速度 (friction velocity), d_0 はゼロ変位面 (zero plane displacement height), z_{0m} は空力学的地表面粗度 (roughness length for momentum transfer), z_{0h} は熱力学的地表面粗度 (roughness length for heat transfer) である。 L はモニン-オブコフの安定度スケール (Monin-Obukhov stability length) であり、

$$L = -\frac{\rho C_p T_{\text{air}} u^*}{kgH} \quad (4.13)$$

である。式 (4.11)~(4.13) は、大気に関する情報として高度 z における p , u , T_{air} , 地表面に関する情報として T_{sfc} , NDVI が既知であれば、未知数である u^* , L , H が算出でき、顕熱フラックスが求まる。なお、これら非線形方程式はブロイデン法 (Press et al., 1997) を用いて解く。

Gupta et al. (2002) によると z_{0m} は、

$$z_{0m} = \exp(-5.5 + 5.8 \text{NDVI}), \quad (4.14)$$

Stanhill (1969) によると d_0 は、

$$d_0 = \frac{2}{3} h_0 = \frac{2}{3} (7.35 \cdot z_{0m}) \quad (4.15)$$

であり、 h_0 は植生の高さである。 z_{0h} は、

$$z_{0h} = \frac{z_{0m}}{e^{(kB^{-1})}} \quad (4.16)$$

であり、Su (2002) によれば空力学的地表面粗度と熱力学的地表面粗度の比 kB^{-1} は、

$$kB^{-1} = \frac{kC_d}{4C_t \frac{u^*}{u(z)} (1 - e^{-n/2})} f_c^2 + \frac{k \frac{u^*}{u(z)} \frac{z_{0m}}{z}}{C_t^*} f_c^2 (1 - f_c)^2 + kB_{\text{soil}}^{-1} (1 - f_c)^2 \quad (4.17)$$

で与えられる。式 (2.35) で求めた植生被覆率 f_c を用いて、式 (4.17) の第 1 項が植生地域による kB^{-1} への寄与 (Choudhury and Monteith, 1988), 第 3 項が裸地による寄与 (Brutsaert, 1982), そして第 2 項がその混在領域からの寄与をそれぞれ示している。 kB^{-1} の算出方法については付録 B で詳しく述べる。また Ψ_m は空力学的安定度関数 (stability correction function for momentum transfer), Ψ_h は熱力学的安定度関数 (stability correction function for sensible heat transfer) であり、Brutsaert (1982) で与えられているものを用いた。

顕熱フラックスの算出には T_{sfc} , NDVI の他に、ブレンディングハイト z における p , T_{air} , u の情報が必要になる。

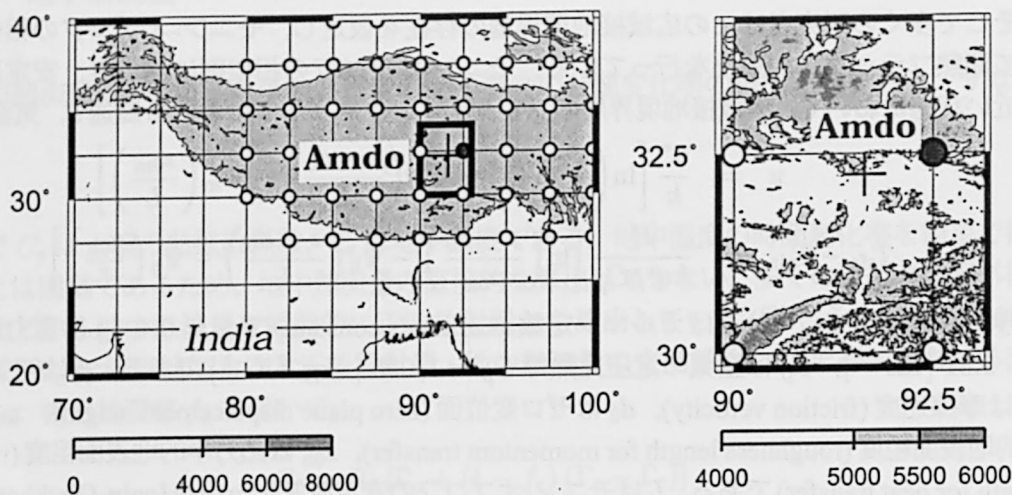


図 4.2: ECMWF/ERA40 のチベット高原上における格子点分布 (左図). ○が ERA40 の格子点であり, ●は Amdo 地点に最も近い格子点を示す. また海拔 4,000m 以上の領域は灰色で示されている. 図中の太線で囲まれた部分は GAME/Tibet 強化観測領域であり, 右図はその拡大図である. 右図では海拔 5,000m 以上の領域は灰色で示されている.

4.2.4 潜熱フラックス

潜熱フラックスは地表面におけるエネルギー収支の式 (4.1) を用いて, 正味放射量, 地中熱流量, 顕熱フラックスの残渣として算出する. すなわち,

$$\lambda E = R_n - G_0 - H \quad (4.18)$$

で与えられる.

4.3 データ

SEBS を用いて地表面エネルギーフラックスを算出するためには, 地表面温度やアルベドなど地表面に関する情報と, プレンディングハイトにおける気圧, 風速, 気温など大気に関する情報が必要である. 前者は衛星データから算出する. 地表面温度は, GMS-5/VISSR (詳細は 2.3.1 節) と NOAA-14 および NOAA-16 の AVHRR (2.3.2 節) を用意し, 第 2 章で述べた赤外スプリットウィンドウ法により 1 時間間隔で算出したものを用いた. NDVI は, AVHRR データから 2.5.3 節の雲判別法 CD2 を用いて雲に覆われている領域を取り除いた後に, 式 (2.31) より算出し月平均したものを用意した. 一方, 後者の大気に関する情報としては, Amdo におけるゾンデ観測データ (2.3.3 節) および再解析データ (4.3.1 節) を用いる. また SEBS で算出したフラックスのグランドトゥルース (ground truth) として Amdo におけるフラックス観測データ (4.3.2 節) を用いた.

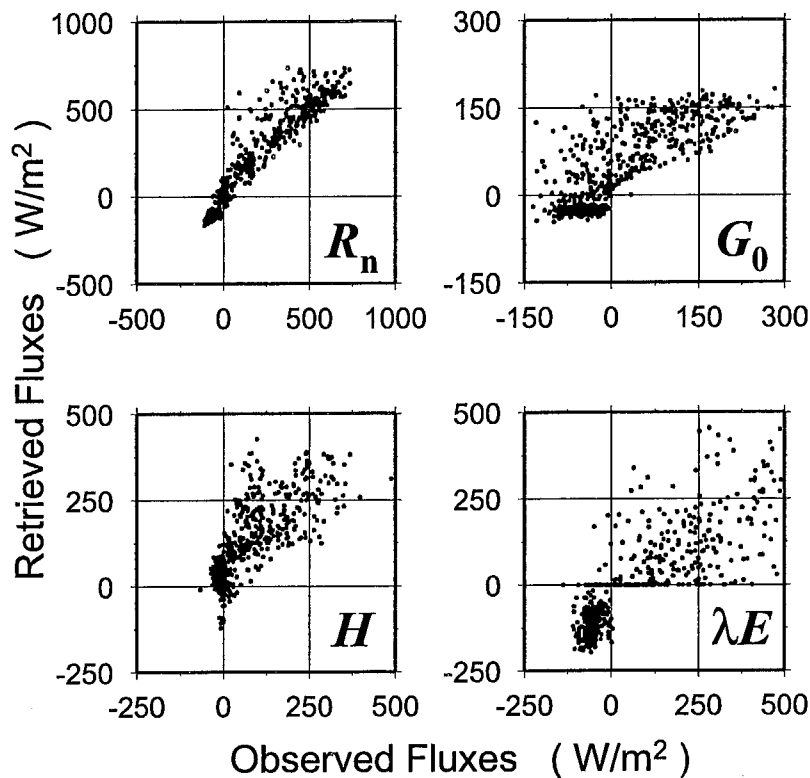


図 4.3: Amdo で観測された地表面エネルギーフラックス (横軸) と衛星データとゾンデ観測データから SEBS により算出したフラックス (縦軸) との比較を示す散布図。左上が正味放射量 R_n , 右上が地中熱流量 G_0 , 左下が顕熱フラックス H , 右下が潜熱フラックス λE である。

4.3.1 ECMWF/ERA40

チベット高原上のフラックスの空間分布の算出には、ブレンディングハイトにおける気圧、風速、気温など大気に関する情報が必要である。しかしゾンデ観測データではブレンディングハイトにおける気圧、風速、気温の空間分布はわからない。本研究ではこれらの空間分布をヨーロッパ中期予報センター (ECMWF: European Center for Medium Range Forecasts) の再解析データ ERA40 (ECMWF 40 Years Re-Analysis; Simmons et al., 2000) で与えた。ERA40 の空間解像度は緯度経度 2.5 度、鉛直 23 層である。チベット高原上における格子点の水平分布を図 4.2 に示す。これを GMS と同じ解像度である緯度経度 0.1 度にデータを内挿、ブレンディングハイトを地上 500m (Su, 2002) で与えたときの風速、気温をジオポテンシャル高度場から計算し、これを用いた。またデータは 6 時間間隔でしかないので、1 時間間隔で線形内挿した値を使用した。データは ECMWF のウェブサイト <http://data.ecmwf.int/data/d/era40.daily> から入手した。

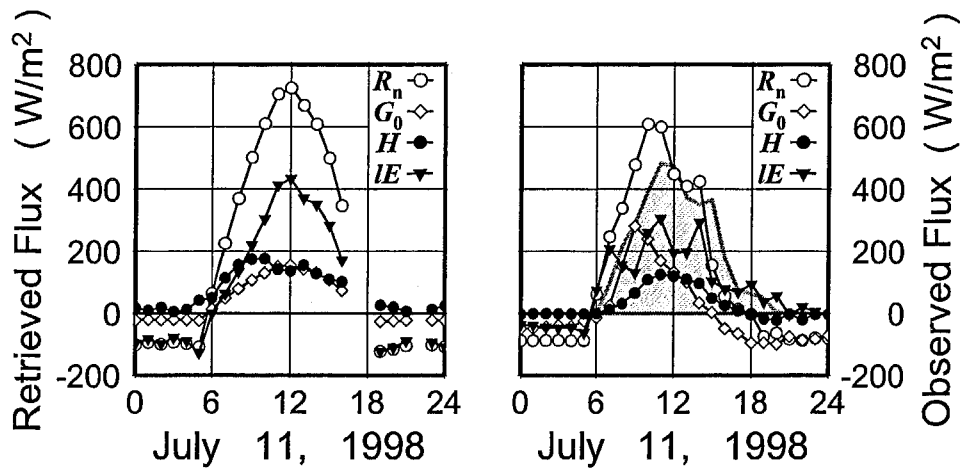


図 4.4: Amdo での 1998 年 7 月 11 日における地表面エネルギーフラックスの日変化。左が衛星データとゾンデ観測データより算出したフラックス、右が地上観測データのフラックスであり、○が正味放射量、◇が地中熱流量、●が顕熱フラックス、▼が潜熱フラックスである。また、右図の灰色で陰影をかけた太実線は下向き短波放射の観測値の 1/2 の値を示す。横軸は東経 90 度 (Amdo は東経 91.625 度、北緯 32.241 度) における現地時間である。

4.3.2 GAME/Tibet フラックス観測データ

GAME/Tibet 集中観測期間中、Amdo において行われた乱流観測 (Tsukamoto et al., 1999) のデータを用いてフラックスを算出し、これをグランドトゥールースとして用いた。正味放射量は、短波放射を EKO MS-801、長波放射を Eppley PIR により上下方向の成分をそれぞれ観測し、式 (4.2) より算出した。地中熱流量は Tanaka et al. (2003) に基づき、熱伝導方程式 (4.8) を用いて算出されたものを用いた。Tanaka et al. (2003) では地中熱流量の観測値を近似的に、地表面温度 T_{sfc} 、深さ 5cm の地中温度 $T_{5\text{cm}}$ 、深さ 10cm の地中温度 $T_{10\text{cm}}$ の時間変化とそれぞれの層の厚さ $\delta_{\text{sfc}} = 0.01$ [m]、 $\delta_{5\text{cm}} = 0.06$ [m]、 $\delta_{10\text{cm}} = 0.03$ [m] と土壌の比熱 \bar{C}_s の積から蓄熱量を計算し、深さ 10cm より深いところは熱流板の観測値 $G_{10\text{cm}}$ [W m^{-2}] で与えている。すなわち、

$$G_0 = \bar{C}_s \left(\frac{\partial T_{\text{sfc}}}{\partial t} \delta_{\text{sfc}} + \frac{\partial T_{5\text{cm}}}{\partial t} \delta_{5\text{cm}} + \frac{\partial T_{10\text{cm}}}{\partial t} \delta_{10\text{cm}} \right) + G_{10\text{cm}} \quad (4.19)$$

である。ただし δ_{sfc} 、 $\delta_{5\text{cm}}$ 、 $\delta_{10\text{cm}}$ は経験的に与えた値である。 T_{sfc} は、長波放射の平衡より、

$$R_L^\uparrow = (1 - \epsilon) R_S^\downarrow + \epsilon \sigma T_{\text{sfc}}^4 \quad (4.20)$$

で求める。ただし地表面における射出率 ϵ は 0.98 としている。 $T_{5\text{cm}}$ と $T_{10\text{cm}}$ は、5cm、10cm の深さに設置された Pt-100 による地中温度の観測データを用いる。また、土壌の比熱 \bar{C}_s は土壌水分による比熱の変動を考慮し、

$$\bar{C}_s = C_{\text{dry}} + \rho_{\text{liq}} c_{\text{liq}} m_{4\text{cm}} \quad (4.21)$$

で求める。ここで $m_{4\text{cm}}$ [$\text{m}^3 \text{m}^{-3}$] は深さ 4cm における土壌水分量の観測値であり、乾燥土壌の比熱 $C_{\text{dry}} = 0.90 \times 10^3$ [$\text{J m}^{-3} \text{K}^{-1}$]、水の密度 $\rho_{\text{liq}} = 1.0 \times 10^3$ [kg m^{-3}]、水の比熱 $c_{\text{liq}} =$

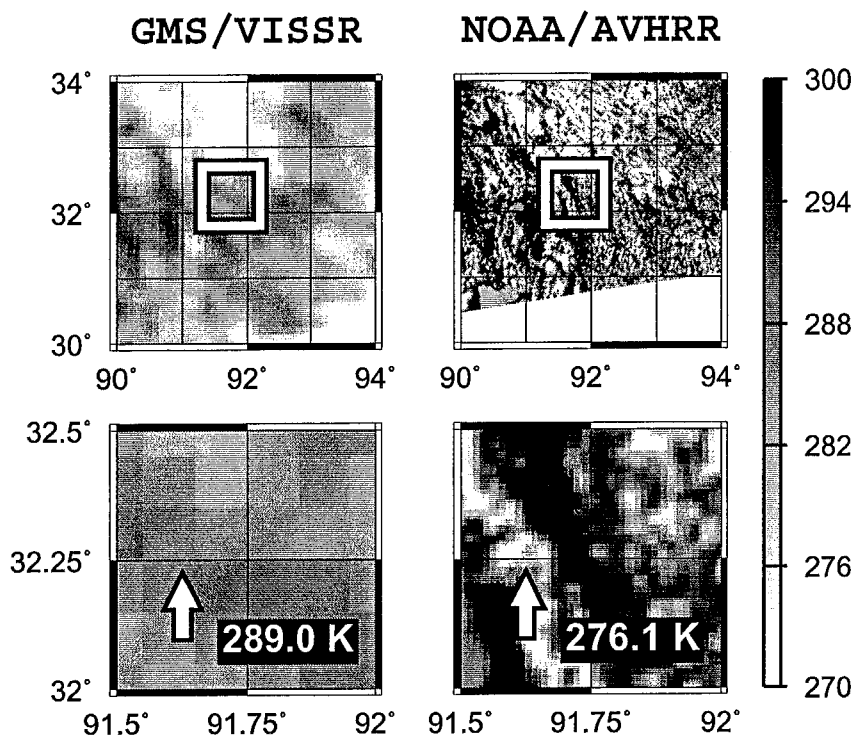


図 4.5: 1998 年 7 月 11 日 08:32UTC の Amdo 付近における GMS-5/VISSR IR1 輝度温度画像 (左図) と 08:28UTC の NOAA-14/AVHRR 4 チャンネル輝度温度画像 (右図). 下段の図は上段の図中で四角で囲った領域の拡大図. 下段の矢印の地点が Amdo. 数値は Amdo を含むピクセルの輝度温度値を示す. 右上の NOAA の画像において北緯 31 度以南が空白になっているのは, ダウンロードしたデータの都合でこの領域のデータがないことを示す. シェードの単位は K.

$4.18 \times 10^3 \text{ [J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}]$ である. なお, 正味放射量の算出のための物理量 $R_S^\downarrow, R_S^\uparrow, R_L^\downarrow, R_L^\uparrow$ および地中熱流量の算出のための物理量 $T_{sfc}, T_{5cm}, T_{10cm}, G_{10cm}$ の観測値は, データ出力時刻の前 30 分間に 2 秒間隔でサンプリングした値の平均値として, 深さ 4cm における土壌水分量 m_{4cm} は 1 時間間隔の瞬時値で, それぞれ与えられている.

一方, 顕熱フラックスは, 高さ 2.85m に設置された超音波風速温度計 Kaijo DA-300 で風速および気温変動を 10Hz でサンプリングし, 渦相関法に基づき 30 分間隔で算出した. ただし, 乱流観測のデータがあるのは GAME/Tibet 集中観測期間中のみであるので, 季節変化スケールでの比較にはバルク法により算出した顕熱フラックスのデータ (Tanaka et al., 2004) を用いた. 潜熱フラックスについては, 赤外線湿度変動計 Kaijo AH-300 で観測された湿度変動のデータを用いて顕熱フラックスと同様に渦相関法での算出が可能であるが, モンスーン季に入ると降水の頻度が増えるため赤外線の受光強度の弱くなり, 潜熱フラックスの過小評価の原因となることが報告されている (Tamagaka, 1999). 本研究では潜熱フラックスの観測値は, 地表面におけるエネルギー収支の (4.18) 式を用いて, 正味放射量, 地中熱流量, 顕熱フラックスの観測値の残渣として算出したものを使用した.

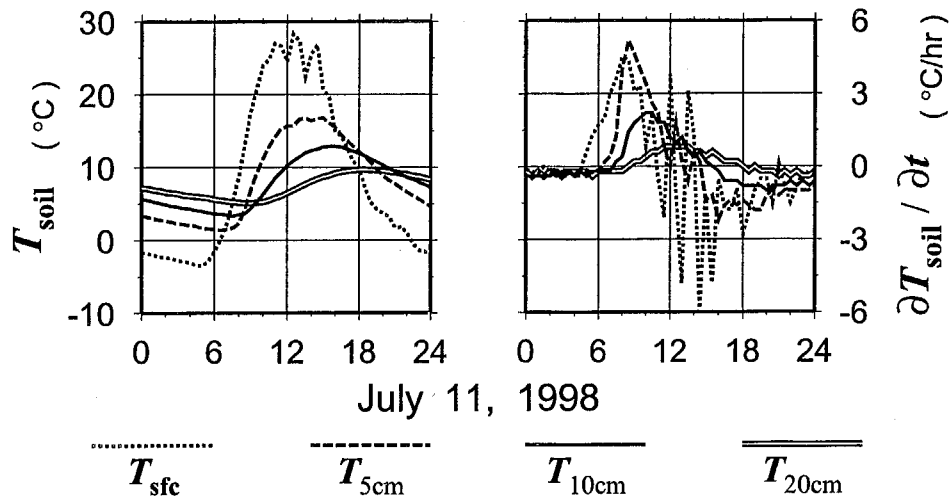


図 4.6: Amdo での 1998 年 7 月 11 日における地表面温度と地中温度の日変化 (左図) およびその時間変化率の日変化 (右図)。横軸は図 4.4 と同じく東経 90 度 (Amdo は東経 91.625 度, 北緯 32.241 度) における現地時間, 縦軸が温度およびその時間変化率を表す。点線が地表面温度, 波線が深さ 5cm, 実線が 10cm, 二重線が 20cm の地中温度をそれぞれ示し, 時間変化率は 30 分間隔のデータから 1 時間あたりの変化率に換算した値を用いた。なお, 時間変化率の様子がよくわかるように, 右図の地表面温度の時間変化率には 1/2 を掛けてある。

4.4 チベット高原の地表面エネルギーフラックス

チベット高原上の地表面温度エネルギーフラックス分布を算出する前に, まず, GMS データを用いて SEBS でフラックスが算出できるかどうか調べた。4.4.1 節では GMS データとゾンデ観測データとを併用し Amdo におけるフラックスを算出, 地上観測によるそれと比較した。次に, フラックスの算出の対処領域を高原全体へ拡張するために, 4.4.2 節では再解析データ ERA40 を用いてのフラックスの算出を行った。

4.4.1 ゾンデ観測データを用いたフラックス算出

まず, 衛星データとゾンデ観測データから算出した Amdo における地表面エネルギーフラックスを地上観測による実測値と比較した。図 4.3 にその散布図を示す。なお, Su (2002) によればブレンディングハイトは地上 500m であり, ゾンデ観測データのこの高さにおける気温や風速の値を用いた。まず, 正味放射量は観測値よりも高く算出されている場合が多い。正味放射量が過大評価される原因としては, 衛星観測と地上観測との間において, 観測される放射量の空間スケールに差があることが原因の一つであると考えられる。たとえば 1998 年 7 月 11 日の場合, 図 4.4 からこの日の 08:30UTC (14:30LST) における正味放射量の観測値は 378.7 W/m^2 であったのに対し, 推定値は 499.36 W/m^2 と 120 W/m^2 ほど過大評価していた。この日の下向き短波放射の観測データに着目すると, その時系列がきれいな曲線を描ききれていないことから, 日中を通して完全に雲に覆われていたことはないにしろ, 時間帯によっては雲により

日射が遮られていた可能性があることがわかる。このときの Amdo 周辺領域における雲の分布を調べるために、ほぼ同時刻である 08:32UTC の GMS-5 IR1 輝度温度分布と 08:28UTC の NOAA-14/AVHRR 4 チャンネル輝度温度分布を比較した。それが図 4.5 である。これによると Amdo 付近には東西に 10km 前後の幅を持った南北にのびる低輝度温度領域あり、図には示していないが NOAA-14/AVHRR 1 チャンネル反射強度分布と照らし合わせると、これは背の低い雲列であったと考えられる。08:30UTC の地表面温度の観測値が 299.85 K であり、Amdo を含むピクセルの NOAA の輝度温度は 276.1 K であったことから、Amdo の観測地点には雲がかかっていたと推測できる。一方、図 4.5 の GMS の輝度温度分布を見ると NOAA で確認された雲列を GMS ははっきりととらえることができていない。Amdo を含むピクセルの輝度温度も 289.0 K と比較的高く、そのため雲判別法によりこの地点は雲に覆われていない地表面からの放射をとらえていると判定された。このときに SEBS で算出された正味放射量の推定値は、完全に晴れている状況を想定してのものであり、雲の影響により下向き短波放射が抑えられた観測値と比較すれば推定値の方が値が大きくなる。

次に、地中熱流量をみると、まず図 4.4 の 1998 年 7 月 11 日における地中熱流量の時系列からもわかるように、双方の日変化の位相にずれがある。これは、地中熱流量の観測値は式 (4.19) のように地表面表層における地中温度の時間変化率で計算しているのに対して、SEBS による推定値は式 (4.9) のように正味放射量として地表面に到達する熱量がどの程度の割合で地中に伝導するかを仮定して算出しており、そもそも双方の算出方法において本質的な違いがあることが大きな原因となっている。観測値の日変化の位相は式 (4.19) より地表面温度および地中温度の時間変化率で決定され、推定値のそれは正味放射量の日変化の位相で決定される。図 4.4 と同日の地表面温度および地中温度の時間変化率を図 4.6 に示す。図 4.6 によると、深さ 20cm における地中温度の時間変化率の極大は正午前後に現れているものの、地表面温度とこの他の深さの地中温度のそれは午前中に現れていることがわかる。一方、正味放射量の位相は図 4.4 からわかるように太陽高度の日変化を反映し、正午にその極大が現れる。この差が、そのまま地中熱流量の位相差になっており、同様の問題は Kustas et al. (2000) などでも報告されている。また、推定値の地中熱流量の日変化における極大値・極小値の絶対値が観測値のそれに比べて小さい。例えば、前述の地中熱流量の位相差を無視すれば、図 4.4 の 1998 年 7 月 11 日における地中熱流量の極大は観測値で 280.96 W/m^2 、SEBS による推定値で 155.10 W/m^2 とその差が 100 W/m^2 以上もあった。このとき仮に植生被覆率 f_c が 1 だったとして、式 (4.9) は $G_0 = 0.315R_n$ であり、この日の正味放射量の最大値 724.93 W/m^2 を与えても、SEBS で推定される地中熱流量は 228.35 W/m^2 と観測値との間にはまだ 50 W/m^2 以上の誤差がある。これは、位相のずれの原因と同じく観測値と推定値との算出手法の違いも考えられるが、式 (4.9) の正味放射量にかかる正味放射量・地中熱流量の交換係数項 $[\Gamma_c + (1 - f_c)(\Gamma_s - \Gamma_c)]$ の値に土壤水分の変動による効果が考慮されてない点が考えられる。正味放射量にかかる交換係数の値は、式 (4.9) では 0.05 から 0.315 であるのに対して、Clothier et al. (1986) や Santanello and Friedl (2003) によると土壤水分の変動により交換係数の値は 0.05 から 0.5 まで変動しようとしている。近年、マイクロ波センサーを用いた土壤水分量のリモートセンシングが進歩してきており、その値を用いて土壤水分の変動の効果を正味放射量と地中熱流量の交換係数項に反映させることによって、地中熱流量の算出の改善ができるものと期待される。

一方、顕熱フラックスに関しては、図 4.3 や図 4.4 から弱い負の顕熱フラックスを再現しき

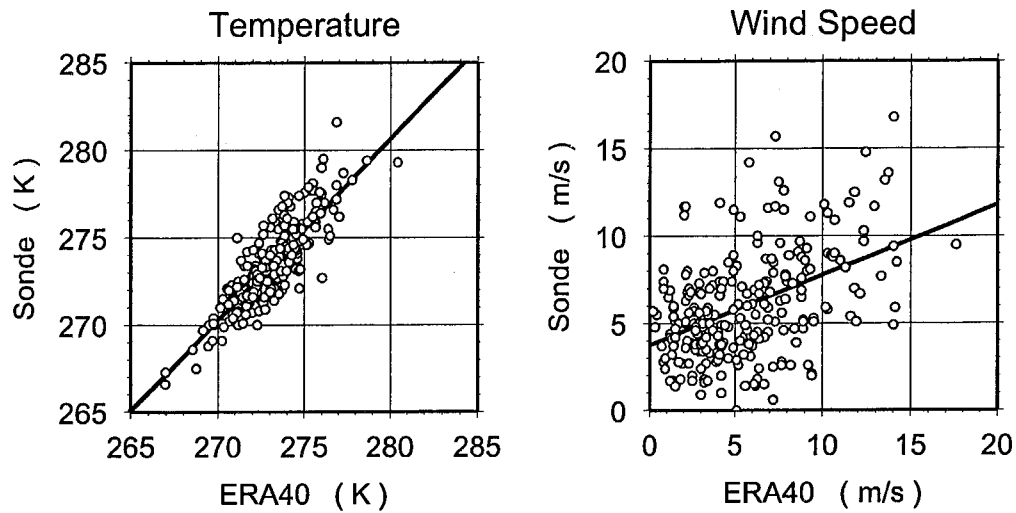


図 4.7: 500hPa 高度面における Amdo のゾンデ観測データと、Amdo に最も近い格子点 (図 4.2 の●) における再解析データ ERA40 の気温と水平風速との比較. 実線は線形回帰直線を示す.

れていないことが多い. この弱い負の顕熱フラックスは主に夜間から明け方にかけて観測されている. 一般に晴天時のチベット高原の夜間は放射冷却が卓越し安定層が発達する. しかし, 安定度が中立に近い状態の接地境界層の構造を記述したモニン-オブコフの相似則では, 逆転層ができる安定な場合において境界層の高さ (広域接地境界層を仮定している本研究ではブレディングハイト) が定義されないため, このことに原因があるといえる.

潜熱フラックスは, 観測値と推定値との差が他の成分に比べて最も大きい. SEBS では地表面におけるエネルギー収支が成り立つことを仮定した上で, 式 (4.18) により潜熱フラックスを算出している. よって, 算出される潜熱フラックスの誤差は, その他のフラックスの誤差に依存する. なお, それぞれのフラックスの観測値の相関係数や誤差などは表 4.1 にまとめている.

	Sonde			ERA40		
	R	RMSE	N	R	RMSE	N
R_n	0.9573	82.506	784	0.9555	86.026	1235
G_0	0.9038	44.161	411	0.9086	44.588	679
H	0.7899	79.585	721	0.8687	47.691	935
λE	0.6638	112.538	721	0.7134	134.439	935

表 4.1: Amdo における地表面エネルギーフラックスと観測値との比較. 左からフラックスの成分, ゾンデ観測データを用いて算出したフラックスと地上観測によるそれとの相関係数 R , 平均二乗誤差 RMSE, サンプル数, 再解析データ ERA40 を用いて算出したフラックスと地上観測によるそれとの相関係数 R , 平均二乗誤差 RMSE, サンプル数 N を示す. RMSE の単位は W/m^2 .

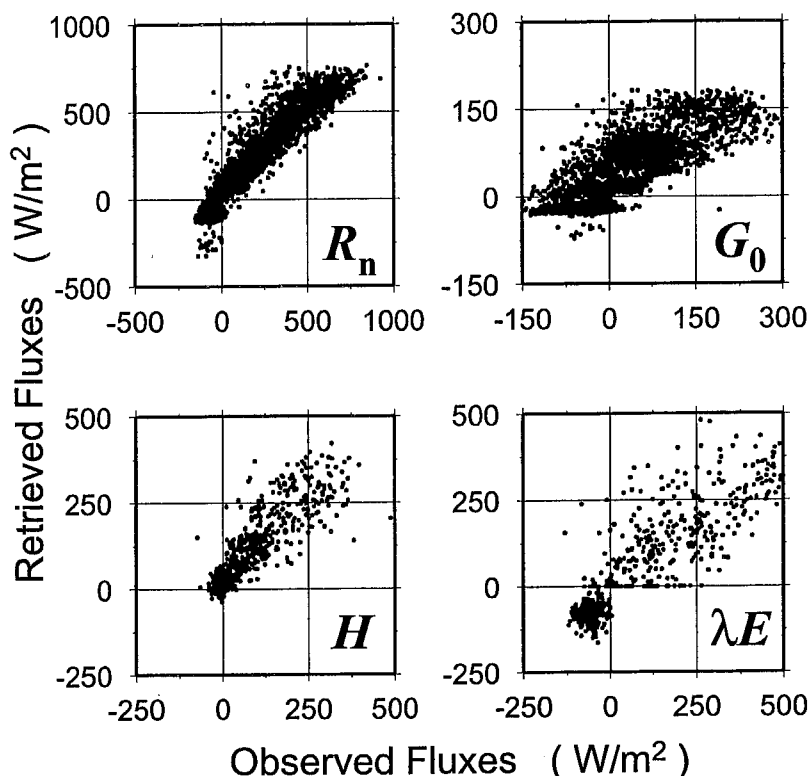


図 4.8: Amdo で観測された地表面エネルギーフラックス (横軸) と衛星データと再解析データ ERA40 から SEBS により算出したフラックス (縦軸) との比較を示す散布図. 左上が正味放射量 R_n , 右上が地中熱流量 G_0 , 左下が顕熱フラックス H , 右下が潜熱フラックス λE である.

4.4.2 再解析データ ERA40 を用いたフラックス算出

前節までの地表面エネルギーフラックスの算出を, チベット高原全体を対象としたその空間分布の算出に拡張するためには, ブレンディングハイトにおける風速, 気温の空間分布を与える必要がある. 本研究ではこの空間分布を再解析データ ERA40 で与える. ERA40 を用いてフラックスを算出する前に, 再解析データが現実大気をどのくらい反映しているのか調べておく必要がある. Amdo におけるゾンデ観測データを現実大気として ERA40 との比較を行った. Amdo の海拔高度は 4,700m であり, ブレンディングハイトは地上 500m とされているので, Amdo におけるブレンディングハイトの高さにおける気圧はおおよそ 540hPa となる. この高さから最も近い ERA40 の気圧面は 500hPa であるので, 500hPa 高度面における Amdo のゾンデ観測データと, Amdo に最も近い格子点 (図 4.2 の ●) における ERA40 の気温と水平風速のとの比較を行った (図 4.7). 気温では両者の相関係数 0.857, RMSE 1.29 K, 風速では相関係数 0.458, RMSE 3.44 m/s であった. 残渣として求める潜熱フラックスを除くと, ブレンディングハイトにおける風速, 気温により算出されるフラックスの値への影響を最も大きく受けるのは顕熱フラックスである. そこでそれぞれの RMSE だけ誤差があったときに見込まれる顕熱フラックスの誤差を見積もってみた. 顕熱フラックスの絶対値が小さい (100W/m^2

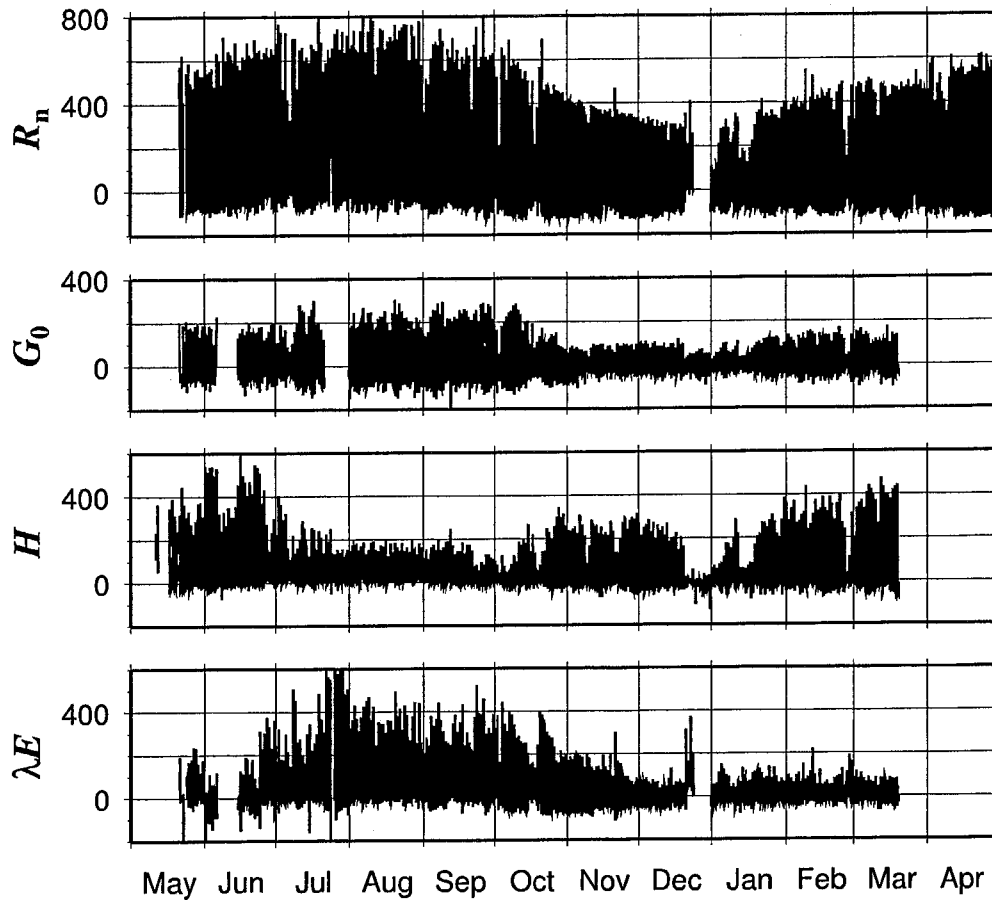


図 4.9: 1998 年 5 月から 1999 年 4 月までにおける Amdo の地表面エネルギーフラックスの季節変化 (Tanaka et al., 2004). 上から正味放射量 R_n , 地中熱流量 G_0 , 顕熱フラックス H , 潜熱フラックス λE で, 単位は W/m^2 .

未満) 夜間では, およそ温度 1K で数 W/m^2 の誤差が生じ, 風速による誤差はほとんどないことがわかった. 絶対値が大きい (数 $100W/m^2$) 日中では, 気温 1K の誤差で 10 数 W/m^2 , 風速 1m/s の誤差で 10 数 W/m^2 のフラックス算出誤差が生じることがわかった.

再解析データを用いることによって顕熱フラックスに対しこの程度の誤差が生じることをふまえた上で, SEBS を用いて Amdo におけるフラックスを算出した. ERA40 のジオポテンシャルハイトのデータから地上 500m における気圧を計算し, その上下気圧面の気温および風速データを用いて内挿し, ブレンディングハイトにおける気温, 風速データとして SEBS に与えた. 算出されたフラックスと観測データとの比較を行い (図 4.8), 相関係数などを求めた (表 4.1). 散布図による誤差の分布, 相関係数や RMSE など, ゾンデ観測データを用いたときと同等の精度でフラックスを算出することができていることが確認できた.

ゾンデ観測はモンスーン季を中心に行われたためデータの期間には限りがあり, この期間以外の SEBS で算出したフラックスと地上観測で得られたフラックスとの比較は 4.4.1 節では行えなかった. ERA40 のデータは年間を通してあるので, SEBS で算出されたフラックスが,

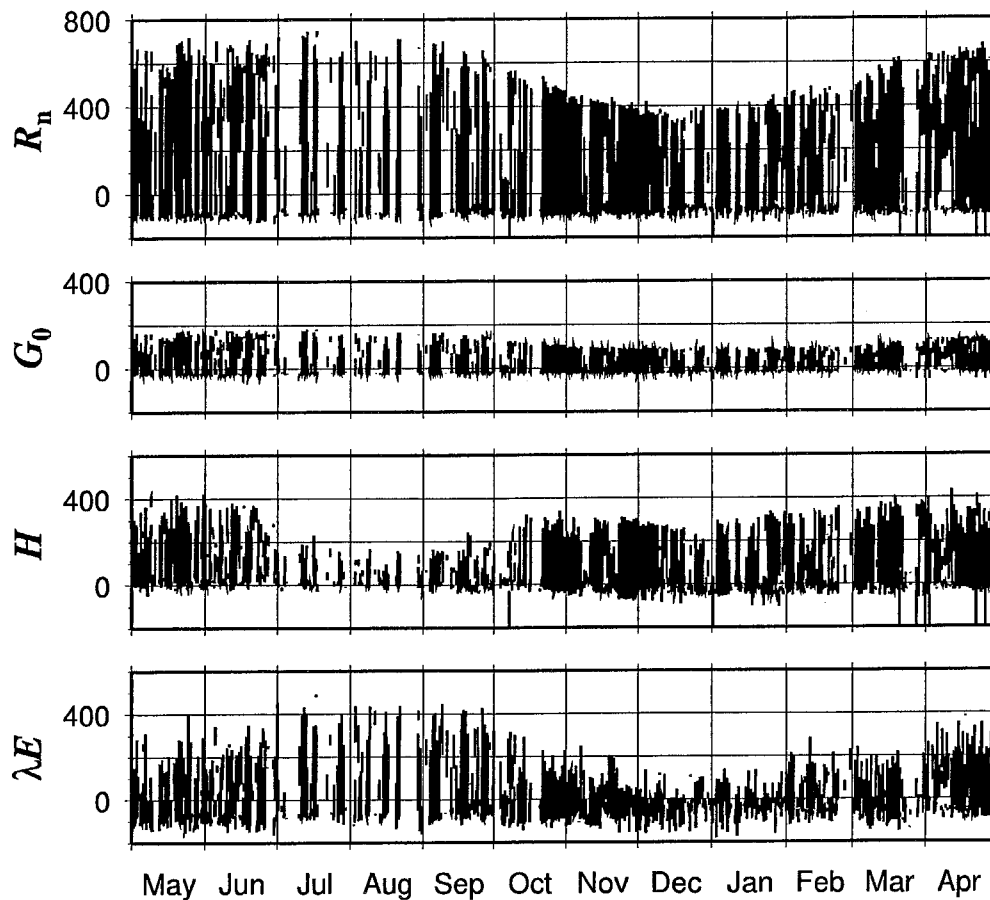


図 4.10: 図 4.9 と同じ, ただし衛星データと再解析データ ERA40 から SEBS により算出された推定値.

観測データと矛盾のない季節変化をとらえられているかを調べることができる。そこで、1998年5月から1999年4月までの1年間のデータを用いてフラックスの季節変化の比較を行った。その結果が図 4.9, 図 4.10 である。SEBS による推定値は1時間間隔であるが、7月や8月を中心にデータの空白域が目立つ。このデータが欠如している期間は、雲の存在によりフラックスが算出できなかった期間であり、特に対流活動が活発になるモンスーン季において顕著にみられる。それぞれのフラックスの成分を見ていくと、まず正味放射量は、日中の極大値の季節変化が観測値のそれと良い一致を示している。また、観測データでは夜間の極小値は夏に比べて冬の方がその絶対値が大きくなり、これは大気や地表面が乾燥する冬季の夜間には夏季に比べて地表面付近の放射冷却が卓越するためであると考えられるが、推定値では観測値ほど顕著な変化はみられない。次に、地中熱流量であるが、年間を通して、日中の極大および夜間の極小ともに絶対値が観測値より低く、図からは判別しにくい。4.4.1節で述べた位相のずれも確認された。また観測値には、10月から11月にかけてを境に日中の極大値に変化が見られ、これ以前のモンスーン季には冬季のおよそ2倍の地中熱流量があった。推定値の地中熱流量は正味放射量から算出されることもあり、日中の極大値は冬季に比べて夏季の方が大きいものの、観測値でみられるような10月から11月にかけての落ち込みは確認できない。一方、顕熱フラックスに関して、観測データでは、6月の日中に400ないし300 W/m²あった顕熱フラックスが、モンスーンの進行に伴い大気や地表面が湿潤になるにつれて減少し、7月

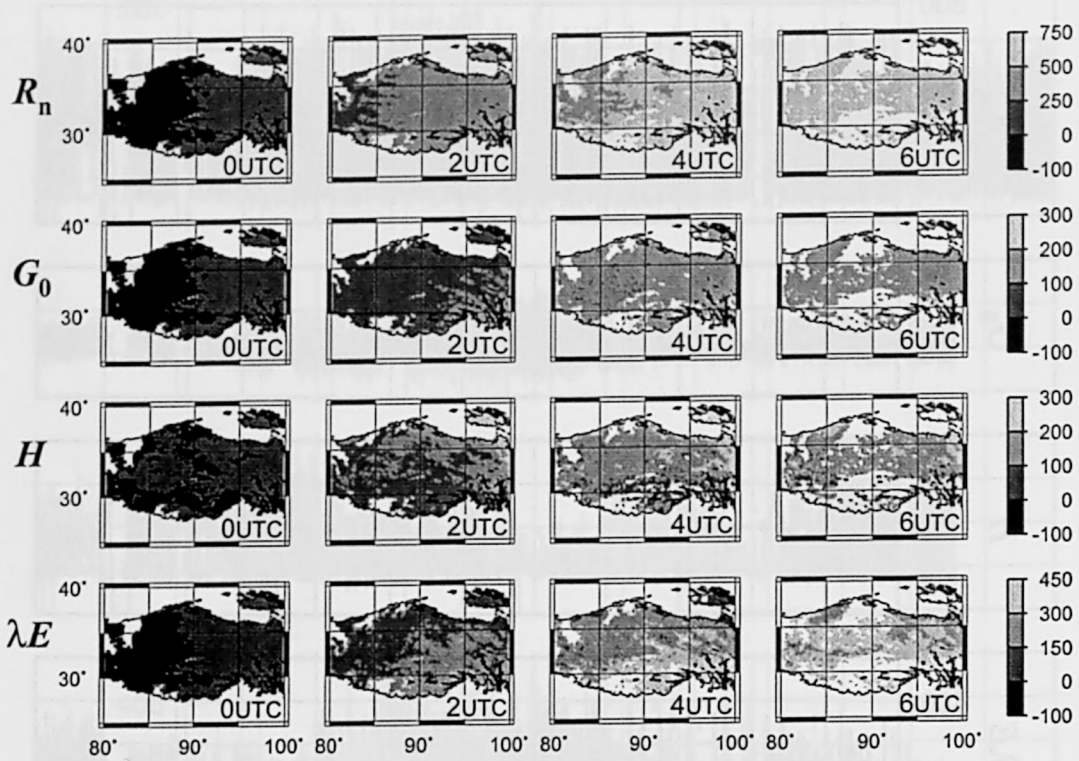


図 4.11: 1998 年 4 月 25 日のチベット高原における地表面エネルギーフラックスの日変化。上から正味放射量 R_n ，地中熱流量 G_0 ，顕熱フラックス H ，潜熱フラックス λE で，単位は W/m^2 。高原上の白抜きの部分は雲に覆われていたためフラックスが算出できなかった領域を示す。

に入ると 200 ないし 100 W/m^2 に落ち込んでいる。SEBS を用いて算出した顕熱フラックスは，冬季およびプレモンスーン季には観測値より 100 W/m^2 ほど過小評価しているものの，この季節変化をよく再現できている。以上のフラックスの成分からの残渣として求めている潜熱フラックスであるが，図 4.8 などでの統計的な比較において SEBS による推定値の観測値との誤差が他の成分に比べて大きかったものの，季節変化の傾向を比較する限りではそれほど観測値と矛盾するような結果ではないことがわかった。冬季からプレモンスーン季にかけての日中における潜熱フラックスの推定値が観測値に比べて過大評価しているが，モンスーンの進行とともに日中の極大値が大きくなる傾向はよくとらえられているものと思われる。

4.5 4章のまとめ

NOAA/AVHRR 画像データとゾンデ観測データとから地表面エネルギーフラックスの空間分布を推定するアルゴリズム SEBS を，GMS-5/VISSR 画像データに適用しゾンデ観測データの代わりに再解析データ ERA40 を用いてチベット高原スケールでのフラックスの空間分布の算出を行った。

まず、GMS 画像とゾンデ観測データを用いて算出したフラックスの推定値を観測値と比較し、フラックスの各成分における誤差の原因を検討した。観測値との差が大きくなる原因としては、衛星データと観測データとがとらえる空間スケールの差、SEBS で推定する値と観測データから求める値との計算方法の本質的な違い、中立に近い安定度を想定したモニン-オブコフの相似則の理論を夜間の放射冷却による強い安定層下で適用していること、などが考えられた。特に地中熱流量の推定では、土壌水分の変動による熱交換係数の変動を考慮していないため、この効果を地中熱流量の算出に反映させる必要がある。また、チベット高原の地表面は、日射による加熱と夜間の強い放射冷却のため、土壌水分の凍結・融解過程がしばしばみられる。しがたって土壌水分の変動に加えて、土壌における水の相変化を考慮した地中熱流量の算出法を新たに構築する必要もある。土壌水分量の空間分布はマイクロ波センサを搭載した衛星による研究が進められているが、これら凍結・融解水分量まで算出するとなると日変化を解像できる時間間隔での観測が必要になり、それは現時点では困難な状況である。また、顕熱フラックスを算出するのにモニン-オブコフの相似則を用いている点については、フラックスリチャードソン数などで安定度による閾値を決め、その値により算出される顕熱フラックスの信頼性の指標にすることなどを検討する必要があると思われる。同時に、安定層が発達する状況下における顕熱フラックスの算出法も構築すべきである。

次に、GMS 画像と再解析データ ERA40 を用いての算出および観測値との比較を行った。フラックス算出のために必要なブレンディングハイトにおける気温、風速のデータについて、ゾンデ観測データと再解析データとを比較したところ、ある程度の差が確認され、この差によるフラックス算出への影響は、正味放射量で最大 5 W/m^2 、地中熱流量で最大 2 W/m^2 、顕熱フラックスで最大 10 数 W/m^2 程度の影響を受けることがわかった。このような誤差があることをふまえた上で、観測値との比較を行った結果、ゾンデ観測データを用いたときと同程度の精度でフラックスが算出できることが確認された。またフラックスの季節変化の傾向を比較したところ、観測値と矛盾なく推定されていることもわかった。ここでは、フラックスの空間分布を算出する際に衛星データだけではなく、ブレンディングハイトにおける気温や風速の空間分布のデータとして再解析データを使用した。本研究のようにチベット高原全体におけるフラックス分布の算出となると、気温や風速の水平一様を仮定するには無理がある。再解析データを用いた理由はそこにあるが、純粋な観測データではない以上、再解析データの気温や風速は気象モデルや陸面モデル、その解像度、乱流パラメタリゼーションなど物理過程の簡略化などに依存した値になる危険性がある。4.4.2 節でのゾンデ観測データとの比較により、再解析データの値が現実大気と矛盾しないこと、気温や風速の平均的な誤差が算出されるフラックスの値へ深刻な影響を与えないことが確認された。本研究における再解析データの使用は、実際のフラックスの変動と矛盾しないデータの算出のために必要最小限の入力データとして用いたという位置づけである。

最近の衛星データを用いた研究では、気温プロファイルや水蒸気プロファイルの算出も行われている (例えば Susskind et al., 2003; Fetzer et al., 2003)。これらのデータと組み合わせることで、より正確なフラックスの空間分布を算出できるようになると期待される。

第5章 結語

本章では第2章、第3章、第4章の総合的なまとめと、今後の研究の展望について論じることで、本研究の結語とする。

本研究ではチベット高原における熱収支・水収支の面的な定量化を目標に、第2章では静止軌道衛星 GMS-5 のデータを用いて地表面温度の空間分布を算出する手法を、第4章では地表面エネルギーフラックスの空間分布を算出する手法を提案した。本研究において静止軌道衛星 GMS-5 に着目した点は2つあり、1つは GMS-5 が一度に観測できる領域が広いこと、もう1つはその観測の頻度が高いことである。

観測領域の広さについては、衛星データ全般に関して言えることである。リモートセンシング技術を駆使した衛星観測データは、対象地域のインフラにかかわらず地上観測が困難な地域も含めてあらゆる場所を均等に観測し、ある物理量の空間分布の情報を提供してくれる。地上観測であれば、データの空間的なアップスケールを行う際に、観測地点の偏在に伴うデータの局所依存性や異なる測器間のキャリブレーションなどが問題になるが、衛星観測データならばこの限りではない。衛星観測から算出されるデータは、軌道高度や衛星に搭載されたセンサの性能に依存するが、局所的な一点における物理量ではなく、ある程度の面積をもった領域からの平均的な物理量である。また、静止軌道衛星は極軌道衛星に比べて高い位置から観測するため、そのデータの空間解像度が極軌道衛星に比べて劣るものの、1回の観測で地球全体のおよそ4分の1の領域のデータを得ることができる点で、観測幅が限られる極軌道衛星より優れている。

観測頻度の高さについては、例えば極軌道衛星は同一衛星が同一地点を1日2回までしか観測できないのに対して、多くの静止軌道衛星は最大30分間隔で同一領域を観測できる。特にチベット高原では地表面温度や顕熱・潜熱フラックスの日変化量が非常に大きい。極軌道衛星 NOAA のだと1日2回程度のデータしか得ることができず、これらの日変化をとらえることは困難であるが、GMS-5 ならば通常1時間間隔での観測を行っているため、それが可能である。

本研究の手法を用いて衛星データから算出された地表面温度および地表面エネルギーフラックスの推定値と、地上観測によるそれらの実測値との間には、地表面温度で数K、フラックスで数 10 W/m^2 の RMSE があることがわかった。しかし、衛星センサがとらえる空間スケールと、地上観測における測器が観測する空間スケールとが異なるため、衛星データから算出した物理量の値と観測データのそれとの間に多少なりとも差があることは十分考えられる。そ

の一方で、衛星データから算出された地表面温度および地表面エネルギーフラックスは、日変化や季節変化の傾向が観測データと矛盾しておらず、本研究で構築した算出手法により得られるこれらのデータは妥当なものであると考えられる。

GMS-5のデータは2003年4月まで過去約8年間にわたって蓄積されており、第3章では1996年から2002年までのチベット高原における地表面温度の空間分布のデータセットを用いて、チベット高原の地表面温度が0.096K/yrの割合で上昇していることを明らかにした。また、地表面温度の日最低値の上昇が0.155K/yrであるのに対して、日最高値のそれが0.002K/yrであることから、地表面温度の日平均値の上昇は夜間の地表面温度の上昇によりもたらされていることを示した。チベット高原の地表面温度が上昇しているという結果は、一連の地球温暖化に関する研究結果における日最低気温の上昇速度が日最高気温のそれよりも大きいことと一致している。特に、都市域に比べて人間活動の影響がそれほど及ばないチベット高原における地表面温度の上昇は、地球温暖化が原因あるいは影響していると考えられる。地球温暖化に関する研究が気温の観測データを中心に行われているのに対して、衛星データを用いた地表面温度の変動に関する研究はごく最近になって行われるようになった。地表面温度は大気と陸面における熱的な相互作用の指標であるために、その長期的な変動の解析結果により、一連の地球温暖化に関する研究が進展されるものと期待される。

このように観測範囲の広さ、観測頻度の高さに加えて観測期間の長さもGMS-5のデータを使う利点であると言える。本研究で構築したGMS-5のデータを用いて地表面温度や地表面エネルギーフラックスの空間分布を算出する手法は過去に例がなく、この手法により算出されたデータセットを用いることにより、今後の、アジアモンスーン気候におけるチベット高原の地表面の熱力学的影響の研究において、季節内変化、季節変化、年々変化に加え、日変化の時間スケールにおける解析が行えるようになる。具体的には、チベット高原上における対流圏の熱収支の指標としてYanai et al. (1992)で用いられているHeat Source Q_1 、Moisture Sink Q_2 を再解析データから求め、これと本研究で算出した地表面エネルギーフラックスの分布と比較することで、地表面からの加熱が鉛直方向にどのように伝播しているのかを定量的にかつ面的に評価することができる。また、第2章の2.5節で新たに提案した変動閾値による雲判別法を用いて、地表面温度あるいはフラックスの算出対象から除外してきた雲に覆われている領域のデータは、対流活動度の情報を含んでおり、その強度を示す新たな指標を定義できる可能性を持っている。この雲に覆われている領域のデータを、レーダー観測やゾンデ観測のデータを用いてバリデーションを行うことによって、モンスーンの影響を受ける地域について対流活動度の分布がわかる。そして、モンスーンの動態の指標となるチベット高気圧の気圧場やこの対流活動度の分布と、 Q_1 、 Q_2 、地表面エネルギーフラックスの空間分布を比較することにより、日変化を含む季節内変化、季節変化、年々変化と様々な時間スケールでのチベット高原の地表面が及ぼす大気加熱およびモンスーンの動態への影響が明らかにされるものと思われる。

GMS-5の後継機MTSATや、中国のFY2Bの後継機FY2Cの観測体制が整えば、さらに長期間の地表面温度やフラックスのデータも取得できるようになる。現在の手法ではフラックスの算出の対象領域をチベット高原のみに限定しているが、衛星データに含まれる大気減衰の効果の水蒸気チャンネル以外のデータから定量化することができれば、他の地域においてもフラックスの空間分布を求めることができるようになる。最近の衛星データのリトリーバ

ル研究では水蒸気プロファイルなどの算出も行われており、このようなデータを併用することによって、フラックス算出法の拡張を行うことができるものと思われる。この改良された算出手法により、地表面温度やフラックスの空間分布が他の地域でも1時間ごとに算出できるようになれば、4次元データ同化の資料として有用であり客観解析の精度向上に大きくつながるものと思われる。また、フラックスの空間分布のデータセットは、GISとしての広域の水・エネルギー循環や環境変動など様々な分野での需要が多く、気象学、気候学のみならず環境学、土木工学、農学はじめ多くの分野への貢献が期待される。

参考論文

Thesis の基礎となった論文は以下の 3 篇である。

1. Estimation of Land Surface Temperature over the Tibetan Plateau Using GMS Data
(GMS を用いたチベット高原上の地表面温度の算出)
Journal of Applied Meteorology, **43**(4), 548–561.
Yuichiro Oku, Hirohiko Ishikawa の共著
2. Recent Trends in Land Surface Temperature on the Tibetan Plateau
(チベット高原における地表面温度の年々変動)
Journal of Climate, 平成 16 年 10 月投稿, 査読中.
Yuichiro Oku, Hirohiko Ishikawa, Shigenori Haginoya, Yaoming Ma の共著
3. Estimation of Land Surface Energy Fluxes over the Tibetan Plateau Using GMS Data
(GMS を用いたチベット高原上の地表面エネルギーフラックスの算出)
Journal of Applied Meteorology, 平成 16 年 12 月投稿.
Yuichiro Oku, Hirohiko Ishikawa, Zhongbo Su の共著

その他の参考となる論文は以下の通りである。

4. 気象衛星ひまわりを用いたチベット高原上の地表面温度の算出
京都大学 防災研究所年報, 平成 15 年 4 月, 第 46 号 B, 561–573.
奥 勇一郎, 石川 裕彦の共著
5. 中国の気象衛星 FY2B による大気観測
京都大学 防災研究所年報, 平成 16 年 4 月, 第 47 号 B, 455–463.
奥 勇一郎, 石川 裕彦の共著

共著論文における申請者の寄与

Thesis の基礎となった論文 3 篇において、申請者の寄与は以下の通りである。

参考論文 1

地表面温度算出アルゴリズムの構築からその算出結果の解析および論文の執筆まですべて申請者 Yuichiro Oku が行った。共著者である Hirohiko Ishikawa 氏には申請者の指導教官として研究結果および英文校正に対する助言をいただいた。

参考論文 2

地表面温度の算出からデータの解析および論文の執筆まですべて申請者 Yuichiro Oku が行った。共著者である Hirohiko Ishikawa 氏には申請者の指導教官として研究結果および英文校正に対する助言をいただいた。また Shigenori Haginoya 氏からは西チベットの、Yaoming Ma 氏からは東チベットの地上観測データを提供していただいた。

参考論文 3

地表面エネルギーフラックス算出アルゴリズムの構築からその算出結果の解析および論文の執筆まですべて申請者 Yuichiro Oku が行った。共著者である Hirohiko Ishikawa 氏には申請者の指導教官として研究結果および英文校正に対する助言をいただいた。また Zhongbo Su 氏には地表面エネルギーフラックスの算出手法 SEBS のプログラムを提供していただいた。

謝 辞

本研究で使用した GMS-5/VISSR 画像データは研究室で受信したものであります。またその一部は高知大学気象情報頁 (<http://weather.is.kochi-u.ac.jp>) より配布されたものです。NOAA/AVHRR 画像データは米国大気海洋庁 National Environmental Satellite, Data and Information Service (NESDIS, <http://www.saa.noaa.gov>) より配布されたものです。放射伝達モデル MODTRAN は米国空軍地球物理研究所 AFGL (Air Force Geophysics Laboratory) により配布されたものです。再解析データ ERA40 はヨーロッパ中期予報センター (<http://www.ecmwf.int>) より配布されたものです。本論文のフォーマットは先輩であり現在は岐阜大学工学部助手の吉野純博士が作成されたものを使用しています。本論文中の図は GMT (The Generic Mapping Tools, <http://gmt.soest.hawaii.edu>) によって作成されたものであります。

本研究は平成 16 年 (2004 年) 度より日本学術振興会特別研究員研究奨励費の支援を受けて遂行されました。第 4 章の地表面エネルギーフラックス算出アルゴリズム SEBS の習得のためのワゲニンゲン大学 (Wageningen University and Research Institute) への滞在には京都大学防災研究所 COE 海外派遣大学院生制度の援助を受けました。

本研究を進めるにあたって数多くの方々のご指導、ご協力をいただきました。まず、京都大学防災研究所の石川裕彦助教授には、修士課程 1 年次より 5 年間、終始懇切丁寧なご指導を賜りました。同研究所の植田洋匡教授には常に研究内容の細部にまで目を配って頂き、的確なコメントをくださいました。両先生方には、研究環境の向上に常日頃から並々ならぬご支援をいただきました。この場を借りまして深く御礼申し上げます。

チベット高原における観測データは GAME/Tibet プロジェクトにより取得されたものです。Amdo 地点における地表面エネルギーフラックスの観測データは熊本大学工学部の田中健路助手よりいただきました。また、私自身、修士課程および博士後期課程を通じて計 5 回、述べ 5 ヶ月間にわたり現地における観測活動に参加させていただくことができました。初めて参加し高山病で倒れた平成 12 年の夏も今となっては良き思い出の一つです。チベット高原の雄大な自然と文化に触れることができ、貴重な体験をすることができました。このような機会を与えてくださった石川裕彦助教授、東京大学大学院工学系研究科の小池俊雄教授をはじめ同大学の陽坤 (Yang Kun) 助教授、藤井秀幸研究員、玉川勝徳研究員、広瀬望博士、Petra Koudelova 博士、谷口健司氏、滋賀県立大学環境科学部の上野健一助教授、千葉大学環境リモートセンシング研究センターの竹内延夫教授、神戸大学自然科学研究科の荻野慎也博士、北海道大学大学院理学研究科の森田格氏 (現 日本工営)、岡山大学大学院自然科学研究科の上甲実氏 (現 気象庁仙台管区气象台)、筑波大学大学院環境科学研究科の野村茂行氏 (現 日本気象協会)、近畿

大学大学院総合理工学研究科の坊野浩規氏（現 松下産機エンジニアリング）、名古屋大学地球水循環研究センターの金森大成氏、上松精機の小野谷剛氏、中国科学院 (Chinese Academy of Science) 蘭州寒区旱区環境与工程研究所 (Cold and Arid Regions Environmental and Engineering Research Institute) の王介民 (Wang Jiemin) 教授、馬耀明 (Ma Yaoming) 博士（現 青蔵高原研究所: Institute of Tibetan Plateau Research, Chinese Academy of Science）、田立德 (Tian Lide) 博士（現 青蔵高原研究所）、胡澤勇 (Hu Zeyong) 博士、楊文 (Yang Wen) 博士、楊梅学 (Yang Meixue) 博士、安徽光学精密機械研究所 (Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics) の劉建国 (Liu Jianguo) 博士、中国気象科学院 (Chinese Academy of Meteorological Science) の卞林根 (Bian Lingen) 教授、韓国 Yonsei University の Kim Joon 教授、そのほか多くの日中韓観測隊および関係者の皆様には、現地での観測活動において機器の設置、保守、操作などの技術的な面について、また学会等の場において研究内容や解析手法など学術的な面について、ご指導いただきました。皆様には厚く御礼申し上げます。

ワーゲニンゲン大学の蘇中波 (Su Zhongbo) 教授（現 International Institute for Geo-Information Science and Earth Observation）には地表面エネルギーフラックス算出アルゴリズム SEBS の内容に関して、滞在中はもとより帰国後も幾度となく惜しめないご指導を賜りました。研究室の先輩であり神戸大学海事科学部助教授の大澤輝夫博士には、私の卒業論文執筆当時の GMS 画像データを提供していただき、進学後も処理プログラムなどの技術的なご支援をいただきました。京都大学防災研究所の林泰一助教授には特に研究室のセミナーの場で研究に対するご助言をいただきました。同研究所堀口光章助手には、特に計算機環境の面でお世話になりました。研究室の事務の細井洵子さんと戸田嘉子さんには、大変よい研究環境を提供していただきました。先輩の筆保弘徳博士（現 防災科学研究所）、吉野純博士（現 岐阜大学工学部助手）、穂積祐博士（現 京都大学防災研究所 COE 研究員）、同期の梶野瑞王氏、小山高弘氏（現 日本ヒューレット・パカード）の存在は、研究面だけでなく特に私生活の面で当時、神戸大学から入学してきた私にとって心強い支えになりました。また、後輩の福原隆彰氏（現 鉄道総合研究所）、三浦優利子氏（現 CRC ソリューションズ）、石川雅章氏（現 気象庁大阪管区気象台）、山根悠介氏、木原直人氏、堅田元喜氏（現 日本原子力研究所）、福井哲央氏（現 計量計画研究所）、米田次郎氏、横木研氏、藤原崇博氏、手嶋あかり氏、斎藤雄也氏、十倉崇行氏、隈部智晴氏には、私生活を通してともに楽しい時間を過ごすことができました。皆様には厚く御礼申し上げます。

最後に今日まで文句一つ言わずに見守ってくれた両親に、深く感謝の意を表します。

平成 16 年 12 月

奥 勇一郎

付録A 下向き短波放射の算出

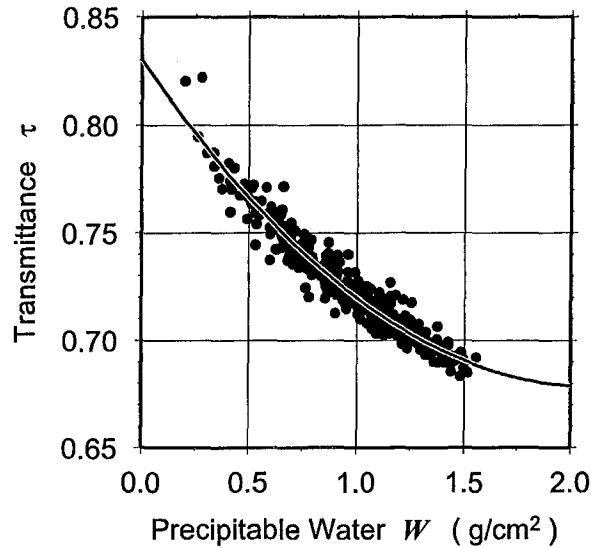


図 A.1: 短波放射の波長帯における大気の透過率の変化. 実線は 2 次の回帰曲線.

本章では節における下向き短波放射の算出の詳細を述べる. 特に断りがない限り緯度, 経度を含む角度の単位はすべて radian とする. 下向き短波放射 R_S^\downarrow は, 大気上端における日射量 K^\downarrow と大気の透過率 τ を用いて,

$$R_S^\downarrow = K^\downarrow \tau = e_0 I_{sc} \cos \theta \tau \quad (\text{A.1})$$

で求めることができる. ここで I_{sc} は太陽定数であり,

$$I_{sc} = 1.367 \times 10^3 \text{ [Wm}^{-2}\text{]} \quad (\text{A.2})$$

である. τ は 2.4.2 節と同様に, 気圧, 温度, 湿度の鉛直プロファイルを Amdo におけるゾンデ観測データで与えたときの MODTRAN による放射伝達の計算から可降水量の関数として経験的に導出する. 図 A.1 にその結果を示す.

地球の公転軌道が太陽を焦点の1つとする楕円であるため、地球と太陽との距離に反比例して大気上端における日射量は変化する。\$e_0\$はこの距離を大気上端における日射量の季節変化に反映するための補正率であり、DOYを用いて

$$\omega = 2\pi \frac{\text{DOY}}{365} \quad (\text{A.3})$$

としたとき、

$$e_0 = 1.00011 + 0.034221 \cos \omega + 0.00128 \sin \omega + 0.000719 \cos 2\omega + 0.000077 \sin 2\omega \quad (\text{A.4})$$

で与えられる。

\$\theta\$は地形を考慮した太陽の天頂角であり、傾斜角\$\zeta\$、最大傾斜方向（アスペクト角）\$\eta\$のとき、

$$\cos \theta = \sin \theta_{ze} \sin \zeta (\cos \theta_{az} \cos \eta + \sin \theta_{az} \sin \eta) + \cos \theta_{ze} \cos \zeta \quad (\text{A.5})$$

で与えられる。\$\theta_{ze}\$は地表面が水平であるとき、すなわち\$\zeta = 0\$のときの太陽の天頂角で、

$$\cos \theta_{ze} = \sin \delta \sin \phi + \cos \delta \cos \phi \cos t \quad (\text{A.6})$$

であり、\$\theta_{az}\$は太陽の方位角で、

$$\begin{aligned} \cos \theta_{az} &= \cos \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) \cos \left(\frac{\pi}{2} - \phi \right) + \sin \left(\frac{\pi}{2} - \delta \right) \sin \left(\frac{\pi}{2} - \phi \right) \cos t \\ &= \frac{\cos \theta_{ze} \sin \phi - \sin \delta}{\sin \theta_{ze} \cos \phi} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

である。\$\delta\$は赤緯で、DOYにより

$$\delta = \beta_1 - \beta_2 \cos \omega + \beta_3 \sin \omega - \beta_4 \cos 2\omega + \beta_5 \sin 2\omega - \beta_6 \cos 3\omega + \beta_7 \sin 3\omega \quad (\text{A.8})$$

で求まる。ただし、

$$\begin{aligned} \beta_1 &= 0.006918, \\ \beta_2 &= 0.399912, \\ \beta_3 &= 0.070257, \\ \beta_4 &= 0.006758, \\ \beta_5 &= 0.000907, \\ \beta_6 &= 0.002697, \\ \beta_7 &= 0.001480 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

である。\$\phi\$はその地点の緯度、\$t\$は時角で、経度を\$\lambda\$とすると、

$$t = \left(\frac{t_0 + t'}{12} - 1 \right) \pi + \lambda \quad (\text{A.10})$$

ただし\$t_0\$は平均太陽時におけるUTCである。太陽が南中してから、再び通過するまでの時間は年間を通して一定ではなく、およそ\$\pm 15\$分の範囲で変動する。平均太陽時は、天の赤道上

を一定の速度で移動していく仮想的な平均太陽による時間である。放射量を推定する場合は実際の太陽、真太陽の動きを追従する必要があるので平均太陽時との時差を均時差 t' として

$$t' = \frac{12}{\pi} (\alpha_1 + \alpha_2 \cos \delta - \alpha_3 \sin \delta - \alpha_4 \cos 2\delta - \alpha_5 \sin 2\delta) \quad (\text{A.11})$$

の補正を加える必要がある。ただし、

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 0.000075, \\ \alpha_2 &= 0.001868, \\ \alpha_3 &= 0.032077, \\ \alpha_4 &= 0.014615, \\ \alpha_5 &= 0.040849 \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

である (Iqbal, 1983).

付録B kB^{-1} の算出

本章では 4.2.3 節における kB^{-1} の算出方法について述べる。Su (2002) によると kB^{-1} は

$$\begin{aligned} kB^{-1} &\equiv \ln\left(\frac{z_{0m}}{z_{0h}}\right) \\ &= \frac{kC_d}{4C_t \frac{u^*}{u(z)} (1 - e^{-n/2})} f_c^2 + \frac{k \frac{u^*}{u(z)} \frac{z_{0m}}{z}}{C_t^*} f_c^2 (1 - f_c)^2 + kB_s^{-1} (1 - f_c)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

で与えられる。式 (B.1) 中の n は

$$n = \frac{C_d \cdot \text{LAI}}{2 \left(\frac{u^*}{u(z)}\right)^2} \quad (\text{B.2})$$

で与えられ、LAI は葉面積指数 (Leaf Area Index) であり NDVI から導出する。 C_d は植生による抗力係数 (drag coefficient for vegetation) で $C_d = 0.2$ 、 C_t は葉面における熱伝達係数 (heat transfer coefficient of the leaf) で $C_t = 0.01$ である。 C_t^* は土壌における熱伝達係数 (heat transfer coefficient of the soil) であり、

$$C_t^* = Pr^{-\frac{2}{3}} \cdot Re_*^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{B.3})$$

である。ここで Pr はプラントル数 (Prandtl number) で $Pr = 0.5$ 、 Re_* は粗度レイノルズ数 (roughness Reynolds number) であり、

$$Re_* = \frac{h_0 u^*}{\nu} \quad (\text{B.4})$$

Massman (1999) より空気の動粘性係数 ν は、

$$\nu = 1.327 \times 10^{-5} \left(\frac{p_0}{p}\right) \left(\frac{T_{\text{air}}}{T_0}\right)^{1.81} \quad (\text{B.5})$$

であり、 p_0 、 T_0 は標準状態における気圧 $p_0 = 1013$ [hPa]、温度 $T_0 = 273.15$ [K] である。 Brutsaert (1982) より kB_s は

$$kB_s = 2.46 \cdot (Re_*)^{\frac{1}{4}} - \ln 7.4 \quad (\text{B.6})$$

によって与えられる。

参考文献

- Bastiaanssen, W. G. M., M. Menenti, R. A. Feddes, and A. A. M. Holtslag, 1998a: A remote sensing Surface Energy Balance Algorithm for Land (SEBAL) 1. Formulation. *J. Hydrol.*, **212–213**, 198–212.
- Bastiaanssen, W. G. M., H. Pelgrum, J. Wang, Y. Ma, J. F. Moreno, G. J. Roerink, and T. van der Wal, 1998b: A remote sensing Surface Energy Balance Algorithm for Land (SEBAL) 2. Validation. *J. Hydrol.*, **212–213**, 213–229.
- Becker, F. and Z. L. Li, 1990: Towards a local split-window method over land surfaces. *Int. J. Remote Sens.*, **11**, 369–394.
- Berk, A., L. S. Bernstein, and D. C. Robertson, 1989: MODTRAN: A moderate resolution model for LOWTRAN7. GL-TR-89-0122.
- Brutsaert, W., 1982: *Evaporation into the atmosphere*. D. Reidel, Dordrecht, the Netherlands, 299 pp.
- Carlson, T. N. and D. A. Ripley, 1997: On the relation between NDVI and fractional vegetation cover and leaf area index. *Remote Sens. Environ.*, **62**, 241–252.
- Choudhury, B. J. and J. L. Monteith, 1988: A four layer model for the heat budget of homogeneous land surface. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **114**, 373–398.
- Claussen, M., 1991: Estimation of areally-averaged surface fluxes. *Bound.-Layer Meteor.*, **54**, 387–410.
- 1995: Flux aggregation at large scales – on the limits of validity of the concept of blending height. *J. Hydrol.*, **166**, 371–382.
- Clothier, B. E., K. L. Clawson, P. J. Pinter Jr., M. S. Moran, R. J. Reginato, and R. D. Jackson, 1986: Estimation of soil heat flux from net radiation during the growth of alfalfa. *Agric. For. Meteorol.*, **37**, 319–329.
- Coll, C., V. Caselles, J. A. Sobrino, and E. Valor, 1994: On the atmospheric dependence of the split-window equation for land surface temperature. *Int. J. Remote Sens.*, **15**, 105–122.
- Easterling, D. R., B. Horton, P. D. Jones, T. C. Peterson, T. R. Karl, D. E. Parker, M. J. Salinger, V. Razuvayev, N. Plummer, P. Jamason, and C. K. Folland, 1997: Maximum and minimum temperature trends for the globe. *Science*, **277**, 364–367.

- Faysash, D. A. and E. A. Smith, 2000: Simultaneous retrieval of diurnal to seasonal surface temperatures and emissivities over SGP ARM-CART site using GOES split window. *J. Appl. Meteorol.*, **39**, 971–982.
- Fetzer, E., L. M. McMillin, D. Tobin, H. H. Aumann, M. R. Gunson, W. W. McMillan, D. E. Hagan, M. D. Hofstadter, J. Yoe, D. N. Whiteman, J. E. Barnes, R. Bennartz, H. Vomel, V. Walden, M. Newchurch, P. J. Minnett, R. Atlas, F. Schmidlin, E. T. Olsen, M. D. Goldberg, S. S. Zhou, H. J. Ding, W. L. Smith, and H. Revercomb, 2003: AIRS/AMSU/HSB validation. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **41**, 418–431.
- Flohn, H.: 1968, Contributions to a meteorology of the Tibetan highlands. *Atmospheric Science*, Colorado State University, Fort Collins, CO, number 130, 121pp.
- Grant, A. L. M., 1991: Surface drag and turbulence over an inhomogeneous land surface. *Bound.-Layer Meteorol.*, **54**, 309–337.
- Gupta, R. K., T. S. Prasad, and D. Vijayan, 2002: Estimation of roughness length and sensible heat flux from WiFS and NOAA AVHRR data. *Adv. Space Res.*, **29**, 33–38.
- Houghton, J. T., Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, D. Xiausu, and Eds., 2001: *Climate Change 2001: The Scientific Basis*. Cambridge University Press, 944 pp.
- Iqbal, M., 1983: *An introduction to solar radiation*. Academic Press, New York, 390 pp.
- Ishikawa, H., T. Hayashi, K. Tanaka, O. Tsukamoto, H. Fudeyasu, I. Tamagawa, J. Asanuma, Y. Qi, J. Wang, Y. Ma, Z. Hu, and H. Gao: 1999, Summary and the preliminary results of PBL observation. *Proceeding of the 1st International Workshop on GAME-Tibet*, Xi'an, China, 69–72.
- Jia, L., Z. Su, B. van den Hurk, M. Menenti, A. Moene, D. H. A. R., J. J. B. Yrisarry, M. Ibanez, and A. Cuesta, 2003: Estimation of sensible heat flux using the Surface Energy Balance System (SEBS) and ASTR measurements. *Phys. Chem. Earth*, **28**, 75–88.
- Jiang, H. and K. Wang, 2001: Analysis of the surface temperature on the Tibetan Plateau from satellite. *Adv. Atmos. Sci.*, **18**, 1215–1223.
- Karl, T. R., P. D. Jones, R. W. Knight, G. Kukla, N. Plummer, V. Razuvayev, K. P. Gallo, J. Lindsey, R. J. Charlson, and T. C. Peterson, 1993: A new perspective on recent global warming: Asymetric trends of daily maximum and minimum temperatures. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **74**, 1007–1023.
- Kerr, Y. H., J. P. Lagouarde, and J. Imbernon, 1992: Accurate land surface temperature retrieval from AVHRR data with the use of an improved split-window algorithm. *Remote Sens. Environ.*, **41**, 197–209.
- Koike, T., T. Yasunari, J. Wang, and T. Yao: 1999, GAME-Tibet IOP Summary Report. *Proceeding of the 1st International Workshop on GAME-Tibet*, Xi'an, China, 1–2.
- Kondratyev, K. Y., 1969: *Radiation in the Atmosphere*. Academic Press, New York.

- Kustas, W. P. and C. S. T. Daughtry, 1990: Estimation of the soil heat flux/net radiation ratio from spectral data. *Agric. For. Meteorol.*, **49**, 205–223.
- Kustas, W. P., J. H. Prueger, J. L. Hatfield, K. Ramalingam, and E. Hipps, L., 2000: Variability in soil heat flux from a mesquite dune site. *Agric. For. Meteorol.*, **103**, 249–264.
- Liu, X. and B. Chen, 2000: Climatic warming in the Tibetan Plateau during recent decades. *Int. J. Climatol.*, **20**, 1729–1742.
- Ma, Y., 2003: Remote sensing parameterization of regional net radiation over heterogeneous land surface of Tibetan Plateau and arid area. *Int. J. Remote Sens.*, **24**, 3137–3148.
- Ma, Y., H. Ishikawa, O. Tsukamoto, M. Menenti, Z. Su, J. Wang, T. Yao, and K. T., 2003a: Regionalization of surface fluxes over heterogeneous landscape of Tibetan Plateau by using satellite remote sensing data. *J. Meteor. Soc. Japan*, **81**, 277–293.
- Ma, Y., Z. B. Su, T. Koike, T. Yao, H. Ishikawa, K. Ueno, and M. Menenti, 2003b: On measuring and remote sensing surface energy partitioning over the Tibetan Plateau from GAME/Tibet to CAMP/Tibet. *Phys. Chem. Earth*, **28**, 63–74.
- Ma, Y., Z. Su, Z. Li, T. Koike, and M. Menenti, 2002: Determination of regional net radiation and soil heat flux over a heterogeneous landscape of the Tibetan Plateau. *Hydrol. Process*, **16**, 2963–2971.
- Ma, Y. and O. Tsukamoto, 2002: *Combining satellite remote sensing with field observations for land surface heat fluxes over inhomogeneous landscape*. China Meteorological Press, 172pp pp.
- Mason, P. J., 1988: The formation of areally-averaged roughness lengths. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **114**, 399–420.
- Massman, W. J., 1999: Molecular diffusivities of Hg vapor in air, O₂ and N₂ near STP and the kinematic viscosity and the thermal diffusivity of air near STP. *Atmos. Environ.*, **33**, 453–457.
- Matsumoto, J., X. Shen, and A. Numaguti: 1999, GAME large-scale monitoring for the intensive observation period, April–September 1998. *GAME Publication No.12*, 540p.
- McClain, E. P., W. G. Pichel, and C. C. Walton, 1985: Comparative performance of AVHRR-based multichannel sea surface temperatures. *J. Geophys. Res.*, **90**, 11587–11601.
- McMillin, L. M., 1975: Estimation of sea surface temperature from two infrared window measurements with different absorption. *J. Geophys. Res.*, **80**, 5113–5117.
- McMillin, L. M. and D. S. Crosby, 1984: Theory and validation of the multiple window sea surface temperature technique. *J. Geophys. Res.*, **89**, 3655–3661.
- Monin, A. S. and A. M. Obukhov, 1954: Basic Laws of Turbulent Mixing in the Ground Layer of the Atmosphere. *Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk. USSR*, **151**, 163–187.
- Monteith, J. L., 1973: *Principles of Environmental Physics*. Elsevier, New York, 241 pp.

- Nitta, T. and S. Sekine, 1994: Diurnal variation of convective activity over the tropical western Pacific. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 627–641.
- Prabhakara, C., G. Dalu, and V. G. Kunde, 1974: Estimation of sea surface temperature from remote sensing in the 11 and 13 μm window region. *J. Geophys. Res.*, **79**, 5039–5044.
- Prata, A. J., 1993: Land surface temperatures derived from the Advanced Very High Resolution Radiometer and the Alog Track Scanning Radiometer. 1: Theory. *J. Geophys. Res.*, **98**, 16689–16702.
- 1994: Land surface temperatures derived from the Advanced Very High Resolution Radiometer and the Alog Track Scanning Radiometer. 2: Experimental results and validation of AVHRR algorithms. *J. Geophys. Res.*, **99**, 13025–13058.
- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, 1997: *Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 994 pp.
- Price, J. C., 1984: Land surface temperature measurements from the split-window channels of the NOAA7 AVHRR. *J. Geophys. Res.*, **89**, 7231–7237.
- Reiter, E. R. and D. Y. Gao, 1982: Heating of the Tibetan Plateau and movements of the south Asian high during spring. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1694–1711.
- Reynolds, R. W., 1988: A real-time global sea surface temperature analysis. *J. Clim.*, **1**, 75–86.
- Salby, M. L.: 1996, *Fundamentals of Atmospheric and Physics*, Academic Press, New York. 627pp.
- Santanello, J. and M. Friedl, 2003: Diurnal covariation in soil heat flux and net radiation. *J. Appl. Meteorol.*, **42**, 851–862.
- Shi, L. and E. A. Smith, 1992: Surface forcing of the infrared cooling profile over the Tibetan Plateau. Part II: Cooling-rate variation over large-scale plateau domain during summer monsoon transition. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 823–844.
- Shimizu, S., K. Ueno, H. Fujii, H. Yamada, R. Shirooka, and L. Liu, 2001: Mesoscale characteristics and structures of stratiform precipitation on the Tibetan Plateau. *J. Meteor. Soc. Japan*, **79**, 435–461.
- Simmons, A. J., J. K. Gibson, and Eds., 2000: *ERA-40 Project Report Series 1. The ERA-40 Project Plan*. ECMWF, 62pp pp.
- Smith, E. A. and L. Shi, 1992: Surface forcing of the infrared cooling profile over the Tibetan Plateau. Part I: Influence of relative longwave radiative heating at high-altitude. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 805–822.
- Sobrino, J. A., C. Coll, and V. Caselles, 1991: Atmospheric correction for land surface temperature using NOAA-11 AVHRR channels 4 and 5. *Remote Sens. Environ.*, **38**, 19–34.

- Sobrino, J. A., Z. L. Li, S. M. P., and F. Becker, 1994: Improvements in the split-window technique for land-surface temperature determination. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **32**, 243–253.
- 1996: Multi-channel and multi-angle algorithms for estimating sea and land surface temperature with ATSR data. *Int. J. Remote Sens.*, **17**, 2089–2114.
- Sobrino, J. A. and N. Raissouni, 2000: Toward remote sensing methods for land cover dynamic monitoring: application to Morocco. *Int. J. Remote Sens.*, **21**, 353–366.
- Stanhill, G., 1969: A simple instrument for the field measurement of turbulent diffusion flux. *J. Appl. Meteorol.*, **8**, 509–513.
- Su, Z., 2000: Remote sensing of land use and vegetation for mesoscale hydrological studies. *Int. J. Remote Sens.*, **21**(2), 213–233.
- 2002: The Surface Energy Balance System (SEBS) for estimation of turbulent heat fluxes. *Hydrology and Earth System Sciences*, **6**(1), 85–99.
- Sun, D. L. and R. T. Pinker, 2003: Estimation of land surface temperature from a Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES-8). *J. Geophys. Res.*, **108**, doi10.1029/2002JD002422.
- Susskind, J., C. D. Barnet, and J. M. Blaisdell, 2003: Retrieval of atmospheric and surface parameters from AIRS/AMSU/HSB data in the presence of clouds. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **41**, 390–409.
- Swinbank, W. C., 1963: Long-wave radiation from clear skies. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **89**, 339–348.
- Tamagaka, I., 1999: Consideration on the eddy correlation method using sonic anemometer-thermometer and infrared hygrometer. *J. Jpn Soc. Hygrol. Water Resour.*, **12**, 387–392, (in Japanese).
- Tanaka, K., H. Ishikawa, T. Hayashi, I. Tamagawa, and Y. Ma, 2001: Surface energy budget at Amdo on the Tibetan Plateau using GAME/Tibet IOP98 data. *J. Meteor. Soc. Japan*, **79**, 505–517.
- Tanaka, K., H. Ishikawa, Y. Ma, and Z. Hu: 2004, Long term variation of the surface energy flux at Amdo in the eastern Tibetan Plateau. *Proceeding of the 4th International Symposium on the Tibetan Plateau*, Chinese Academy of Science (CAS) and The People's Government of Tibet Autonomous Region (TAR) of People Republic of China, Lhasa, China, 136.
- Tanaka, K., I. Tamagawa, H. Ishikawa, Y. Ma, and Z. Hu, 2003: Surface energy budget and closure of the eastern Tibetan Plateau during GAME-Tibet IOP 1998. *J. Hydro.*, **283**, 169–183.
- Tsukamoto, O., H. Fudeyasu, S. Miyazaki, K. Ueno, Y. Qi, Y. Ma, and I. H.: 1999, Turbulent surface flux measurements over the Tibetan Plateau with flux-PAM system. *Proceeding of the 3rd International Scientific Conference on the Global Energy and Water Cycle Workshop*, Beijing, China, 411–412.

- Tsukamoto, O., M. Joko, H. Ishikawa, S. Miyazaki, J. Kim, Y. Ma, and Z. Hu: 2001, Diurnal and seasonal variations of surface fluxes and boundary layer over the Tibetan Plateau. *Proceedings of the 5th International Study Conference on GEWEX in Asia and GAME*, Nagoya, Japan, 300–303.
- Ueno, K., 1997: Some problems about the precipitation system in the Tibetan Plateau. *J. Geography*, **106**, 293–301, (in Japanese).
- Ueno, K., H. Fujii, H. Yamada, and L. P. Liu, 2001: Weak and frequent monsoon precipitation over the Tibetan Plateau. *J. Meteor. Soc. Japan*, **79**, 419–434.
- Uyeda, H., H. Yamada, J. Horikomi, R. Shirooka, S. Shimizu, L. P. Liu, K. Ueno, H. Fujii, and T. Koike, 2001: Characteristics of convective clouds observed by a Doppler radar at Naqu on Tibetan Plateau during the GAME-Tibet IOP. *J. Meteor. Soc. Japan*, **79**, 463–474.
- Valiente, J. A., M. Nunez, and J. F. Lopez-Baeza, E. and Moreno, 1995: Narrow-band to broad-band conversion for Meteosat-visible channel and broad-band albedo using both AVHRR-1 and AVHRR-2 channels. *Int. J. Remote Sens.*, **16**, 1147–1166.
- Yanai, M. and C. Li, 1994: Mechanism of heating and the boundary-layer over the Tibetan Plateau. *Mon. Wea. Rev.*, **122**, 305–323.
- Yanai, M., C. Li, and Z. Song, 1992: Seasonal heating of the Tibetan Plateau and its effects on the evolution of the Asian summer monsoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, **70**, 319–351.
- Yatagai, A., 2001: Estimation of precipitable water and relative humidity over the Tibetan Plateau from GMS-5 water vapor channel data. *J. Meteor. Soc. Japan*, **79**, 589–598.
- Ye, D. Z., 1981: Some characteristics of the summer circulation over the Qinghai-Xizang (Tibet) Plateau and its neighborhood. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **62**, 14–19.
- Ye, D. Z. and Y. X. Gao, 1979: *The Meteorology of the Qinghai-Xizang (Tibet) Plateau*. Science Press, 278 pp.
- Ye, D. Z. and G. X. Wu, 1998: The role of the heat source of the Tibetan Plateau in the general circulation. *Meteor. Atmos. Phys.*, **67**, 181–198.
- Zhai, P. M. and F. M. Ren, 1999: Changes of China's maximum and minimum temperatures in 1951–1999. *Acta Meteor. Sinica*, **13**, 278–290.