

大野宏之





報告番号 乙第 4639 号

①

# 大陸性氷河における蒸発に関する研究

大野宏之

1994年 5月



# 主論文

## 要 旨

大陸性氷河における蒸発量を通年にわたって推定し、蒸発が氷河の消耗に与える影響を探った。まず、タクラマカン砂漠北縁の天山山脈 No.1 氷河の涵養域で1987年から1988年にかけて4度にわたる現地観測を実施し、予察的な研究を行った。非融解期の蒸発量は小さく無視できるが、水蒸気輸送量と放射収支量に強い相関が見出され、緯度や表面状態、周囲の地形によって大きく変化する可能性が示唆された。融解期は、同じ年の消耗期にもかかわらず7月は凝結が、8月は蒸発が卓越していた。融解期の水蒸気輸送量は風速と大気の水蒸気圧の積によってよく回帰できる。これから、融解期の蒸発量を81 mmと推定した。秋季(1987年10月20日～11月8日)、冬季(1988年1月23日～2月9日)、春季(1988年4月11日～4月22日)の観測期間中の平均水蒸気輸送量は、この順に、0.21 mm/d、0.13 mm/d、-0.25 mm/dであった。

大陸性氷河における蒸発特性の解明と年間蒸発量の推定のために、雪氷体の鉛直1次元熱輸送モデルを新たに開発した。モデルに入力する気象要素は、気温、比湿、風速、下向き短波放射量、上向き短波放射量、下向き長波放射量である。モデルは、これらから表面熱収支項目、雪氷体の温度、含水量、液体水輸送量を再現する。そのために、表面熱収支過程、放射伝達過程、熱伝導過程、相変化過程、液体水流下過程のためのアルゴリズムを持つ。これらのうち、放射伝達過程は2層でモデル化され、それ以外の過程は多層でモデル化されている。有限要素法を採用し、厚い雪氷体にも適用できるようにしたほか、自動観測データの利用を考慮して、降水量を入力する必要がないのがこのモデルの特徴である。蒸発量、表面温度、底面流出量、雪氷体の温度分布について、モデルと野外観測の結果を比較した結果、両者は比較的良く一致した。これにより、氷河内部の温度分布や表面での熱収支量、さらに融解や再凍結を考慮した消耗量が自動観測気象データから連続的に推定できるようになった。

そこで、このモデルを、2つの大陸性氷河に適用した。チベット高原のタングラ山脈 Xiao Dongkemadi 氷河では、平衡線付近における水蒸気輸送量、融解量、再凍結量を通年にわたって計算した。この地点の水蒸気輸送量は季節と共に変化し、5月と9月下旬



～10月上旬に  $-1 \sim -1.5 \text{ mm/d}$  の極大を示す。しかし、季節変化の様子はこれだけではなく、緯度や乾燥度によって秋の極大がないものや、春の極大が遅いものも考えられる。1年を融解期(1992年5月14日～1992年9月30日および、1993年4月21日～1993年5月13日)と非融解期(1992年10月1日～1993年4月20日)に分けると、蒸発量はそれぞれの期間で、 $74 \pm 10 \text{ mm}$ 、 $46 \pm 14 \text{ mm}$  と推定される。この蒸発量は年消耗量の約10%に相当する。より乾燥した気候のチベット高原の西コンロン山脈 Chongce 氷帽の消耗域では、夏季の27日間(1987年7月23日～8月18日)の蒸発量と融解量の計算から、蒸発の占める割合は30%以上と推定される。

気象要素によって、蒸発量に強い影響を及ぼす季節は異なる。水蒸気圧のそれは融解期で、日射量のそれは非融解期である。氷河における水蒸気輸送量は融解期には風速と水蒸気圧の積で、非融解期には正味短波放射量によってよく回帰される。これは、氷河の蒸発が蒸発のための熱量の条件と、拡散のための大気の状態という二つの条件によって律速されていると考えることで説明できる。したがって、二つの回帰式のうち、より小さく導かれた蒸発量を積算してゆくことで、年間蒸発量の概略値が推定できる。

蒸発と氷河の消耗の関係につき、モデルを用いて2つの数値実験をおこなった。大陸性氷河では非融解期にしばしば氷河氷が露出するが、このとき蒸発量は数倍に増加する。蒸発量はアルベドが低いほど、また、氷が汚れているほど大きい。氷河氷の露出は、非融解期の蒸発量の増加と引き続く融解期に起こるべき内部涵養の減少の両方の効果を通して質量収支を負側に動かす。大気が乾燥すると、日射量や気温などが等しい場合でも、消耗量は減少する。しかし、同時に氷河が受け取る熱量は増加するため、消耗量の減少幅はこれまで信じられてきたものよりも小さい。Xiao Dongkemadi 氷河では大気中の水蒸気圧を80%に減少させた場合、受け取る熱量は25%増加し、消耗量は15%減少した。



## 目 次

第1章 序 論	1
第2章 天山山脈における予察的研究	4
2-1. 観測	4
2-2. 蒸発量の計算	4
2-2-1. 方法	4
2-2-2. 非融解期の蒸発	6
2-2-3. 融解期の蒸発	6
2-3. 考察	6
2-4. 予察的研究の結論	9
第3章 数値モデル	12
3-1. 蒸発量の測定方法	12
3-2. モデルの開発	13
3-2-1. モデルの構造	14
3-2-2. 表面熱収支	14
3-2-3. 熱伝導	17
3-2-4. 相変化	17
3-2-5. 放射伝達	18
3-2-6. 融解水の流下	19
3-3. モデルの検証	20
3-3-1. バルク係数	20
3-3-2. 表面温度	20
3-3-3. 流出量	22
3-3-4. 温度分布	22
第4章 チベット高原の氷河における事例研究	25
4-1. 蒸発量の計算	25
4-1-1. タングラ山脈 Xiao Dongkemadi 氷河における蒸発	25
4-1-2. 西コンロン山脈 Chongce 氷帽における蒸発	27
4-2. 計算の誤差について	30
4-2-1. 積雪の性質を仮定することによる誤差	30
4-2-2. 気象要素の測定誤差に基づく誤差	32
4-3. 融解期と非融解期の蒸発の違い	36
第5章 蒸発と氷河の消耗	41
5-1. 蒸発が消耗に占める割合	41
5-2. 氷河氷の露出と氷河の消耗	41
5-3. 湿度の違いと氷河の消耗	43



第6章 考察	48
第7章 まとめ	50
謝 辞	52
引用文献	53

## 付 録

1. 第3章で使用了記号の一覧	A1
2. 熱輸送モデル ソースコード	A2



## 第1章 序 論

アジアの高山地域のうち、内陸の乾燥地域を中心とする地域の気候は、低い年平均気温と低い水蒸気圧、強い日射によって特徴づけられる。そして、多くの場合、降水が夏に集中する。本論文ではこの様な気候下に分布する氷河を中国の研究者(施ら 1988)にならって大陸性氷河と呼ぶことにする。大陸性氷河が持つ特徴の一つは、氷河表面における蒸発(昇華)量が多いと考えられていることである(Kou et al. 1982)。蒸発は融解と並ぶ氷河の消耗過程であるが、融解とは違ったさまざまな特徴を持つ可能性がある。

まず考えられることは融解を抑制する効果である。融解潜熱と蒸発(昇華)潜熱とは約8倍の違いがあるので、融解期の消耗に占める蒸発の割合が大きければ大きい程、氷河に与えられた熱量当たりの消耗は小さくなる。また、融解は夏季にしか起こらないが蒸発は基本的にはいかなる季節にも起こり得る。大陸性氷河が存在する気候は冬季に晴天となることが多いので特に低緯度の氷河を中心として夏季以外の季節の蒸発による消耗が質量収支にとって無視できない可能性がある。氷河内部に浸透した融解水が氷体に冷やされて氷結する過程を内部涵養と呼ぶが、内部涵養は大陸性氷河にとって重要な涵養過程の一つである。冬季の蒸発は質量の損失を引き起こすと同時に氷体を冷却する効果を持つので、先立つ冬季の蒸発が夏季の涵養量に影響を与える可能性がある。また、氷河の質量収支とは直接関係がないが、蒸発が氷体に含まれる化学的成分の組成に影響を与える可能性もある。氷体中に酸の形で存在している硝酸イオンや塩素イオンを例にとれば、氷体が融解していれば中和反応を起こし、塩の形で氷体に留まるかあるいは融解水と共に流出するが、蒸発のみが生じる場合は蒸気圧の高いこれらの酸は水と共に蒸発し、結果として硫酸のような蒸気圧の低い酸に比べて選択的に失われることになる。

このように、蒸発の過程は大陸性氷河にとって、単純で僅かな質量損失に留まらない重要な働きをも

ちうる。次に、雪氷域からの蒸発に関連したこれまでの研究について概観し、現時点での我々の知見を整理する。

まず、雪氷面からの蒸発量に関する研究は、季節積雪においてかなり古くから関心が持たれていた。季節積雪は遅かれ早かれ消失するので、研究の多くは融解時の蒸発による質量損失の割合を知ることに向けられていた。アメリカでは乾燥した地域の山岳積雪の融解水が水資源として重要であるためこれからの蒸発量の推定が盛んに行なわれた。これには、Croft (1944)、Bergen and Swanson (1964)、Beaty (1975)、Golding (1978) などがあるが、いずれも観測期間が数日程度と短く、消失に蒸発が関与している可能性の指摘に留まっている。また、中から高緯度にかけての比較的湿潤な地域でなされた研究例は、Kuusisto (1986) にまとめられている。そのほかに小島ら(1984, 1985)がある。これらの結果を見ると、融解期における水蒸気輸送量の方向は地域によって様々であるが、いずれにしても蒸発/凝結による質量の移動量は融解量に比べてきわめて少量であることがわかる。

氷河に目を向けてみると、ここでの水蒸気輸送量は熱収支観測の一環として測定されている。これまでに様々な地域の氷河で熱収支観測がなされており、これらを整理し、気候と氷河の熱収支との関連について論じたものに Krenke (1974)、Paterson (1981) などがある。Krenke (1974) は、大局的に見ると、極域氷床では涵養域で凝結して周縁部では蒸発する傾向にあること、高緯度の氷河では地域的な雲量と湿度によって標高と蒸発/凝結量の関係は様々で、一般に雪線が高い山岳氷河では凝結よりも蒸発が卓越し、その傾向はアジア高山地域の氷河とアンデスの氷河でとりわけ顕著であることなどを指摘している。もっとも、Fujii and Kusunoki (1982) は南極の内陸部で約 50 mm/yr の蒸発を計測しているほか、Hasternath (1978) はアンデスの Quelccaya Ice Cap で



蒸発量がほとんど零と結論しているなど、これとは正反対の観測結果もある。

中国の研究者による中央アジアの氷河での熱収支観測をまとめたものには施ら(1988)があるが、アジア高山地域の氷河で蒸発が卓越している傾向については Krenke (1974) と一致している。盛んな蒸発の観測例として、パミールの山岳氷河では、熱支出の実に約40%が蒸発潜熱によって占められているとの報告がある (Kazansky, 1960; Kazansky and Kolesnikova, 1960, 曾明宣, 董光榮; 1966)。昇華の潜熱は融解の潜熱に比べ約8倍も大きいので、融解期に蒸発が卓越することはそれだけ氷河の消耗が抑えられると考えられる。曾明宣, 董光榮 (1966) の結果を例にとれば、観測期間中の融解潜熱は  $6.77 \text{ MJm}^{-2}/\text{d}$ 、蒸発潜熱は  $4.97 \text{ MJm}^{-2}/\text{d}$  である。よって、氷河の消耗は  $22 \text{ mm}/\text{d}$  となる。これに対し、与えられた熱量のすべてが融解によって消費されたとすると消耗は  $35 \text{ mm}/\text{d}$  となる。したがって、観測期間中の熱量当たりの消耗量は蒸発によって 37% 抑制されているとするものである。このような指摘は以前から様々な研究者によってくり返しなされていた (Kazansky, 1960; Shi and Xie, 1964; Kaser, 1982; Kuhn, 1981 など)。にもかかわらず、これが、熱収支や質量収支の観点から定量的に論じられたことはない。いうまでもなく、過去の熱収支観測の結果を用いた上述のような計算を以て定量的な検証とすることは誤りである。これまで氷河上でなされた熱収支観測のほとんどが夏季の極限られた期間でしか実施されてこなかったが、観測期間が融解期における蒸発量の代表値を与えるという根拠がないからである。消耗期間中のかなり長い期間にわたって精密な熱収支観測を実施した数少ない例に Ohmura et al. (1990) がある。かれらがおこなった2度の観測結果をみると、氷河表面における潜熱輸送量は観測期間中に大きく変化している。すなわち、夏季の蒸発が消耗を抑制する効果を論ずるためには、われわれは少なくとも融解期を通して

水蒸気輸送量がどのような季節変化を示すのかを知らなければならない。

一方冬季間における蒸発の役割についてはこれまで殆ど論じられてこなかった。この期間の調査がとても困難なであることと、一般的に氷河表面での放射収支は融解期を除いて負になると考えられており、蒸発を引き起こすための熱源がないと判断されていたからである。しかし、大陸性氷河はチベット高原上ではヒマラヤ北面の北緯30度付近まで分布しており、氷河の向き、表面状態によっては緯度の低い地域を中心に非融解期にも放射収支が正になる可能性がある。さらに、チベット高原を中心とする氷河には非融解期の蒸発に注意を払うもう一つの理由がある。この地域の氷河の中には冬季に裸氷が露出するものがあることである。李ら(1986)は、このような表面状態は内部涵養が卓越する降水量の少ない氷河において起りやすく、中国ではチベット高原内の氷河で顕著であるとしている。裸氷はアルベードが小さいために、冬季間の放射収支量は寇ら(1975)にみられるように必ずしも負にならない。したがってこの季節の蒸発が一般にいわれているほど小さくない可能性がある。そればかりではない、氷河水は積雪に比べて日射を透過しやすいので、表面に与えられた熱量の一部分は氷体の温度を上昇させる。氷体の昇温は、大陸性氷河での涵養機構で重要な部分を占める内部涵養量の減少につながる。つまり、大陸性氷河においては、冬季の熱収支過程が蒸発と内部涵養の2つの過程を通して質量収支に影響を及ぼしている可能性がある。したがって、大陸性氷河における蒸発量が質量収支に与える影響を論ずるには、水蒸気輸送量を冬季まで含めた形で総合的に理解すると同時に、一年を通じた蒸発量の把握が前提となる。しかし、これまでのところ、大陸性氷河において短期間であれ冬季に熱収支観測を行なった例はなく、上述の可能性に関する研究もなされていない。このようにアジア高山地域の氷河において蒸発は雪氷学的、水文学的、地球化学的に重要な過程である可能



性を持ちながら、これまでほとんど注意が払われておらず、融解が起こる期間全体の蒸発量に対する知見ですら非常に限られているのが現状である。

アジア高山地域に分布する氷河はこのように学術的に興味深いばかりでなく、安定した水資源として周囲の低地にとって重要な存在でもある。そこで、本研究ではアジア高山地域の氷河を対象とし、これにおける蒸発が質量収支に与える影響を定量的に明らかにすることを目的とする。

なお、本論文では特に必要がない限り、水が液体であるか固体であるかに関わらず、水蒸気の形で氷河から失われる過程を「蒸発」、その逆の過程を「凝結」と呼ぶことにする。そして、任意の時間に移動した水蒸気の積算量を「蒸発量」「凝結量」と呼び、正の値で用いることにする。ただし、単位面積当たり単位時間当たりの水蒸気の移動量は、「水蒸気輸送量」と呼び、代数的に扱う。すなわち、正の数値で凝結による水の集積を表し、負の数値で蒸発による水の散逸を表す。



## 第2章 天山山脈における予察的研究

序論で概観したように、断片的で定性的であったこれまでの研究を更に進めるためには、氷河における水蒸気輸送量を年間を通して知ることが重要である。そのためには、一年の間に大陸性氷河の表面でどのような現象が起きているのかを見極めた上で、通年の水蒸気輸送量を計測する方法を確立する必要がある。そこで、観測体制が比較的整っている天山山脈の氷河において予察的な観測を実施することにした。

### 2-1. 観測

様々な季節における水蒸気輸送量とそれに関与する物理過程を知るために、一年間に4回各季節に接気要素の観測と、蒸発皿の観測を実施した。対象とした氷河は中国北西部の天山山脈に存在するNo.1氷河と呼ばれる、比較的小型の氷河(43° 05' N, 86° 48' E)である。この氷河へは一年を通して到達することができる上、約2 km下流の地点(3540 m a.s.l.)には通年の気象観測施設がある。この氷河の涵養域(4010 m a.s.l.)において、夏季(1987年7月12日～7月29日と8月15日～8月23日)、秋季(1987年10月20日～11月8日)、冬季(1988年1月23日～2月9日)及び春季(1988年4月11日～4月22日)の4回にわたり観測を実施した。図1に観測地点周辺の地図を示す。氷河上の観測地点は涵養域に属しており、1年を通じて積雪に覆われていた。計測した気象要素は、気温、相対湿度、風速、放射収支量である。これらは連続的に測定し、夏季の観測結果については15分平均、それ以外の季節の観測結果については30分平均の時系列の形にまとめた。測定に用いた器材や観測値の詳細はデータレポート(Ohno, 1988)に纏められている。このほか、表面における水蒸気輸送量を直接求めるために蒸発皿の秤量による観測(蒸発皿法)も実施した。蒸発皿には表面積が242cm<sup>2</sup>、深さが5cmのアルミニウム製のものを用いた、蒸発皿の秤量と詰めたフィルムの交換は降水や著しい融解などによって観

測が妨げられない限り2時間毎に行ない、重量を0.1gまで計量した。夜間は蒸発皿を放置したので、地吹雪や、降水のために欠測となることがあった。図2には、氷河上で観測された日平均気温と水蒸気圧の移り変わりを気象観測施設において観測されたものと合わせて示した。

### 2-2. 蒸発量の計算

#### 2-2-1. 方法

融解が盛んに起る期間、氷河の表面温度は夜間の一部の時間帯を除いて0℃に保たれるので、水蒸気輸送量は大気の状態によってほぼ決定されると予想される。これに対し、融解がほとんどあるいはまったく起こらない期間は、氷河表面の水蒸気圧は表面における熱収支に応じて変化する。そこで、ここでは前者を融解期と呼び、後者を非融解期と呼ぶことにして、これらを分けて取り扱うことにする。

ヒマラヤの高山の氷河の研究(Ageta et al, 1980)によると融解は日平均気温が約-3℃以上になった時に起きることが示唆されている。天山の氷河においてもこれが妥当であると仮定すれば、氷河上の気温は測候所の気温に比べて約3℃低いので、測候所の気温が0℃以上となる期間がこの氷河の融解期に相当すると考えられる。図2によれば、それは6月から9月にかけての期間である。そこで、1987年の融解期を6月1日から9月30日迄とし、10月1日から1988年5月31日迄を非融解期とした。

観測期間中の水蒸気輸送量は、バルク法と、蒸発皿法を用いて計算した。バルク法とは、気象要素から水蒸気輸送量を求める方法のことで、ここでは、表面熱収支に関する連立方程式(式(3.1), (3.2), (3.3), (3.14), (3.15))に、次の2つの仮定をおいて解くものとした。すなわち、(1)日射は積雪表面においてすべて吸収される(2)熱伝導の項は無視する、とした。(1)の仮定は厳密には正しくないが雪面での熱収支計算において一般的である(小島, 1979)。(2)の仮定については、融解中の積雪内では熱の伝導は起こらない



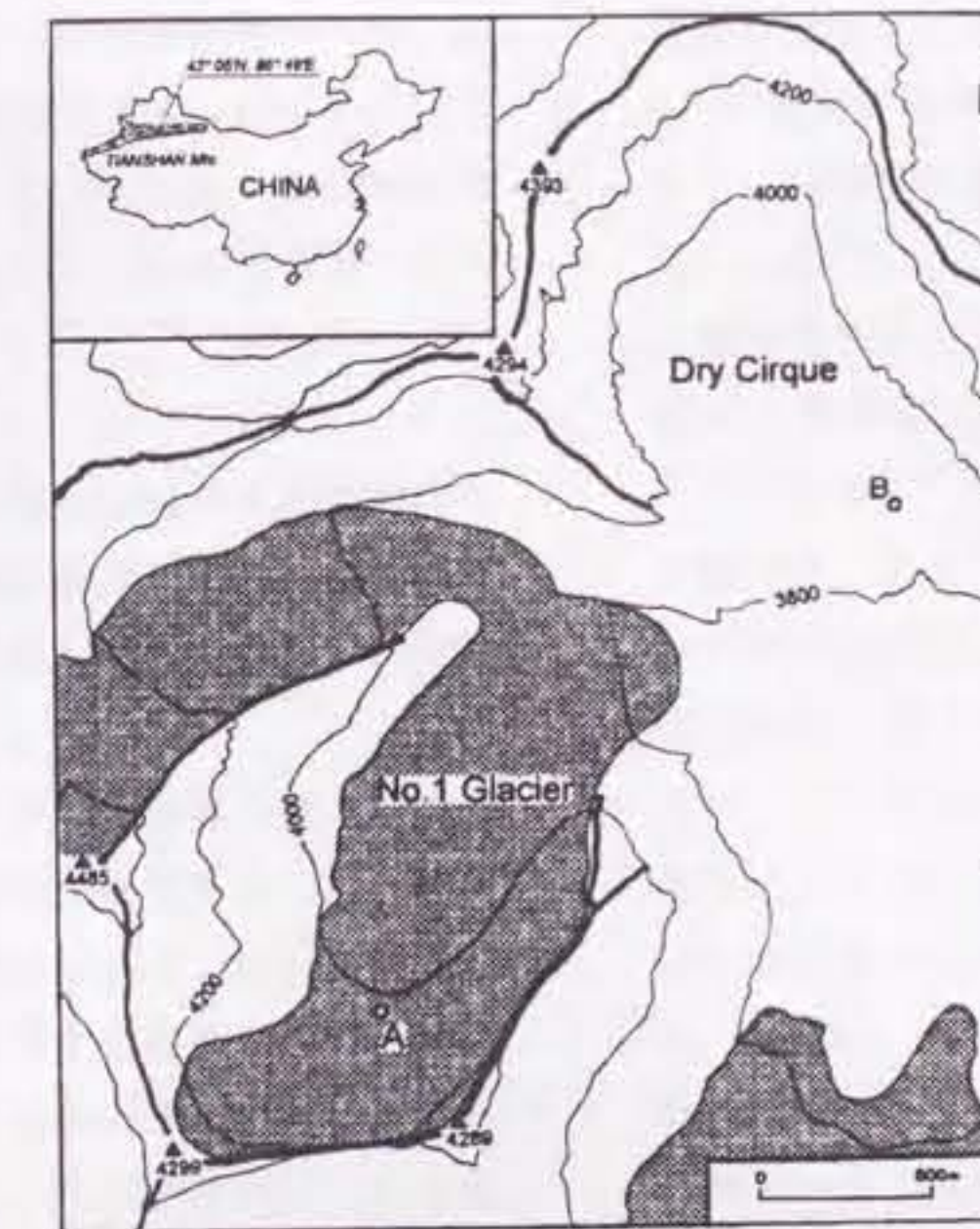


図1. 天山山脈 No.1 氷河とその周辺の地図。ハッチを付けたところが氷河である。氷河上の観測地点 (A 地点) を丸で示した。

Fig. 1 The map of No.1 Glacier in the Tianshan Mountains and its surrounding. Observations were made at a site which is indicated a circle with A.

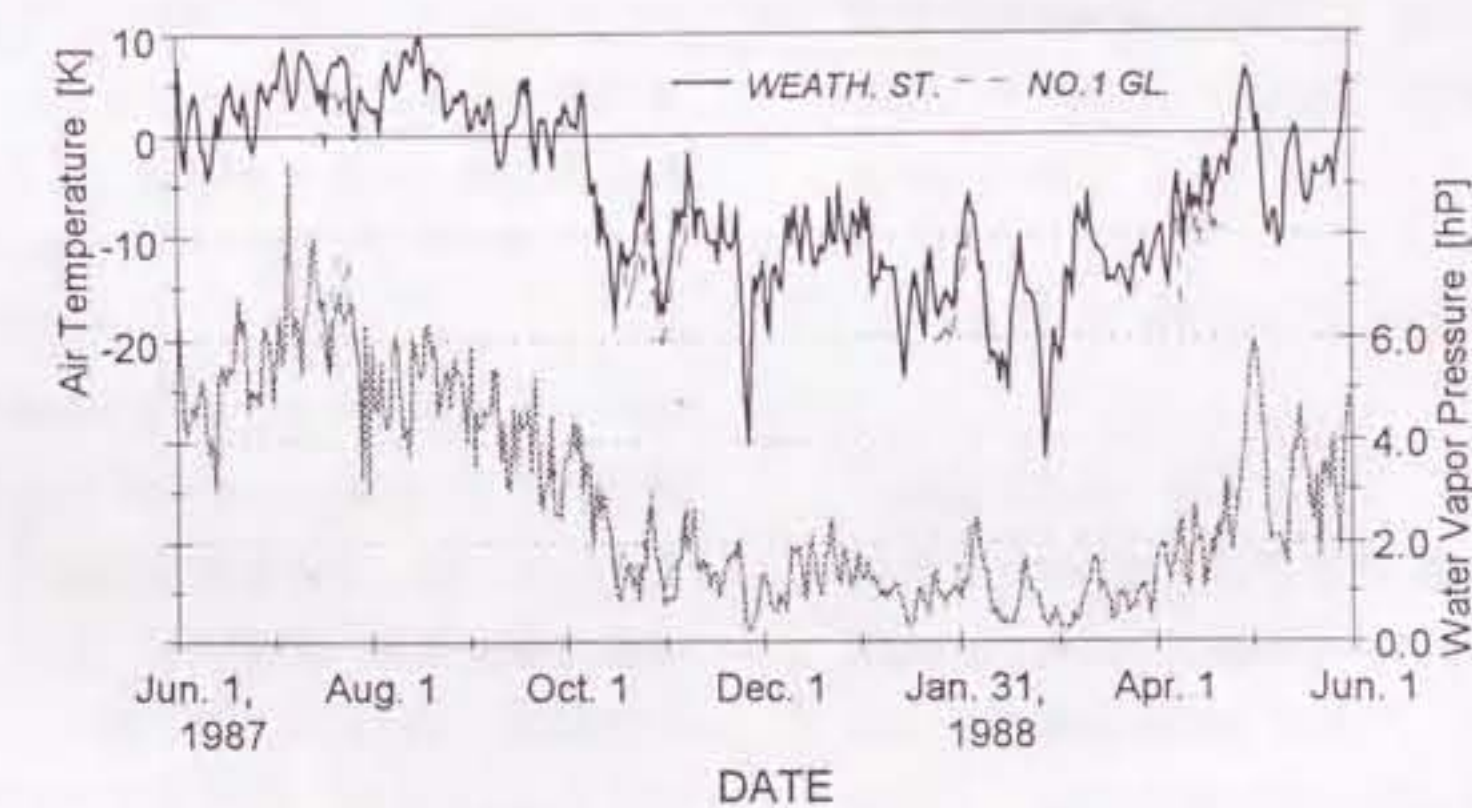


図2. 氷河上の観測点 (4010 m a.s.l.) とそこから 2 km 東の測候所 (3540 m a.s.l.) における気温と水蒸気圧の推移。

Fig. 2. Annual trend of air temperature and atmospheric water vapor pressure at the observation site (4010 m a.s.l.) and those at the weather station (3540 m a.s.l., 2 km east of the observation site on the glacier).



ほか、氷河上の観測点で行った予備観測からは、非融解期間でも伝導熱は熱収支全体の10%を上回ることが無かったので、このようにした。表面熱収支に関する連立方程式については、3-2-2で詳細を説明する。

### 2-2-2. 非融解期の蒸発

非融解期中の蒸発皿による直接観測は地吹雪のためしばしば欠測したが11例の結果が得られた。図3は蒸発皿法による結果と熱収支法による結果の比較を示した。両者はほぼ一致している。

図4には、非融解期の水蒸気輸送量の例としてバルク法で推定した春の水蒸気輸送量を示した。この期間、水蒸気輸送量は明瞭な日周期を示し、昼間に2~3 mm/d程度の最大値を示す。昼間氷河表面で盛んな蒸発が起きていることが分かる。しかし、これは夜間の弱く長い凝結によって相殺され、一日で見ると蒸発量は小さい。バルク法によって得られた秋季、冬季、春季の観測期間中の日平均水蒸気輸送量は、氷河表面に向かう向きを正として、順に0.21 mm/d、0.13 mm/d、-0.25 mm/dであった。この結果から、この氷河における非融解期の蒸発量は無視できると推定できる。

また、非融解期の蒸発量と、計測した気象要素との相関をとってみると、放射収支量がこれと特に高い相関(0.89)を示した。

### 2-2-3. 融解期間の蒸発

7月12日から7月29日にかけての蒸発量はバルク法を適用して計算し、8月15日から8月23日までの期間は蒸発皿法によって蒸発量を定めた。図5にバルク法による結果を示した。この期間、水蒸気輸送量はほとんどの期間で正であった。すなわち、凝結が卓越していた。輸送量の大きさは、ほぼ1 mm/d以下で、その変化に非融解期のような周期性は見られない。図6に蒸発皿法による結果を示した。この期間、水蒸気輸送量は夜間の一部を除いて負となり、蒸発が卓越していたことが分かる。融解期の観測から、同じ年の同じ融解期でも時期がわずかに違うだけで

観測される水蒸気輸送量は大きく異なる。7月の観測と8月の観測では手法が異なるが、図3からわかるとおり、両期間における水蒸気輸送量の違いは手法の違いに基づくものではない。

融解期全体としての蒸発量を求めるために、観測値を日積算値 $E$ になおした上で、測候所の日平均データを用いて作った量、 $WS(VP - VP_s)$ との関係を調べた。ここで、 $WS$ は日平均風速、 $VP$ は大気の日平均水蒸気圧、 $VP_s$ は融点に対する水の飽和蒸気圧を表す。図7にその結果を示した。図中の各点のうち、バルク法の結果を三角で、蒸発皿法の結果を黒丸によって示した。縦線で結ばれた黒丸は、夜間に欠測があった日の蒸発皿法による推定蒸発量である。推定は、夜間には蒸気輸送量が0(即ち蒸発も凝結も起らない)と仮定したものを下限とし、前日の最終データから翌日の最初のデータにかけて輸送量が直線的に変化したと仮定したものを上限として行なった。図にはその範囲を縦線で示した。氷河上で観測された日蒸発量と測候所の日平均データの間には観測の期間や方法によらず良い相関を見出すことができる。蒸発皿法において夜間の蒸発を無視した場合の日蒸発量を含めて、両者の関係は、日蒸発量、風速、水蒸気圧の単位に、それぞれmm、ms<sup>-1</sup>、hPaを用いた時、

$$E = 0.28 \cdot WS(VP - VP_s) + 0.0 \quad (r = 0.90) \quad (1.1)$$

と回帰された。参考として、同じ氷河の標高3910 mの地点で同時に水蒸気輸送量の観測をしていたOhmura(1990)の結果を図に白丸で加えた。測候所における融解期間の気象データをこの回帰式に適用すると、融解期間の蒸発量は81 mmと推定された。

## 2-3. 考察

非融解期の水蒸気輸送量は日平均で見ると小さいことが示されたが、図4に見られるように、日射が



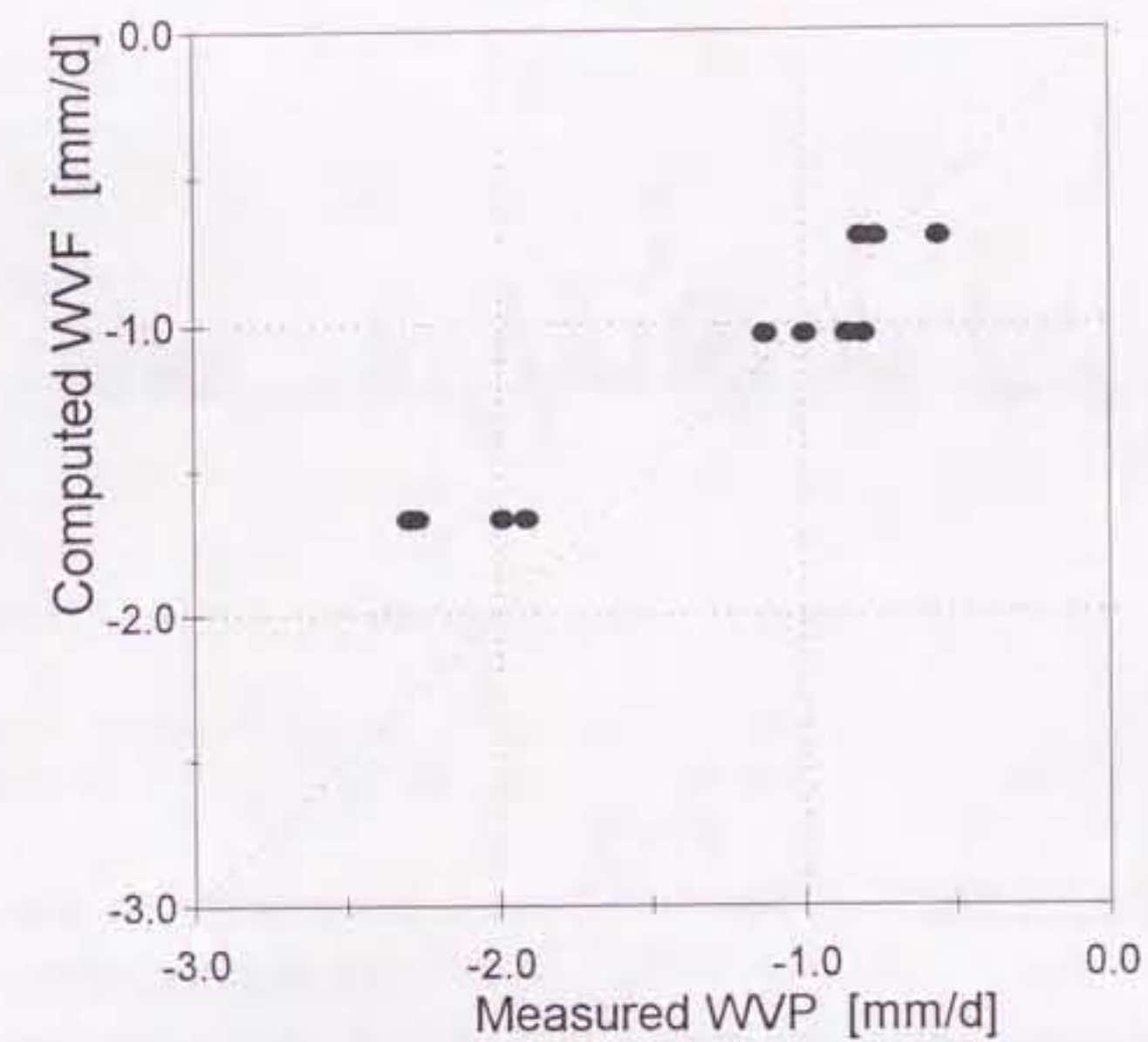


図3. 蒸発皿法で測定された非融解期の水蒸気輸送量 (Measured WVP) と、熱収支法を組み合わせたバルク法によって計算された水蒸気輸送量 (Computed WVP) の関係。

Fig. 3. Relationship of the water vapor flux in winter between that measured by the lysimeter method (Measured WVP) and that estimated with the bulk estimation coupled with energy balance equation (Computed WVP).

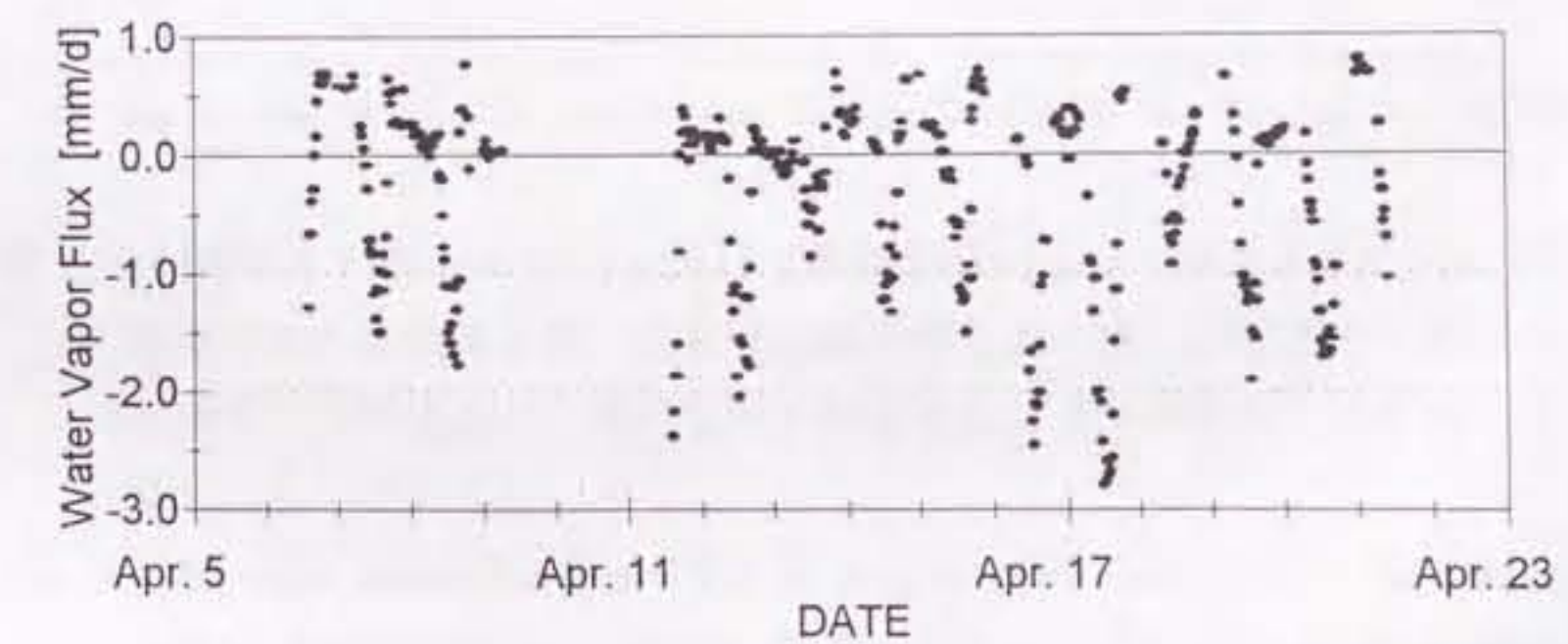


図4. 1988年4月6日から21日にかけて熱収支法を組み合わせたバルク法によって測定された天山 No.1 氷河での水蒸気輸送量。

Fig. 4. The water vapor flux from 6 to 21 April 1988, calculated by the bulk estimation coupled with energy balance equation.



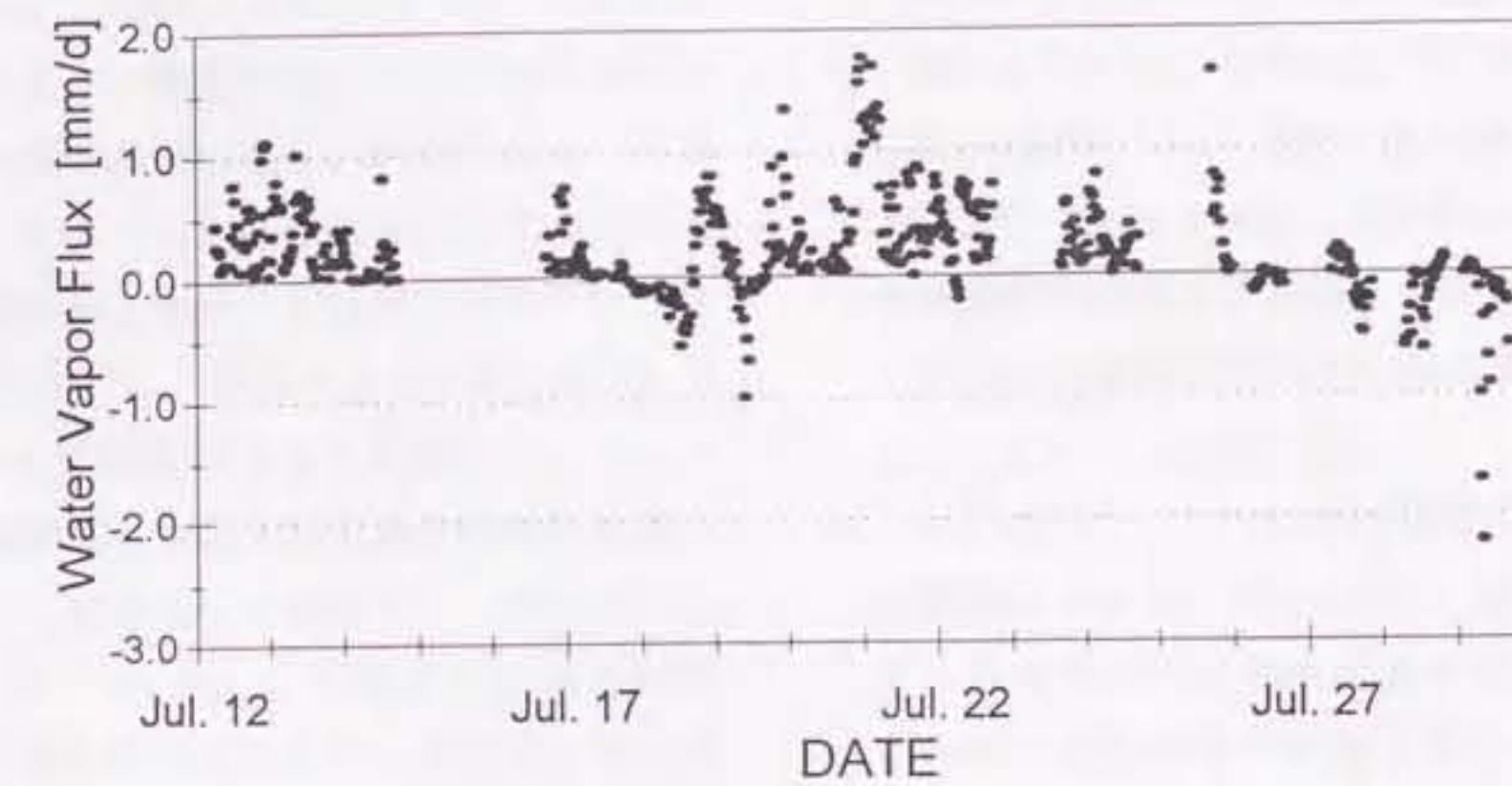


図 5. 1987年 7月 12日から 29日にかけてバルク法によって測定された天山 No.1 氷河での水蒸気輸送量。

Fig. 5. The water vapor flux from 12 to 29 July 1987, measured by the bulk estimation.

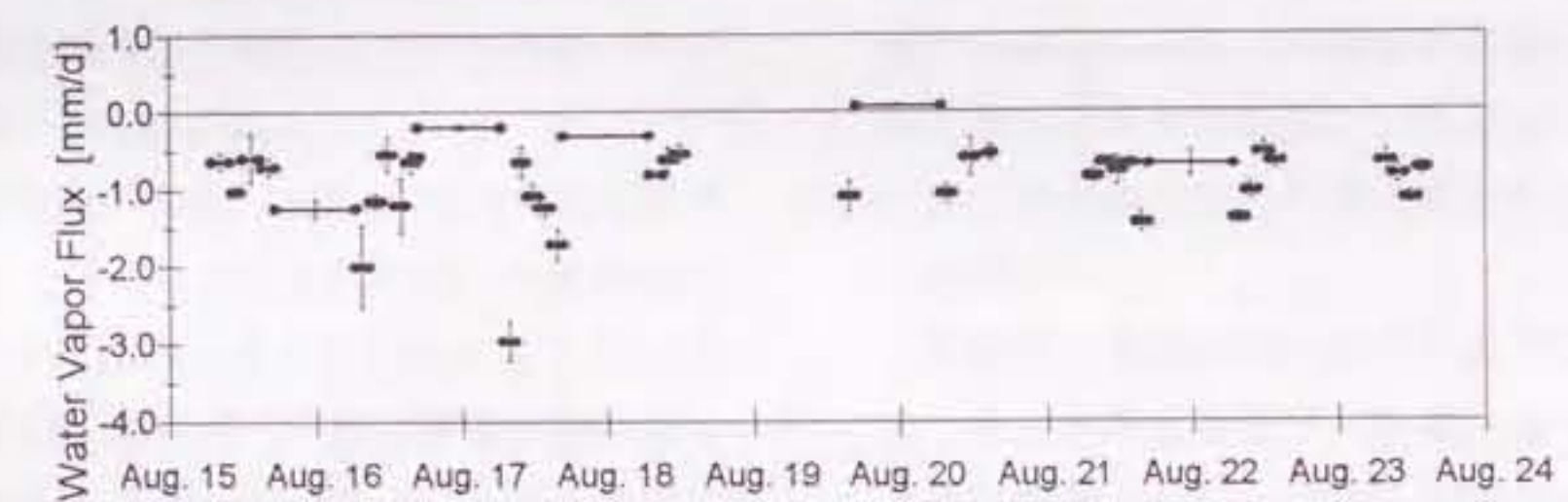


図 6. 1987年 8月 15日から 23日にかけて蒸発皿法によって測定された天山 No.1 氷河での水蒸気輸送量。横線は水蒸気輸送量の値、縦線はその標準偏差を表す。標準偏差は、使用した 6 個蒸発皿により得られた測定値から計算したものである。

Fig. 6. The water vapor flux from 15 to 23 August 1987, measured by the lysimeter method. Horizontal lines indicate the flux and exposing interval. Their vertical lines show the standard deviation caused by averaging readings from six lysimeters.



ある時間帯の蒸発速度は融解期に比べて大きい。大陸性氷河の存在する気候は非融解期に晴天が卓越することを考慮すると、非融解期の水蒸気輸送量は氷河が存在する緯度や斜面の向き、周囲の地形、表面の汚れ具合などによってかなり異なると考えられる。事実、寇ら (1975) は、ヒマラヤ山脈北面のロンブク氷河の裸氷帯において、10月から4月までの7ヶ月間に  $837 \text{ MJm}^{-2}$  もの放射収支量を記録している。さきに触れた非融解期の水蒸気輸送量と放射収支量との関係がここでも成り立つと仮定し、1次回帰式に代入すると、実に  $116 \text{ mm}$  の蒸発量が計算される。したがって、予察的研究の対象とした氷河においては非融解期の蒸発量は無視できると推定されたが、すべての大陸性氷河においてこの事がいえるわけではないと考えられる。

後述するように、裸氷帯の出現は大陸性氷河における特徴的な現象と考えられ、このような状態での蒸発過程の研究は重要である。本予察においては雪氷体中の熱伝導を無視したが、氷河水が露出した状態における蒸発を取り扱う場合には氷体内部の熱や光の状態も考慮する必要がある。

融解期の観測結果からは、7月と8月で水蒸気輸送量の方向が逆になることが示されたが、両期間の蒸発量とも式 (1.1) によって良く回帰されることが分かった。この氷河も含めて、一般に風速は融解期を通じて大きく変化する事はないので、この式の形から、融解期の蒸発は実質的には大気の水蒸気圧によって支配されていると考えてよい。大気中の水蒸気圧は一つの氷河にわたって大きく変わることはないので、融解期間の蒸発量は非融解期のように周囲の地形や表面状態によって大きく変化する事はないと考えられる。

大気中の水蒸気圧は、年周期を持っていることから、融解期の初期と晩期には水蒸気輸送量は大きく負になり、中期では小さな負の値か、大気中の水蒸気量によっては正となるように変化する事が推察さ

れる。観測結果はこれを反映していると考えられる。これから、次の2点が考察できる。

第一点として、大陸性氷河の年蒸発量の多くの部分は融解期のものと考えられるが、これまでの研究 (例えば、Kaser, 1982) に見られるように、短期的な現地調査の結果の平均値を日数倍するというような方法では、融解期間全体の蒸発量を推定する事はできないということである。

第二点目は、この予察的研究で採用した方法が持つ問題点である。式 (1.1) は、低い水蒸気圧に対して大きな負の水蒸気輸送量を与える。したがって、この式を非融解期の気象要素に対して適用すると、とても大きな蒸発量が計算される。すなわち、この方法では融解期間の選びかたによって、計算される量が大きく変わる。融解期から非融解期に移り変わる時を考えると、融解が起きて、表面の水蒸気圧が融点の飽和水蒸気圧に固定されている時間帯は徐々に短くなると考えられ、式 (1.1) が暗に仮定している表面が常に融解状態であるという条件は次第に満たされなくなり、水蒸気輸送量は再び徐々に低下してゆくと考えられる。したがって、より物理過程に則った方法で水蒸気輸送量を求める方法を開発する必要がある。

融解期と非融解期における観測の結果をもとに計算された年間蒸発量は、約  $80 \text{ mm}$  であった。予察的研究で対象とした天山 No.1 氷河では、降水量が注意深く観測されていて (楊ら, 1988)、これによれば、観測点付近での年間降水量は  $650 \text{ mm}$  である。これがこの年の消耗量に等しかったと仮定すると、年蒸発量は年消耗量の  $12\%$  となる。そして、蒸発の潜熱によって失われた熱量は、全体の  $54\%$  を占める。

## 2-4. 予察的研究の結論

天山山脈 No.1 氷河を対象として、大陸性氷河における蒸発に関する予察的研究を行った結果、以下のことが明らかとなった。



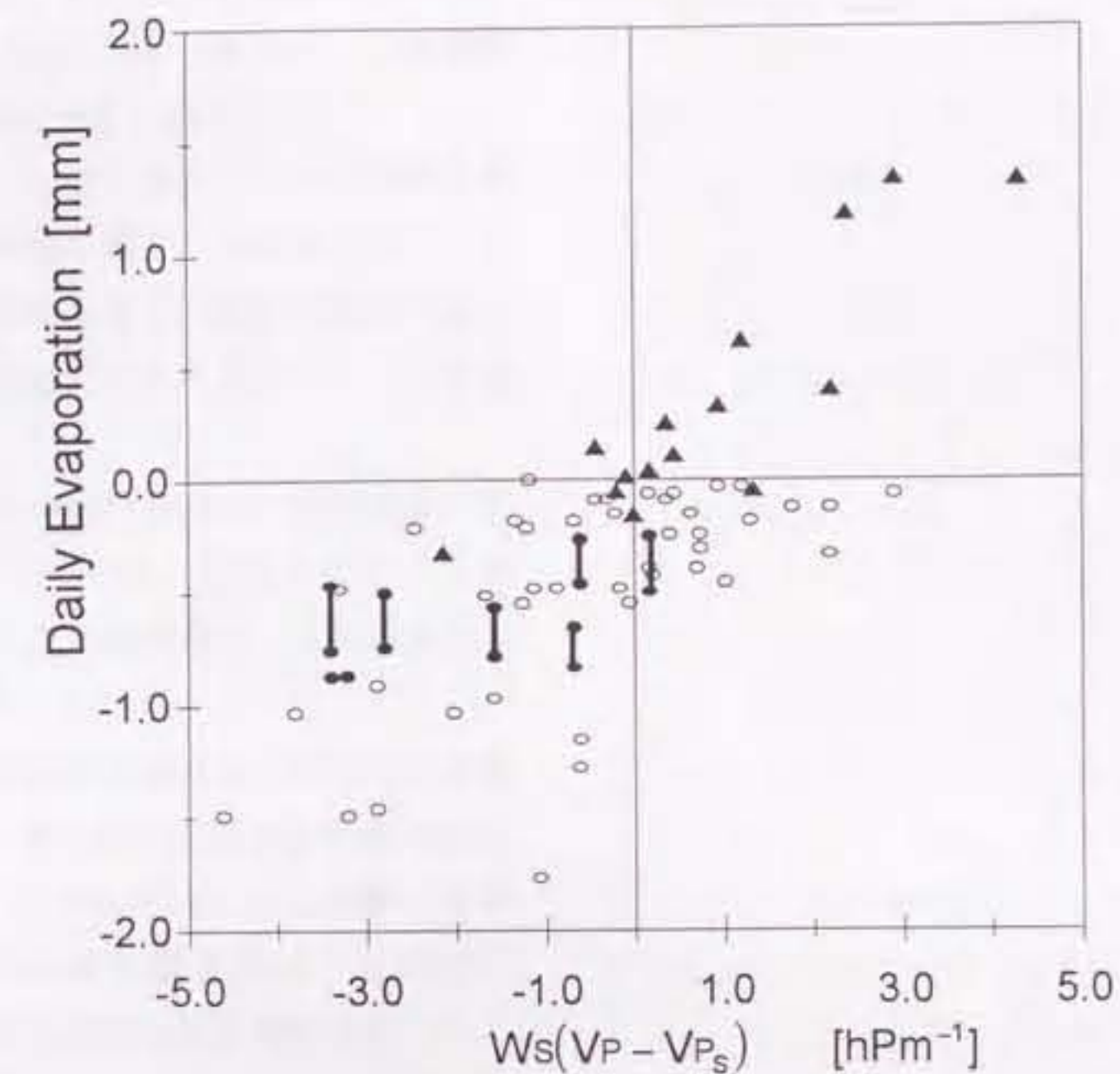


図 7. 日蒸発量と、蒸気圧差と風速の積  $Ws(Vp - Vps)$  との関係。バルク法の結果を黒三角で、蒸発皿法の結果を黒丸で示した。夜間の欠測となった蒸発皿法の測定値は、夜間蒸発がないとした値と、その日の最後の測定値から翌日の最初の測定値にかけて水蒸気輸送量が直線的に変化したと仮定した時の値を線でつないで示した。参考として、同じ年にこの氷河の平衡線 (3910 m a.s.l.) で測定された Ohmura et al. (1990) の結果を白丸で示した。

Fig. 7. The relationship between daily evaporation and the product of wind speed and difference of water vapor pressures. The results of bulk estimation and lysimeter measurements are indicated by black triangles and black circles, respectively. Incomplete data because of lack of measurements at night are plotted by solid lines with black circles for reference. Upper circles indicate those with the assumption that no evaporation occurs at night, and lower circles with the assumption that the water vapor pressure gradually changes from the last measurement of the day to the first measurement of the next day. For a reference, the data measured at the equilibrium line (3910 m a.s.l.) by Ohmura et al. (1990) during the same summer are plotted with open circles.



大陸性氷河における水蒸気輸送量は季節とともに変化し、同じ年の同じ地点であっても1ヶ月程度観測時期が異なると結果は大きく異なる。

融解がほとんど起こらない条件では水蒸気輸送量は放射収支量と強い相関を持つことが見出された。したがって、この期間の蒸発量は、地形や表面状態などの因子によって場所毎に大きく異なっている可能性がある。

融解が盛んにおきる季節において、日蒸発量は風速と水蒸気圧の積によって良く回帰された。したがって、この期間の水蒸気輸送量は、大気が乾燥しているほど大きいと考えられる。

融解期に観測された水蒸気輸送量を通年の気象観測記録で外挿すると、融解期間の蒸発量は81 mmと推定された。また、この氷河における秋季、冬季、春季の観測期間中の水蒸気輸送量は、この順に、0.21 mm/d、0.13 mm/d、-0.25 mm/dであった。



### 第3章 数値モデル

予察的研究から、融解期と非融解期では蒸発の特性が異なること、短期間のうちに水蒸気輸送量は大きく変化することが結論された。したがって、通年にわたる蒸発量をより正確に推定するためには、従来の手法に変わる新しい推定方法を開発する必要がある。それは、それぞれの期間で支配的に起こる物理過程の両方を反映することができ、かつ外挿を行わないものであるべきである。そこでまず、水蒸気輸送量の測定あるいは推定に現在用いられている基本的な手法について、その特徴と氷河に適用する際の注意点をまとめた。

#### 3-1. 蒸発量の測定方法

##### 渦相関法

比湿と風速の変動成分の共分散が水蒸気の輸送量に等しいことを利用して、輸送量を直接に計測する方法である。仮定や経験則が入らない優れた方法であるが、時定数が十分小さい ( $10^{-1}$  秒以下の) 絶対湿度計と風速計を用意する必要がある。通常、風速計には超音波風速計が、湿度計には赤外線式湿度計が用いられる。このため、電源や測器の信頼性に制限があり、野外の長期計測には向かない。長期間にわたって水蒸気輸送量を計算する方法の検証として用いるのに最も向いた方法である。

##### 蒸発皿の秤量測定

地表面の一部を攪乱しないように容器に採取、秤量しておき、一定時間経過後に再度計測してその間の重量変化から平均水蒸気輸送量を計算する方法である。原理が極めて単純な上、野外使用できる天秤の精度が向上してきたため、小規模な資材にもかかわらず高い精度の観測が期待できる。しかしその一方で、容器の設置や試料の採取、放置期間中の天候の監視に細心の注意を払わなければならない。また、一般に降水時の計測が不可能なうえ、特に地表面が積雪の場合には降水がない場合でも風による積雪の

移動が起きるときは計測をすることができないという欠点がある。従ってこの方法が完全に自動化される可能性はない。渦相関法と並んで、他の方法の検証に向いた方法である。

##### 傾度法

傾度法は異なる高さに設置した複数の湿度計と複数の風速計によって得られる測定値から計算する方法である。乱流に基づく風速や比湿の変動成分が、平均場の傾度と関係づけられる事に理論的裏付けを持つ。原理的には風速と湿度が計測できる測器が複数組みあれば採用する事ができ、地表面の種類にかかわらず普遍的に適用することができる。しかし、測定値の差をとるため、測器の精度と安定性が実用上の制限となる。現在一般的な相対湿度計は、精度がよいものでもせいぜい3%程度である。いま、標高5000 m、風速4 ms<sup>-1</sup>、気温0°C、表面粗度1 mmの条件で傾度法を0.6 m、1.5 mの2高度に適用すると、片方の測定値が真の相対湿度に等しかった場合でも、潜熱輸送量で表した誤差は約36 Wm<sup>2</sup>となる。従って最悪の場合誤差は70 Wm<sup>2</sup>を越える。特に、表面が比較的滑らかな場合が多い雪氷面に適用する場合には地表面に近い感部を地上数十センチにとるのが普通だが、この高さは氷体の融解や積雪による表面位置の変化の幅とオーダーが同じなので、表面位置の頻繁な記録が不可欠となる。したがって、長期間の水蒸気輸送量の計算に傾度法を用いることは現段階において実用性に乏しい。

##### バルク法

傾度法に類似の方法としてバルク法と呼ばれる方法がある。傾度法は異なる複数の高さにおける気象要素間の差から計算するのに対し、バルク法はある1高度での気象要素と地表面での対応する気象要素(例えば、気温に対しては地表面温度)との差から計算する。傾度法の根拠となっている接地境界層の理論では表面の極近傍から表面の上数十センチ迄の空間は統一的に扱えないので、この方法はどちらかというと経験的な方法といえる。傾度法に比較して観



測に必要な機器の数が少なくて済むので、広く使われるが、大気中の気象要素と、表面における対応要素とは根本的に異なった原理に基づく測器や方法で測定されることになるので場合によっては注意が必要である。

#### 熱収支法

典型的な熱収支法は、求めたい熱収支項目を除くすべての項目と地表面において仮定された熱収支式とから間接的に目的の熱収支項目を決定する手法である。このため、各熱収支項目の誤差がすべてしわよせされ、精度は相当悪い。もっぱら"重要でない"熱収支項目の観測を省略する目的で使われることが多いが、他に有効な方法がある場合は用ないほうがよい。

### 3-2. モデルの開発

以上、水蒸気輸送量の計測方法の得失について概観したが、その一方で我々がもつ氷河上での観測技術の現状を見ると、近年になって一般的な気象要素の長期自動観測がようやく可能となってきたところである。このような状況を考慮すると、雪氷体が比較的モデル化しやすい地表面であることを利用して、氷河の雪氷体の内部の熱輸送を再現するシミュレーションモデルを構築し、これにバルク法を組み合わせることで表面熱収支項目を推定する方法が最もよいと思われる。数値シミュレーションモデルは単に蒸発量を計算するだけでなく、現地観測に制約が多い大陸性氷河においては、期間による蒸発の質的な違いを引き起こすメカニズムを定量的に研究するうえでも有効な手段となる。

雪氷体表面での顕熱や潜熱の輸送は表面温度と気象要素によって決定することができるが、表面温度は、さらに雪氷体内部で行なわれる放射の吸収や熱伝導の過程の結果として定まる。予察で述べたとおり、表面が雪の場合は熱伝導の項はそれほど大きくないが、雪が大変薄い場合や表面が氷である場合はこれを無視することはできない。そのため、氷河の

ような雪氷体の熱輸送量を気象要素から推定するためには、表面の熱収支ばかりでなく積雪やその下の氷河水内の熱伝導や相変化、放射伝達も同時に扱う必要がある。これまでにも、気象要素から雪氷体の表面熱収支や内部の熱輸送量を求める研究はなされてきた。雪氷体の密度やアルベードも出力変数とする大規模なものとして、山崎ら(1991 a, b)が開発したモデルが挙げられる。しかし、これは計算の格子点を等間隔にとるうえ、全層にわたって放射伝達の方程式を解くため、氷河のような厚い雪氷体へそのまま適用することはできない。他方、氷河の温度分布や質量収支を主眼とする研究では、表面熱収支や表層の積雪内での熱輸送に関してほとんど注意が払われていない。

つまり、表面熱収支と雪氷体内部での熱輸送過程が考慮され、しかも厚さが数メートルを超えるような雪氷体に適用することができるようなモデルはまだなかった。また、氷河にモデルを適用する場合は、限られた観測器材と人手とによって入力データが用意されるため、いくら優れていても現実的には取得できない要素を必要とするモデルでは利用できない。通常の積雪モデルでは降水量を入力変数に持つが、自動観測装置による長期気象データを使用するうえではこれは障害となる。なぜならば、固体降水を無人で正確に計れる測器はいまのところ存在しないからである(Sevruk, 1989)。

そこで、以下の4つの要件を満足する新たな熱輸送モデルを開発することにした。すなわち、(1)厚い雪氷体にも適用できるようにすること、(2)表層の熱収支を正確に再現できること、(3)自動測器で計測可能な気象要素のみを入力変数に持つこと、(4)氷体からの流出水量が推定できること、である。(4)を挙げた理由は、氷河などにおける熱収支はほとんどの場合、質量収支と関連付けられて論じられるためと、降水量が無人で計れない現状では雪氷体の消耗量を知ることが降水量の気候値を推定するうえで意味を持つと考えたからである。



## 3-2-1. モデルの構造

上述の点に留意し、1次元熱輸送モデルを開発した。入力する気象要素は、気温 ( $TA$ )、比湿 ( $q$ )、風速 ( $WS$ )、下向き短波放射 ( $DSR$ )、上向き短波放射 ( $USR$ )、下向き長波放射 ( $DLR$ ) の6つである。出力変数は雪氷体の温度、含水量、液体水輸送量、表面熱収支項目である。雪氷体の性質は、積雪深、密度、熱伝導率に加えて、光学的性質を記述する2つのパラメータの計5つで記述されたとした。考慮する熱輸送の過程は、表面熱収支過程、放射伝達過程、熱伝導過程、相変化過程、融解水の流下過程の5つとした。これらは多層でモデル化したが、放射伝達過程は、2層でモデル化した。降水量を入力に持たないために、これらの素過程では熱量の移動のみを扱い、融解による積雪層厚の変化など、質量の移動にまつわる雪氷体の性質の変化は考慮しなかった。図8にモデルが扱う素過程とそれらに関連付ける変数やパラメータをブロックダイアグラムで示した。

様々な厚さの雪氷体に容易に適用できるようにするため、基幹となる熱伝導方程式は有限要素法を用いて計算をした。時間方向の離散化は Clank-Nicolson 法を用いて定式化した。要素形状関数は1次のものを用いた。各素過程の定式化の方法を以下に述べる。

## 3-2-2. 表面熱収支

氷河表面における熱収支式は、表面に向う方向を正にとることとして次の式で表される。

$$S + L_{iv}E + C + NLR + Ms = 0 \quad (3.1)$$

ここで、 $S$  は顕熱輸送量、 $E$  は水蒸気輸送量、 $C$  は雪氷体からの伝導熱輸送量、 $NLR$  は長波放射収支量、 $-Ms$  は表面での融解に用られる単位面積当たりの正味熱輸送量をそれぞれ表す。 $L_{iv}$  は氷の蒸発(昇華)潜熱を表す。雪氷体表面からの蒸発は、現象的に見れば、融解状態からの蒸発と、非融解状態からの蒸

発があり、そこだけに注目すれば表面状態によって蒸発の潜熱は異なる。しかし、途中で液体の状態を経た場合でも最終的に水蒸気となって氷河から離れるのに必要な潜熱は  $L_{iv}$  に等しい。

$S$  は  $WS$  と  $TA$  を用いて、

$$S = K_h C_{pa} \rho_a WS (TA - T_s) \quad (3.2)$$

と表すことができる。ここで、 $K_h$ ,  $C_{pa}$ ,  $\rho_a$  は順に、顕熱輸送に関するバルク係数、大気の比熱、大気の密度を表す。 $E$  も、 $WS$  と  $q$  を用いて、類似の式

$$E = K_e \rho_a WS (q - q_s(T_s)) \quad (3.3)$$

で表すことができる。ここで、 $K_e$  は水蒸気輸送に関するバルク係数をあらわす。

$K_h$  および  $K_e$  は Ohno et al. (1992) と同じ方法を用い、大気の安定度を考慮して与えた。大気の安定度の考慮は、多くの場合 "log-linear approximation" と呼ばれる近似法が採用される (Munro, 1989、Hay and Fitzharris, 1988 など) が、これは適用範囲があまり広くない (竹内, 近藤: 1981) ので、非融解期の夜間のように安定度が大きい時にも適用できるように、ここでは普遍関数を積分する方式をとった。以下に概略を述べる。

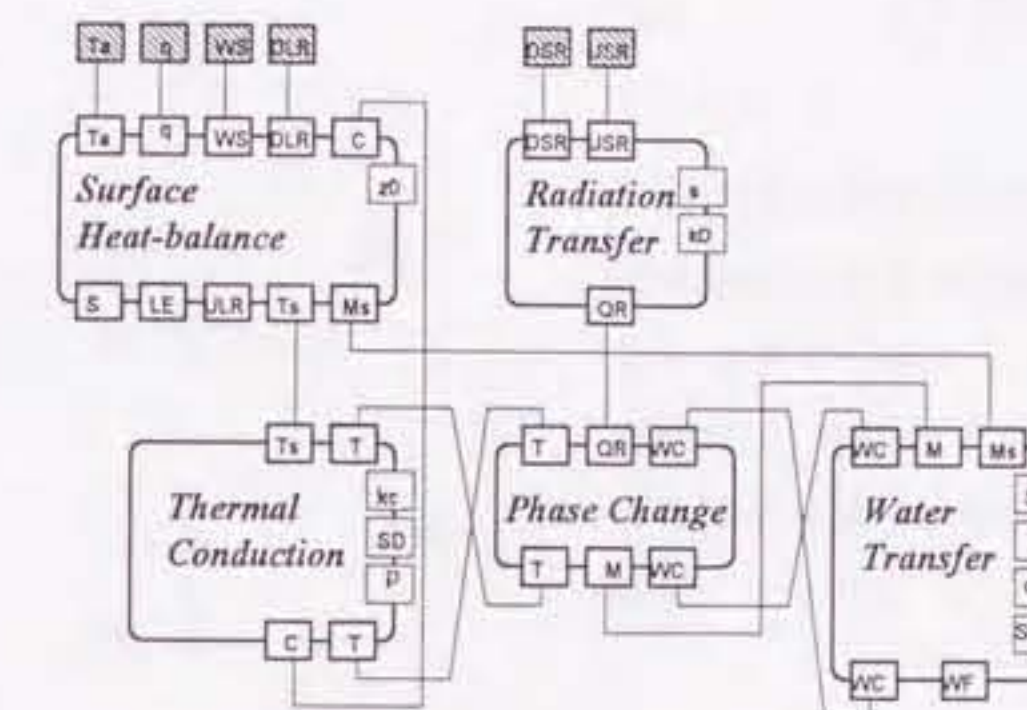
接地境界層の理論によれば、 $S$  は摩擦速度  $u_*$  と摩擦温度  $T_*$  によって、

$$\frac{S}{C_{pa} \rho_a} = u_* T_* \quad (3.4)$$

と表せる。同様に、 $E$  は  $u_*$  と摩擦比湿  $q_*$  を用いて次のように表される。

$$\frac{E}{\rho} = u_* q_* \quad (3.5)$$



input data

Ta: air temperature  
 q: specific humidity  
 WS: wind speed  
 DLR: downward longwave radiation  
 DSR: downward shortwave radiation  
 USR: upward shortwave radiation

variables

C: conducting heat  
 S: sensible heat  
 LE: latent heat  
 ULR: upward longwave radiation  
 T: snow/ice temperature  
 Ts: surface temperature  
 M: snow/ice melting  
 Ms: surface melting  
 WC: water content  
 WF: water flux  
 QR: radiative heating

parameters for snow/ice property

SD: snow depth  
 kc: thermal conductivity  
 ρ: density  
 s: optical grain size  
 kD: dirtiness

a priori given parameters

z0: roughness length for momentum  
 d0: grain size for permeability  
 Swi: maximum ratio for capillarity

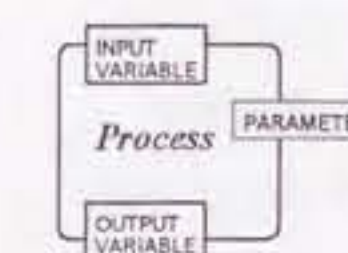


図 8. 作成した熱輸送モデルにおける熱輸送過程とそれらを結び付けている物理量の関係。

Fig. 8 The thermal transfer processes considered in the model and the physical properties which combine them.



実際の気象要素 ( $WS, TA, q$ ) と、それに対応する量 ( $u_*, T_*, q_*$ ) とは普遍関数 ( $\phi_m, \phi_h, \phi_e$ ) によって以下のように結び付けられている。

$$u_* = \frac{\kappa WS}{\int_{\zeta_{m1}}^{\zeta_{m2}} \frac{\phi_m}{\zeta} d\zeta} \quad \begin{cases} \zeta_{m2} = \frac{z_u}{L} \\ \zeta_{m1} = \frac{z_g}{L} \end{cases} \quad (3.6)$$

$$T_* = \frac{\kappa(TA - T_s)}{\int_{\zeta_{h1}}^{\zeta_{h2}} \frac{\phi_h}{\zeta} d\zeta} \quad \begin{cases} \zeta_{h2} = \frac{z_t}{L} \\ \zeta_{h1} = \frac{z_e}{L} \end{cases} \quad (3.7)$$

$$q_* = \frac{\kappa(q_a - q_s)}{\int_{\zeta_{e1}}^{\zeta_{e2}} \frac{\phi_e}{\zeta} d\zeta} \quad \begin{cases} \zeta_{e2} = \frac{z_e}{L} \\ \zeta_{e1} = \frac{z_0}{L} \end{cases} \quad (3.8)$$

ここで、 $\kappa$  は、カルマン定数と呼ばれる定数で、 $\phi$  はモニン=オブコフの長さ  $L$  によって無次元化した長さとの関数である。 $z_u, z_t, z_g$  は順に、風速、気温、比湿が観測された高さを表す。また、 $z_0, z_e, z_e$  は順に、運動量、温度、比湿に対する表面粗度を表す。普遍関数には、様々な実験式が提案されている (Yaglom, 1977) が、ここでは Businger et al. (1971) のものを採用した。かれらは同時に  $\kappa$  を 0.35 とするように求めているので、これを用い、一般的に知られている 0.4 は用いなかった。

$L$  は定義から以下のように表される長さの次元を持つ量である。

$$L = \frac{C_{Pa} \rho_a u_*^3 TA}{\kappa g S} \quad (3.9)$$

ただし、 $g$  は重力加速度である。

式 (3.6), (3.7) を式 (3.4) に、式 (3.6), (3.8) を式 (3.5) にそれぞれ代入して式 (3.2) および、式 (3.3) と比較すれば、顕熱輸送量と水蒸気輸送量に対するバルク係数はそれぞれ以下のように与えられることがわかる。

$$K_h = \frac{\kappa^2}{\int_{\zeta_{m1}}^{\zeta_{m2}} \frac{\phi_m}{\zeta} d\zeta \int_{\zeta_{h1}}^{\zeta_{h2}} \frac{\phi_h}{\zeta} d\zeta} \quad (3.10)$$

$$K_e = \frac{\kappa^2}{\int_{\zeta_{m1}}^{\zeta_{m2}} \frac{\phi_m}{\zeta} d\zeta \int_{\zeta_{e1}}^{\zeta_{e2}} \frac{\phi_e}{\zeta} d\zeta} \quad (3.11)$$

運動量の粗度長は経験から 1 mm とした。この値は Moore (1983) や Munro (1989) が氷河上で求めた値よりもやや小さい。Andreas (1987) は積雪表面の  $z_t$  並びに  $z_e$  を粗度レイノルズ数 ( $R_* = u_* z_0 / \nu$ ;  $\nu$  は空気の動粘性係数) を用いて  $z_0$  に関連付けた。それによれば、 $z_t$  に対して、

$$\ln \frac{z_t}{z_0} = \begin{cases} 0.317 - 0.565(\ln R_*) - 0.183(\ln R_*)^2 & (2.5 \leq R_* < 1000) \\ 0.149 - 0.550(\ln R_*) & (0.135 < R_* < 2.5) \\ 1.250 & (R_* \leq 0.135) \end{cases} \quad (3.12)$$

$z_e$  に対して、

$$\ln \frac{z_e}{z_0} = \begin{cases} 0.396 - 0.512(\ln R_*) - 0.180(\ln R_*)^2 & (2.5 \leq R_* < 1000) \\ 0.351 - 0.628(\ln R_*) & (0.135 < R_* < 2.5) \\ 1.610 & (R_* \leq 0.135) \end{cases} \quad (3.13)$$

が成り立つ。

氷河表面は水蒸気飽和と考えられるので、表面における比湿は表面温度に対する氷の飽和水蒸気圧曲線を利用して決定した。これには Flatau et al. (1992) を用いた。

$C$  は、

$$C = k_c \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=+0} \quad (3.14)$$

で表される。ここで、 $k_c$  は雪氷体の熱伝導率を、 $T$  は雪氷体の温度を、 $z$  は表面から鉛直下向きに計った深さをあらわす。有限要素法では、表面温度が確定している場合、 $C$  の近似値を求めることができる。



長波放射収支量  $NLR$  は、下向き長波放射量(下向き長波放射照度)を  $DLR$  として、

$$NLR = \epsilon(DLR - \sigma T_s^4) \quad (3.15)$$

と表される。 $\sigma$  はステファン・ボルツマン定数、 $\epsilon$  は氷の赤外領域における射出率で、0.97 とした。

$M_s$  は、 $M_s=0$  として計算した解  $T_s$  が水の融点  $T_f$  以下であれば零、それより大きければ  $T_s = T_f$  として式(1)を解いた答えとして求めた。 $M_s$  をこのように定めるので、蒸発によって失われる質量に相当する熱量は、それが融解を経ている  $M_s$  には含まれない。これは、融解水のうちやがて蒸発し、流出になんら寄与しない部分を除くことに相当している。

### 3-2-3. 熱伝導

雪氷体内の熱伝導方程式は、氷の比熱を  $C_p$  として、

$$C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + k_c \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = Q \quad (3.16)$$

と表わされる。 $Q$  は単位体積当たりの発熱量をあらわし、次式で与えられる。

$$Q = -\frac{dl}{dz} + m \quad (3.17)$$

ここで、 $l$  は雪氷体中の正味放射量(放射束密度)を表し、下向きを正にとった。 $m$  は相変化による単位体積あたりの発熱量で凝結を正とした。表面の境界条件は表面熱収支式から求められる表面温度  $T_s$  を与えた。ところで、 $T_s$  は  $C$  が定まらなると求められないが、 $C$  は式(3.16)を解いて得られる量である。そこで、実際の計算では、1ステップ時間前の  $C$  を初期値として式(3.1)と式(3.16)をくり返し解いて収束させることによって雪氷体の温度分布と表面温度

を求めた。雪氷体底面の境界条件には、一定温度を与えるようにした。

### 3-2-4. 相変化

これまでに提出された多くの熱収支モデル(例えば、山崎ら1991 a, b)は、積雪層内の相変化を計算結果を書き換えることによって表現している。すなわち、熱伝導方程式を解いた結果融点よりも高い温度となった格子点に対して、その場所の温度を強制的に融点に書き換えて、これに相当する熱量を融解熱量としている。しかし、この方法では融解していない領域の境界条件が現実と違っていることと、体積発熱量に融解熱が含まれていないことから、計算に誤差が生じる。本来、相変化は体積当たりの発熱であるから、これを正しく求めて熱伝導方程式に代入すれば、温度の書き換え操作なしで、相変化にまつわる温度場の時間変化を求めることができる。この考え方に沿ったものとして、Bader and Weilenmann (1992) があるが、本モデルでは更に簡便な繰り返し計算によって相変化熱量  $m=m(z)$  を求めた。即ち、

- (1) 熱伝導方程式を解く。
- (2)-1 計算された温度が融点よりも高くなった点についてその分に相当する熱量(正)を計算する。
- (2)-2 含水率が0でないのに温度が融点より低い点についてその分の熱量(負)を計算する。このとき含水量に相当する熱量を上限とする。
- (3) 熱量に相当する熱伝導方程式の非同次項にこの熱量を加える。
- (4) (1)に戻る。

相変化は熱の移動であると同時に質量の移動でもあるので、融解が起こればそれに伴って厚さや密度、粒径などが変化する。しかしながら、このモデルは、降水量を入力変数として持たないので、雪氷体の密度や質量の変化を追うことができない。そこで、融解や再凍結、融解水の流下の際には、熱のみが移動し雪氷体の物性は始めに与えた物性値のまま変化しないとした。



## 3-2-5. 放射伝達

雪氷体による放射の消散に関する研究は、Fukami et al. (1985) の様に放射の消散を指数関数とみなすものから、Wiscombe and Warren (1980) を初めとするミー散乱を近似する大変に複雑なものまで、様々なものがある。しかし、その一方で、現地観測から我々が実際に得ることができる光学的性質に関する情報は非常に限られており、特に、遠隔値における無人観測を前提とした応用では放射場を多層で近似することは実用的でない。ただ、氷河の消耗域や、湖氷などのように、光学的性質が著しく異なる雪氷体が、不連続に重なった状態はしばしばみられるので、モデルを2層構造に対応できるようにしておくことは価値がある。また、Grenfel and Maykut (1977) によれば、表面から数 cm までの深さの日射に対する氷の実効的な吸収係数は、可視域における平均的なそれに比べて著しく大きい。これは波長によって氷の吸収係数が異なるためで、大気による日射の吸収が少ない高山地域ではこの傾向はより顕著であると考えられる。表面近傍での日射の吸収率は表面温度に影響を与えるので、放射伝達をモデル化するにあたっては波長依存性を考慮すべきであると考えられる。

そこで、波長依存性が考慮でき、しかも少ないパラメータで日射の消散を記述できる Dunkle and Bevans (1956) のモデルをもとにした。その概要は次のとおりである。

まず、放射場を垂直上向きの放射  $I^\uparrow$  と垂直下向きの放射  $I^\downarrow$  の2つだけからなるとする。次に、積雪および氷河氷は水平方向にも深さ方向にもそれぞれ一様で、多重反射の結果生じる単位長さ当たりの反射率  $Re$  と透過率  $Tr$  は、氷体の空隙率を  $\theta$  として、それぞれ次のように与えられるとする。

$$Re = r + \frac{r(1-r)^2 e^{-2k\theta s}}{1-r^2 e^{-2k\theta s}} \quad (3.18)$$

$$Tr = \frac{(1-r)^2 e^{-k\theta s}}{1-r^2 e^{-2k\theta s}} \quad (3.19)$$

ここで、 $r$  は垂直に入射する放射の水/空気境界におけるフレネル反射の反射率である。これは、吸収係数  $k$  の気泡のない厚さ  $\theta s$  の氷板と  $(1-\theta)s$  の空隙が互層をなしている氷体に放射が垂直に入射した場合の近似式である。長さの次元を持ったパラメータ  $s$  は、氷体の粒径、あるいは氷体中の空隙の大きさを考慮するために導入したもので、小さいほど氷体単位長さ当たりの反射面の数が多い。雪氷体の汚れ具合は、近藤ら (1988) の方法にならった。すなわち、吸収係数を波長に依存しない汚れの吸収係数  $k_D$  を導入し、雪氷体の吸収係数  $k$  は波長の関数である純粋な氷の吸収係数  $k_\lambda$  とこれの和

$$k = k_\lambda + k_D \quad (3.20)$$

で表わせるとした。そうすると氷体内の放射場は次の微分方程式で与えられる。

$$\begin{cases} \frac{dI^\downarrow}{dz} = \frac{Re}{s} I^\uparrow - \frac{(1-Tr)}{s} I^\downarrow \\ \frac{dI^\uparrow}{dz} = \frac{(1-Tr)}{s} I^\uparrow - \frac{Re}{s} I^\downarrow \end{cases} \quad (3.21)$$

ここで、 $I^\uparrow$  と  $I^\downarrow$  はそれぞれ、垂直上向きの放射と垂直下向きの放射照度をあらわす。深さ  $z_s$  まで  $Re=Re_s$ 、 $Tr=Tr_s$  なる雪の層があり、その下に  $Re=Re_i$ 、 $Tr=Tr_i$  なる厚い氷の層がある場合の解は、一層目について

$$\begin{cases} \frac{I^\downarrow}{I_0^\downarrow} = \frac{1}{D} \left( \frac{\alpha + \zeta_s}{\beta} - A_i \right) e^{-\zeta_s(z-z_s)} - \frac{1}{D} \left( \frac{\alpha - \zeta_s}{\beta} - A_i \right) e^{\zeta_s(z-z_s)} \\ \frac{I^\uparrow}{I_0^\uparrow} = \frac{1}{D} \left( 1 - A_i \frac{\alpha - \zeta_s}{\beta} \right) e^{-\zeta_s(z-z_s)} - \frac{1}{D} \left( 1 - A_i \frac{\alpha + \zeta_s}{\beta} \right) e^{\zeta_s(z-z_s)} \end{cases} \quad (3.22)$$



二層目について

$$\begin{cases} \frac{I_1^\downarrow}{I_1^\uparrow} = e^{-\zeta_s(z-z_s)} \\ \frac{I_1^\uparrow}{I_1^\downarrow} = A_i e^{-\zeta_i(z-z_i)} \end{cases} \quad (3.23)$$

である。ここで、

$$\begin{aligned} \zeta_s &= \frac{\sqrt{(1-Tr_s)^2 - Re_s^2}}{s_s}, \\ \zeta_i &= \frac{\sqrt{(1-Tr_i)^2 - Re_i^2}}{s_i}, \\ A_i &= \frac{1-Tr_i - \zeta_i s_i}{Re_i}, \\ D &= \left( \frac{\alpha + \zeta_s}{\beta} - A_i \right) e^{\zeta_s z} - \left( \frac{\alpha - \zeta_s}{\beta} - A_i \right) e^{-\zeta_s z}, \\ \alpha &= 1 - Tr_s, \\ \beta &= Re_s, \end{aligned}$$

である。また、 $I_0^\downarrow$ と $I_1^\downarrow$ はそれぞれ、一層目と二層目の上端での下向き放射照度である。Dunkle and Bevans (1956) 並びに、これに同等な近藤ら(1988)のモデルでは積雪表面で1度フレネル反射をさせているが、これは任意なのでここでは入れていない。また、近藤ら(1988)は、積雪が濡れることで $s$ が変化することを指摘しているがここでは考慮しなかった。

放射場の波長依存性は、日射の波長別放射密度分布が、季節、天気、時刻に関わらず常に一定で、しかも、波長で積分した放射束密度が観測された下向き短波放射量に等しいと仮定した。すなわち、ある瞬間の波長別日射量(下向き波長別放射照度) $I_{0\lambda}$ は観測された全天日射量 $DSR$ と大気上端における波長別放射照度 $I_{0\lambda}$ から

$$I_{\lambda} d\lambda = \frac{I_{0\lambda} d\lambda}{\int I_{0\lambda} d\lambda} DSR \quad (3.24)$$

で表せるとした。水の波長別複素屈折率は Warren (1984) のものを用い、日射の波長別放射照度は、Goody and Ying (1989) に掲載されている、大気上端でのものから引用した。

このようにモデル化することで、様々な表面アルベードと放射減衰曲線を持つ雪氷体を再現することができるが、実用上は更に次の過程を加えた。すなわち、選択したパラメータ $k_D$ 、 $s$ によって決定された表面アルベードで、雪氷体中の減衰曲線を規格化し、 $I_0^\downarrow$ として $DSR$ ではなく、 $DSR - USR$ を与えた。これは、雪氷体が吸収する短波放射量を常に観測値と等しくするためである。

### 3-2-6. 融解水の流下

本モデルは熱輸送モデルであるが、相変化の結果積雪層外に流出する融解水の量の近似値を得られるようにするため、融解水の流下を記述するルーチンを備えた。融解水の下方への流下は、Colbeck (1978) を用いた。それによれば、積雪中の融解水の流下量 $WF$ は、彼自身が言及しているように重力の項に比較して小さい毛管ポテンシャルの項を無視すると、

$$WF = \frac{k_w S^{*3}}{\mu_w} \rho_{w, \text{intr}}^2 g \quad (3.25)$$

で与えられる。式中の $k_w$ は水の透水係数で Shimizu (1971) によって、

$$k_w = 0.077 d_0^2 e^{\frac{-78 - p}{\rho_{w, \text{intr}}}} \quad (3.26)$$

と与えられている。 $\rho_{w, \text{intr}}$ は物質の固有値としての水の密度である。ここで、積雪の等価粒径 $d_0$ には0.5 mmを与えた。 $S^*$ は移動可能な水が積雪中の間隙に占める体積の割合で、積雪(乾き)密度 $\rho$ 、物質の固有値としての氷の密度 $\rho_{i, \text{intr}}$ 、含水量 $\rho_w$ 、並び



に、毛管領域となる水の積雪に対する体積比  $S_{wi}$  を用いて、

$$S^* = \frac{S_w - S_{wi}}{1 - S_{wi}},$$

$$S_w = \frac{\frac{\rho_w}{\rho_{w, Intr}}}{1 - \frac{\rho}{\rho_{i, Intr}}}, \quad (3.27)$$

で表される。山崎ら(1991 a) に倣って、 $S_{wi}$  は 0.04 とした。

積雪中に存在する液体水の量は、ある節点を中心とし、隣り合う上下の節点との中点で区切られる領域の体積に、その節点における含水量を掛けたものを単位として扱った。そして、節点毎に計算される融解水の輸送量は、この領域から同様に定義される一つ下の単位に移動する単位面積、単位時間当たりの移動量であるとしてモデルに組み込んだ。

### 3-3. モデルの検証

バルク係数、表面温度、底面流出量、温度分布について観測値とモデルの計算値とを比較した。これらの検証は、データセットの完備性の問題から同一ではなく三つの異なるデータセットに対して個別に行ったが、モデルに与えたパラメータはいずれも観測値か、積雪や氷河氷の代表的な値を使用したもので、検証の意図は妨げられていないと考えられる。

#### 3-3-1. バルク係数

顕熱と潜熱の輸送量が正しく計算されるためには乱流輸送のバルク係数が正しく決定されている必要がある。この事を検証するために、西コンロンの Chongce Ice Cap で1987年に実施された氷河観測において、氷河上で直接測定された蒸発量と、本アルゴリズムで計算された蒸発量とを比較した。

直接測定は、雪を詰めた蒸発皿を秤量する方法で、Takahashi et al. (1989) によってなされた。気象観測項目の制限から、蒸発量の比較は、氷河表面が融解状態にある時のものに限られるため、Takahashi et al. (1989), Fig.8 並びに Fig.6 を参考に、得られた結果から次の2つの条件を満たすものを抜き出した。即ち、(1) 15cmの深さの雪温が氷の融点迄上昇する日(1987年7月30, 31日, 8月1, 2, 16, 17, 18日)で、しかも、(2) 地方時の14時から21時の間のものであることとした。

計算蒸発量は、同地点で同時に観測された気象要素 (Ohata et al., 1989) から  $TA$ 、 $q$ 、 $WS$  を使い、表面が融解している、即ち  $C=0$ 、 $T_s=T_f$  ( $T_f$  は水の融点) という条件で表面熱収支のアルゴリズムを適用した。そして、スプライン補間によって開始と終了の時刻を直接測定のそれと合わせた。

図9に、個々の測定値の比較と、積算値の比較を示した。計算値と測定値は一致している。これはバルク係数が旨く決定されていることを示している。顕熱のバルク係数も同じ物理過程から決定されているので、これも正しく求められていると考えられる。

#### 3-3-2. 表面温度

表面が融解状態でないときは、積雪層全体の熱収支に対応して表面温度が変化する。したがって、表面温度はモデルが現実を良く再現しているかどうかの良い指標となる。そこで、新潟県上越市にある北陸農業試験場において実施された積雪観測の記録から、降水がなく、積雪深の変化が小さい1992年2月11日10:00から2月14日0:00までの期間について、表面温度の測定値と、本モデルによる積雪表面温度の計算値とを比較した。観測期間中に、積雪深は0.18 m から0.12 m に減少した。また12日の夜半には若干の降水があった。積雪の性質を表すパラメータは以下のように決定した。密度はこのときの断面観測の記録をもとに全層  $400 \text{ kg m}^{-3}$  とした。熱伝導係数は、前野、福田 (1986) を参考にこの密度におけ



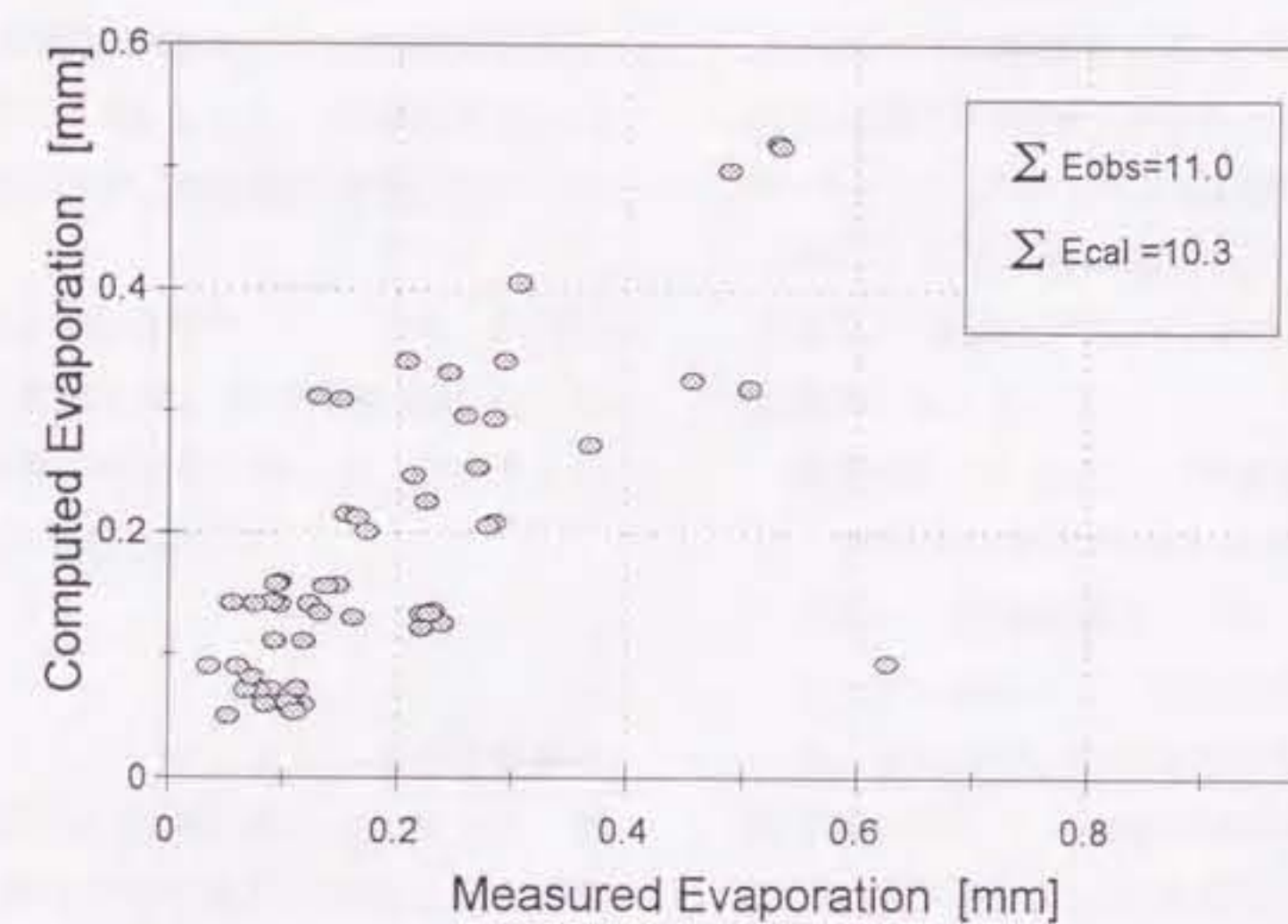


図9. モデルで計算した蒸発量と雪を詰めた蒸発皿の秤量によって定めた蒸発量の相関。西コンロン山脈 Chongce Ice Cap において1987年8月に測定されたものから、融解状態にあったと考えられるものを選択して比較した。選択基準は本文を参照のこと。図右上の数字はそれぞれの方法によって定めた蒸発量の総和である。

Fig. 9 Relationship between computed evaporation amount and observed value determined by weighing the snow pans. The comparison was made on the records which were considered to be observed under melting conditions out of the data derived on Chongce Ice Cap, in the West Kunlun Mountains in August 1987.



る平均的な値  $0.5 \text{ Wm}^{-1}$  を用いた。積雪は光学的に一樣として  $s=1.35 \times 10^{-4} \text{ m}$ 、 $k_D=2 \text{ m}^{-1}$  とした。これは、指数分布を仮定したときの積雪中の日射の消散係数が、同じ年に行われたフォトダイオードを用いた観測の平均値として  $25 \text{ m}^{-1}$  と得られていること、この年の表面アルベードが積雪期間の平均で 0.74、融雪直後で 0.3 であったことから決定した。

初期値は雪温が全層氷の融点で、含水率は全層  $21 \text{ kgm}^{-3}$  (重量含水率で 5%) とした。積雪深を 0.15 m とし、これを 20 層に分け、10秒毎の時間区切りで計算した。

表面温度の観測は放射温度計 (ミノルタ、505型) を用いて連続的に実施した。射出率は 0.97 とした。図 10 に、両者の比較を時系列で示した。観測値と計算値は約 2 K 以内の差で一致した。

### 3-3-3. 流出量

前節で実施したシミュレーションによって計算された流出量と、観測された流出量とを比較した。積雪荷重の変化は、降水がない条件で流出した水の重さに等しいと考えられるので、12日の深夜の降水の影響を降水計の記録から補正をしたうえで、積雪荷重計 (新潟電気 MN-102 型) の出力を観測値とした。

図 11 に積算流出量を時系列で示した。比較を積算流出量で行ったのは積雪荷重という量の性質からである。12 日の流出があまりよく再現されていないが、流出の傾向と総量は比較的良く再現できた。

### 3-3-4. 温度分布

雪氷体内の熱伝導が正しく再現できているかどうかは、温度分布の時間変化を比較することによって検証することができる。そこで、タングラ山脈の Xiao Dongkemadi 氷河で取得された観測記録を用いて実測された氷河の温度分布と気象要素から計算された温度分布の時間変化を比較した。観測地点は氷河氷の上に積雪が薄く乗った状態だったので、一樣な積雪と一樣な氷の 2 種類の物性値をモデルに与え

た。放射伝達の過程も 2 層とした。過去の大陸性氷河における調査結果 (劉ら; 1989、李ら; 1986) を参考に積雪と氷河氷の密度をそれぞれ  $300 \text{ kgm}^{-3}$ 、 $850 \text{ kgm}^{-3}$  とした。これに対応して熱伝導係数をそれぞれ  $0.35 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 、 $2.0 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  とした。積雪の光学パラメータは  $s=8.24 \times 10^{-4} \text{ m}$ 、 $k_D=12 \text{ m}^{-1}$  とした。これは、積雪表面アルベードの観測値 0.75 と、底面アルベードの観測値 0.35 を満たし、実効的な日射の消散係数が、 $60 \text{ m}^{-1}$  となるものである。氷河氷の光学パラメータは  $s=1.21 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、 $k_D=10 \text{ m}^{-1}$  とした。これは、氷河の氷が露出したときのアルベードの観測値 0.35 を満たすものである。また、氷河氷は透水性が無いとした。

積雪深は 0.1 m とし、等間隔に 20 層の要素に分けた。氷河氷は表面から 40 m の深さ迄の領域を 20 層に分割して計算をおこなった。積雪中の要素は深さによらず 5 mm とし、氷河氷の要素は下部ほど次第に荒く区切った。時間区切りは 10 秒とした。底面の境界条件として、40 m の深さにおいて一定値 268 K ( $-5^\circ\text{C}$ ) を与えた。この温度は、深さ 100 m において氷の温度が丁度融点となるような直線上の点として便宜的に定めたものである。温度分布の初期値はこの境界条件と、1992 年 10 月 9 日の観測値を用いてスプライン補間により定めた。図 12 に、氷河温度の計算値と測定値を、深さ 0 m から 8 m までの 5 つの異なる深さについて比較した。両者は、1 m から 8 m までの深さにわたって 1 K 以内の差で一致している。表面に近い程両者の差の振幅が大きい傾向にあるのは、表面温度の再現誤差の影響を受けやすいためと考えられる。ここで、積雪深 (0.1 m) は、観測値がなかったので 1 m の深さの温度が良く再現されるように選んだ。他の深さにおいて、長期間にわたって温度がうまく再現されているので、熱伝導の過程は正しく再現されていると考えられる。また、他の年の観測例をみると、この地点の積雪深を 10 cm とすることは異常なことではない。



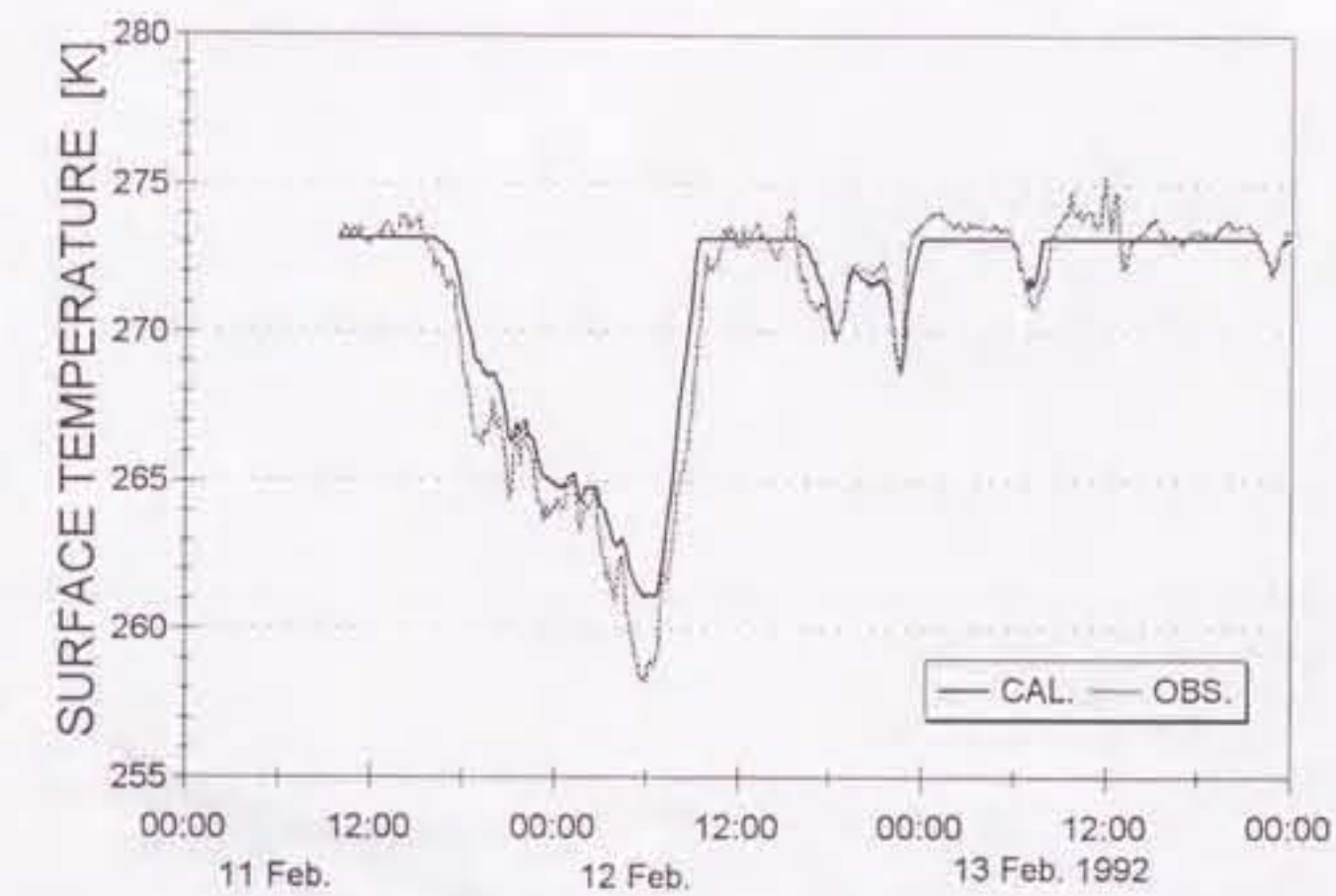


図 10. 1992年 2月 11日から 13日にかけて北陸農業試験場 (新潟県上越市) において放射温度計により測定された積雪表面温度と、モデルにより計算された表面温度との比較。

Fig. 10 Comparison of the surface temperature which is calculated by the model and the one measured by a radiation thermometer. The data were obtained from Feb. 11 to Feb. 13, 1992 in a snow field in Nigata (the observation site of Hokuriku National Agricultural Experiment Station).

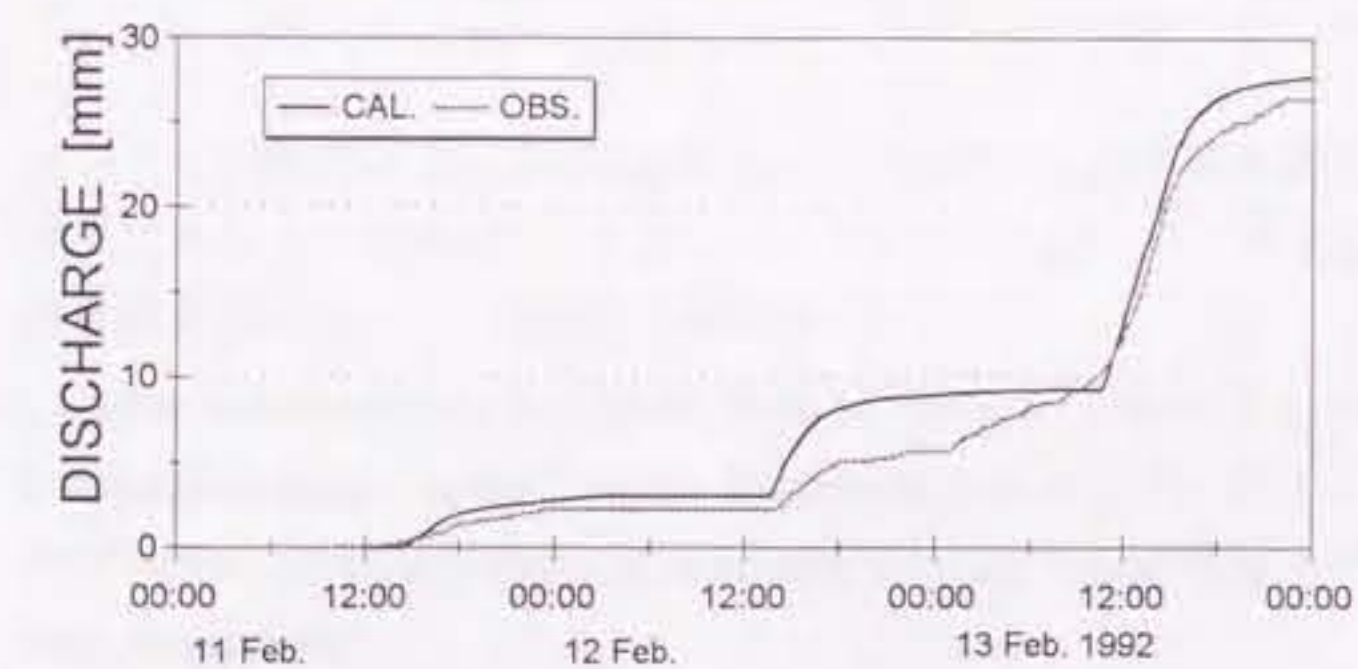


図 11. 1992年 2月 11日から 13日にかけて北陸農業試験場 (新潟県上越市) において測定された積雪重量の変化と、モデルにより計算された流出量との比較。

Fig. 11. Comparison of computed basal discharge and the change of the snow load. The data were obtained from Feb. 11 to Feb. 13, 1992 in a snow field in Nigata (the observation site of Hokuriku National Agricultural Experiment Station).



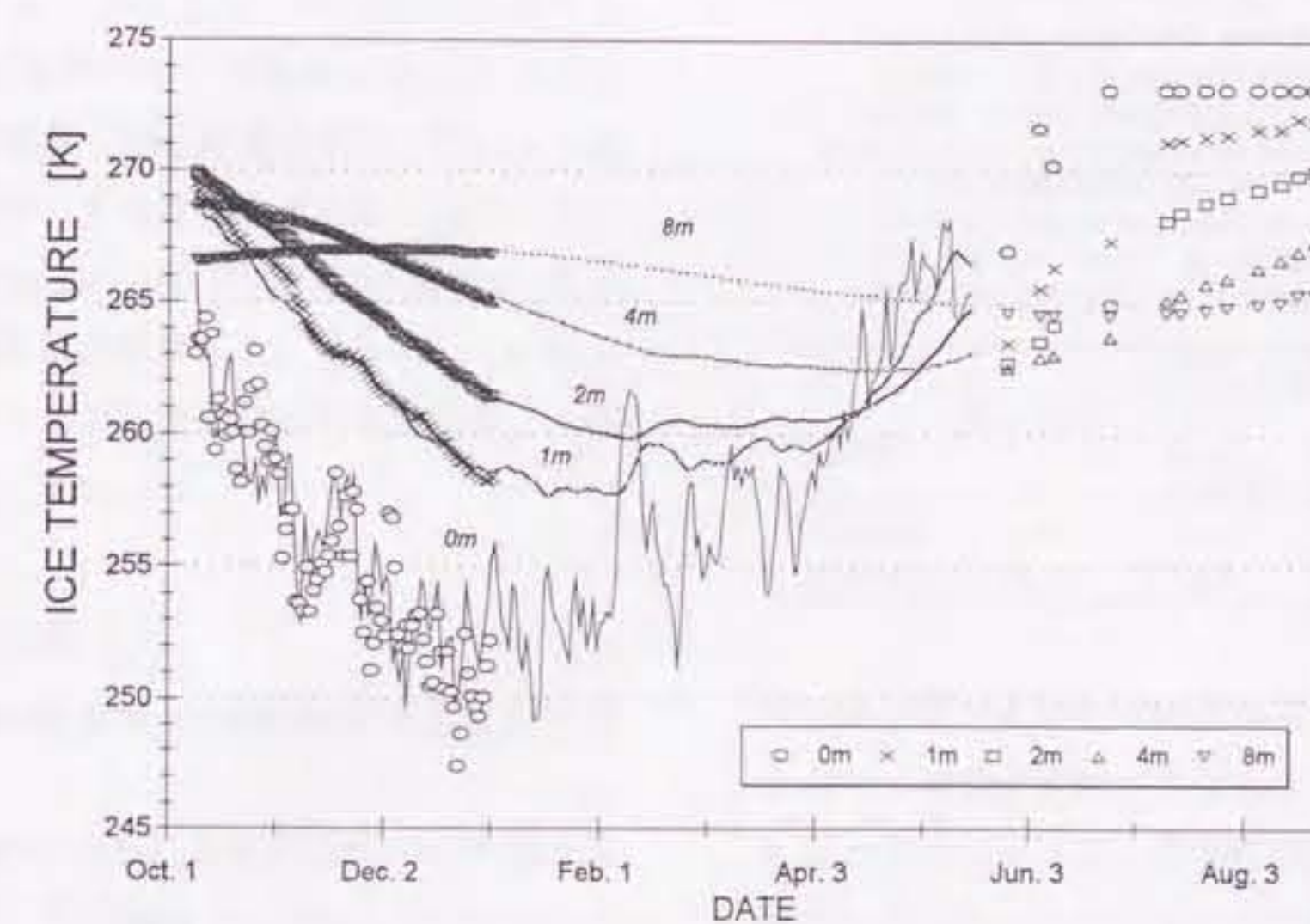


図 12. タングラ山脈 Xiao Dongkemadi 氷河上の標高 5600 m (平衡線高度付近) の地点における 1992 年 10 月 9 日から 1993 年 5 月 13 日にかけての氷温の推移。測定値をマーカーで、計算値を線で示した。

Fig. 12. Glacier ice temperature at different depth at 5600m a.s.l. (near E.L.A.) of Xiao Dongkemadi glacier in the Tanggula Mountains from Oct. 10, 1992 to May 13, 1993. Observed temperature and computed ones are indicated in markers and lines, respectively.



## 第4章 チベット高原の氷河における事例研究

本章では、無人気象観測装置によって得られた通年の気象データを第3章で開発した熱輸送モデルに適用する事により、チベット高原上の2つの氷河における蒸発量を求めた。チベット高原の中央部をほぼ東西に横切るタングラ山脈の中央部に位置する Xiao Dongkemadi 氷河では、平衡線付近における通年の蒸発量と融解量、再凍結量を求め、チベット高原上でも最も乾燥した地域と考えられる西コンロン山脈の Chongce Ice Cap では末端付近の融解期 27 日間の蒸発量と融解量を計算した。さらに、この結果をもとに、蒸発と氷河の表面状態や気象要素との関係を数値実験から考察した。

### 4-1. 蒸発量の計算

#### 4-1-1. タングラ山脈 Xiao Dongkemadi 氷河における蒸発

著者らは、1989年からこの地域において氷河/水文観測を実施している (Yao et al., 1991)。図 13 にこの氷河周辺の地図を示した。1989年秋からは氷河上とその周辺で無人気象観測装置によって気象データを連続的に取得している。測定に関する詳細は Ohata et al. (1991) に記されている。

モデルの計算に使用した気象要素は、Xiao Dongkemadi 氷河上、標高5600 mの地点の無人気象観測装置により取得された1992年5月14日から1993年5月13日にかけての毎正時の記録である。この地点はこの氷河の平衡線高度に近い (Ageta et al. 1991)。計算に必要な気象要素のうち、DLR は下向き全波長放射量から下向き短波放射量を引いたもので与えた。また、VP は相対湿度と気温とから計算された量である。

氷河上の積雪や氷河氷の性質は連続して観測されていないので、計算に際してはこれまでの研究を参考に、積雪を記述するパラメータとして表1に示した定数をモデルに与えた。ここで融解期とは、

1992年5月14日から1992年9月30日迄と、1993年4月21日から1993年5月13日迄の期間をさし、非融解期とは1992年10月1日から1993年4月20日迄をさすことにする。このように分けた根拠は、後述するように積雪層で融解が盛んに起こるかどうかである。

表1. Xiao Dongkemadi 氷河の蒸発量を計算するためにモデルに与えたパラメータの一覧。ここで、夏季とは1992年5月14日から1992年9月30日迄並びに、1993年4月21日から1993年5月13日迄の期間をさし、冬季とは1992年10月1日から1993年4月20日迄をさす。

Table 1. The list of the parameters for computing the evaporation on Xiao Dongkemadi Glacier in Tanggla Mountains. The "SUMMER" means the periods from May 14, 1992 to Sep. 30, 1992 and from Apr. 21 to May 13, 1993. The "WINTER" denotes that from Oct. 9, 1992 to Apr. 20, 1993.

SEASON	MODEL PARAMETERS			
	Snow Depth [m]	Snow Density [kgm <sup>-3</sup> ]	Thermal Conductivity [Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> ]	Extinction Coefficient [m <sup>-1</sup> ]
SUMMER	0.5	400	0.50	60
WINTER	0.1	300	0.35	60

蒸発は氷河と大気との熱交換過程の一環としておこるので、積雪の性質が異なれば当然、水蒸気輸送量も異なるはずである。積雪に関するパラメータの与え方の妥当性については、後で改めて検討する。また、観測に用いられた測器は、表2に示した測定精度を持つが、測定誤差によって引き起こされる計算誤差の見積もりも後に改めて行う。

表2. タングラ山脈 Xiao Dongkemadi 氷河の氷河上の観測で用いられた測器の精度の一覧。

Table 2. Accuracy of the sensors used in the meteorological observation on Xiao Dongkemadi Glacier in Tanggla Mountains.

MET. ELEMENT	DLR	NSR	VP	TA	WS
ACCURACY	3 %	20 Wm <sup>-2</sup>	3 %	0.1 K	0.1 ms <sup>-1</sup>

氷河氷の初期の温度分布には、気象要素と同じ地点で観測された0, 2, 4, 8, 16 mの深さにおける氷温と、40 mにおける推定値 268 K をもとにスプライン補間によって決定したものを用いた。氷河氷の上に乗っている積雪の初期温度は、全層が氷の上端の温度に等しいとした。40 mにおける温度の推定値は、深さが100m、底部の温度が融点と仮想した氷河氷に、



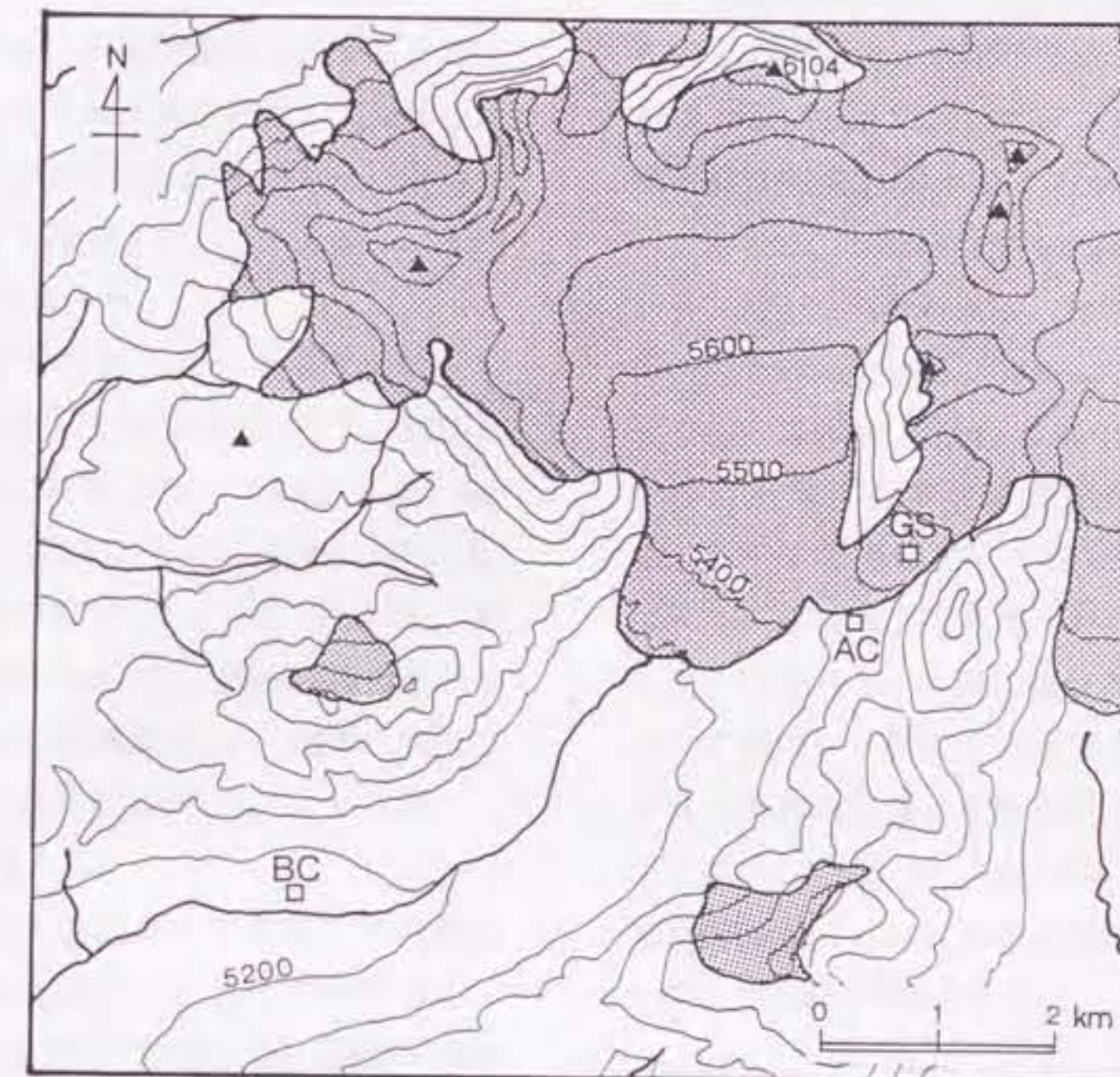


図 13. タングラ山脈 Xiao-Dongkemadi 氷河とその周辺の地図。ハッチを付けたところが氷河。GS とかかれているのが Xiao-Dongkemadi 氷河である。観測地点を四角で示した。

Fig. 13. The map of Xiao-Dongkemadi Glacier in Tannu Mountains and its surrounding. The glacier is marked with GS. The observation site is indicated with a square.



繰り返し上述の気象要素を入力して、収束させた値を参考にして定めた。融解期の初期値のために1993年5月23日の測定値を、非融解期の初期値のために1992年10月9日の測定値をそれぞれ用いた。

計算の結果得られた水蒸気輸送量の推移を図14に示した。これによると、水蒸気輸送量は5月と9月下旬～10月上旬に蒸発の極大を持つような年変化を示す。

欠測となった期間は、非融解期間に属すると考えられ、この期間の水蒸気輸送量を図から $-1 \text{ mm/d}$ と見積もれば、融解期全体の蒸発量は $74 \text{ mm}$ 、非融解期の蒸発量は $46 \text{ mm}$ と推定される。したがって、年蒸発量は $120 \text{ mm}$ と計算される。

一方、積雪の表面や内部で起きた融解水のうち、氷河氷との境界まで達した部分の量(以下、融解量と記す)は $1180 \text{ mm}$ と計算され、このうち $130 \text{ mm}$ は冷たい氷河氷による冷却のために凍結し(凍結量)、残る $1050 \text{ mm}$ が流出の形で系外に出た(流出量)。融解水は氷河氷との境界で凍結し、周囲の積雪を取り込んで上積氷となる(内部涵養量)が、積雪の密度を $400 \text{ kgm}^{-3}$ 、氷河氷の密度を $850 \text{ kgm}^{-3}$ とすれば、その量は $290 \text{ mm}$ となる。

この氷河の平衡線付近において蒸発は年消耗量( $1300 \text{ mm}$ )の約 $10\%$ を占めていることが明らかになった。各量の関係を図15に示した。涵養と消耗がほぼ平衡していると仮定すれば、この年のこの地点の降水量はおよそ $1000 \text{ mm}$ と推定される。Seko et al. (1994)の断面観測によれば、この氷河の涵養域( $5700 \text{ m a.s.l.}$ )における質量収支は、1990年～1992年の平均値で $995 \text{ mm}$ である。

図16にはモデルで計算した氷河の表面温度と上向き長波放射の観測値から求めた表面の輝度温度との関係を1時間ごとに通年にわたって示した。上向き長波放射量はモデルの入力変数に用いていないので、両者はそれぞれ独立に求められた量である。したがって、両者が比較的良く一致していることは、計算が妥当に行われたことを示している。

#### 4-1-2. 西コンロン山脈 Chongce 氷帽における蒸発

西コンロン山脈はチベット高原北西部にある山脈で、タクラマカン砂漠の南部に隣接している。このためチベット高原の中でも最も乾燥した地域と考えられている。この山脈周辺の雪線高度は $5800 \sim 6000 \text{ m}$ とチベット高原の中でも最も高い地域のひとつである。Takahashi et al. (1989)は蒸発皿の秤量から、この山脈のChongce氷帽下流域の標高 $5850 \text{ m a.s.l.}$ の地点(No.1地点)において、7月の終わりに負の大きな水蒸気輸送量(最大値で $-7 \text{ mm/d}$ )を観測している。

ここでは、この地点での水蒸気輸送量を計算した。計算に用いた気象要素は、1987年の夏に実施された氷河調査(Zheng et al., 1988)によって取得された。測定方法の詳細は、Ohata et al. (1989)にまとめられている。計算に必要な気象要素のうち、 $AT$ 、 $VP$ 、 $WS$ はNo.1地点において測定されたものを用いた。 $NSR$ は、No.1地点で観測されたアルベードに、この地点から約 $4 \text{ km}$ 上流に離れた標高 $6327 \text{ m}$ の地点(No.12地点)で測定された日射量に乗じて求めた。下向き長波放射量は観測されていないので、No.1地点における $AT$ 、 $VP$ 、約 $8 \text{ km}$ 下流の標高 $5805 \text{ m}$ の地点(BC地点)における雲の種類と雲量観測記録を用いて、式(4.1)で推定した。

$$D_{LR} = \epsilon_{(0)} \sigma T_A^4 (1 + an^2) \quad (4.1)$$

ここで、 $n$ は $0 \sim 1$ で表した雲量を表す。 $a$ は雲の種類毎に定義されたパラメータで、表3にその一覧を示した。晴天時の大気の実効射出率 $\epsilon_{(0)}$ は、Brunt Eq.のパラメータを高山用に調整したLeDrew (1975)を用いて計算した。すなわち、 $VP [\text{hPa}]$ を用いて、

$$\epsilon_{(0)} = 0.491 + 0.067 \sqrt{VP} \quad (4.2)$$

で表されたとした。

積雪の性質を表すパラメータには、Xiao Dongkemadi氷河の融解期の計算に用いたのと同じ値



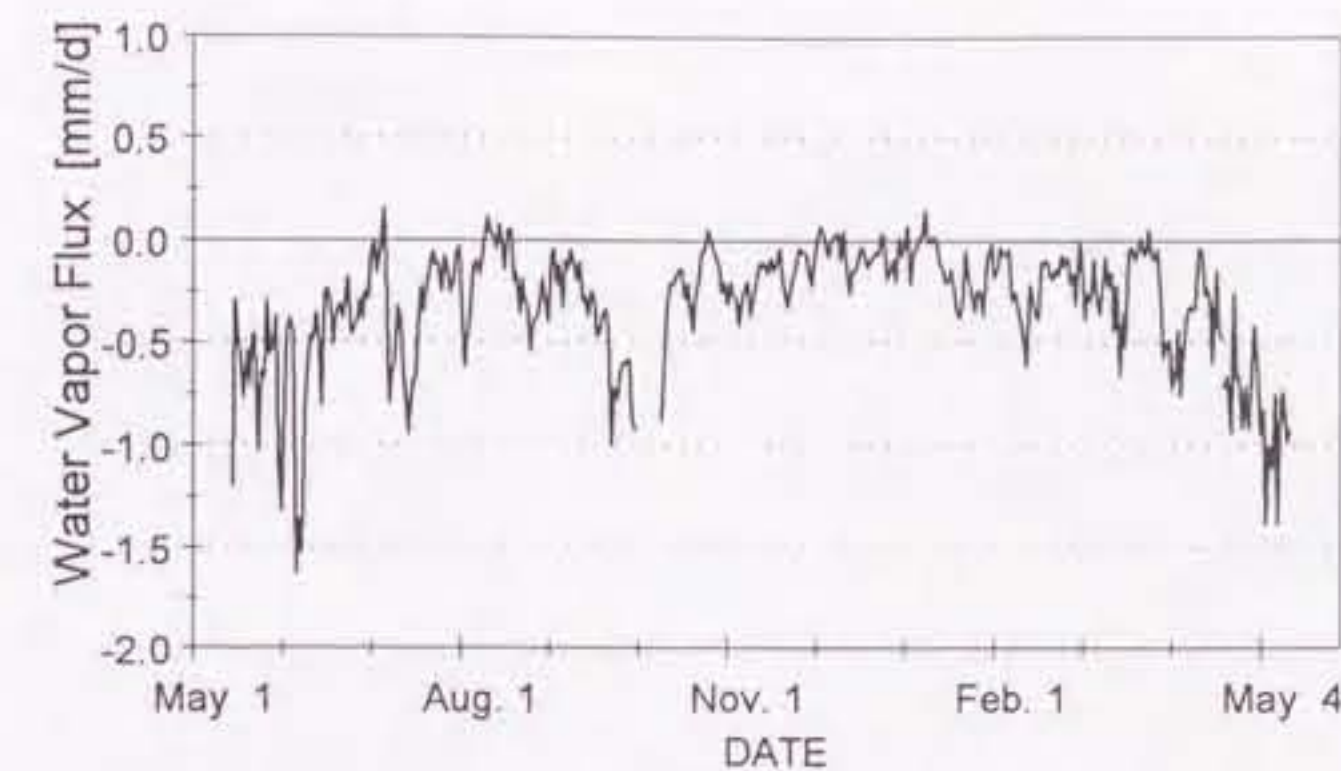


図 14. タングラ山脈 Xiao Dongkemadi 氷河の平衡線付近(5600 m a.s.l.) での 1992 年 5 月 14 日から 1993 年 5 月 13 日までの水蒸気輸送量。

Fig. 14. Computed water vapor flux at the site (5600 m a.s.l.) near the equilibrium line of the Xiao Dongkemadi Glacier in the Tanggla Mountains, Tibet during the period from May 14, 1992 to May 13, 1993.

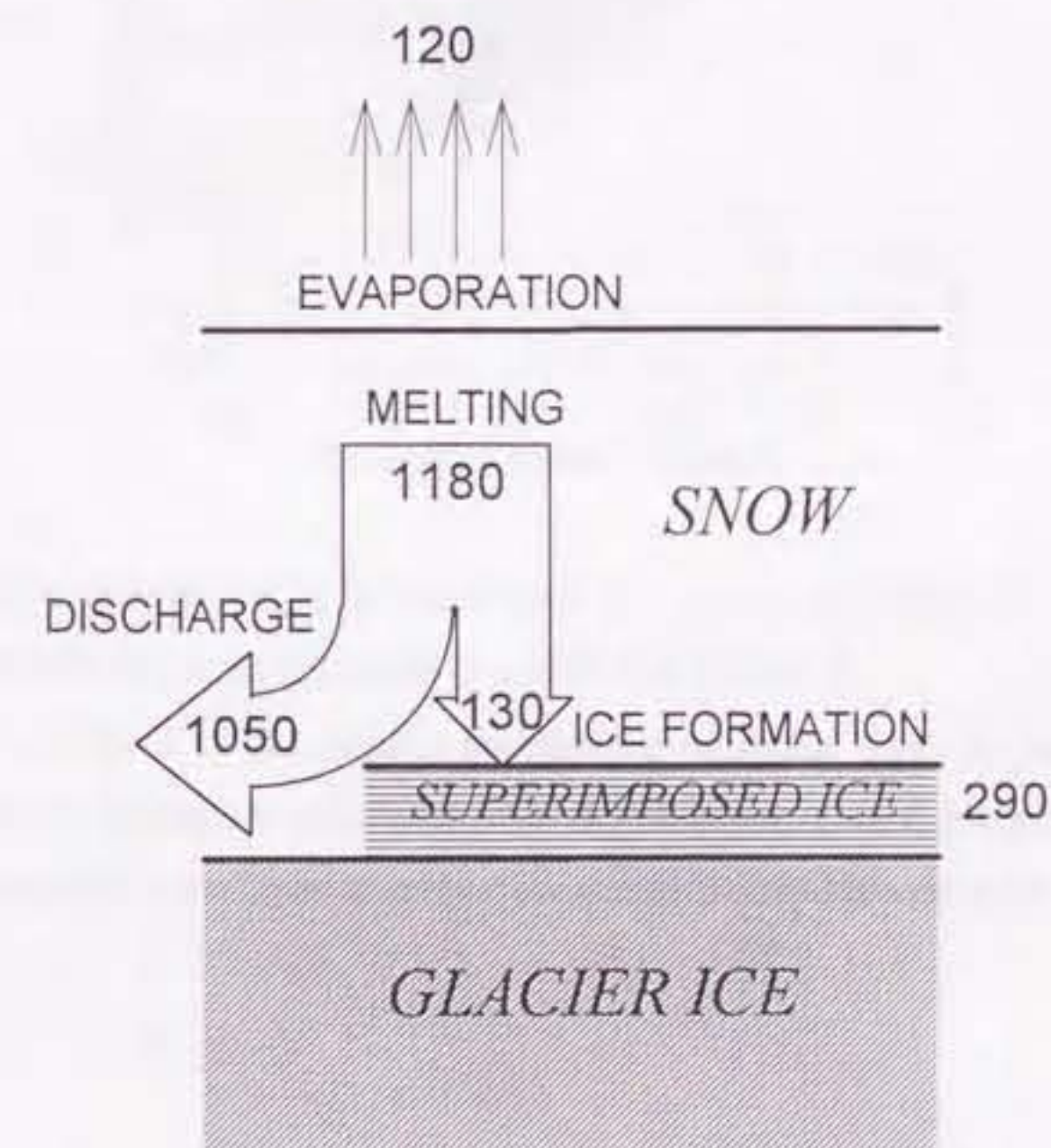


図 15. 1992 年 5 月 14 日から 1993 年 5 月 13 日までの 1 年間の消耗量の内訳 (mm)、積雪密度は  $0.4 \text{ kgm}^{-3}$  と仮定した。

Fig. 15. The items of the annual ablation (mm) during the period from May 14, 1992 to May 13, 1993. Density of the snow pack is assumed to be  $0.4 \text{ kgm}^{-3}$ .



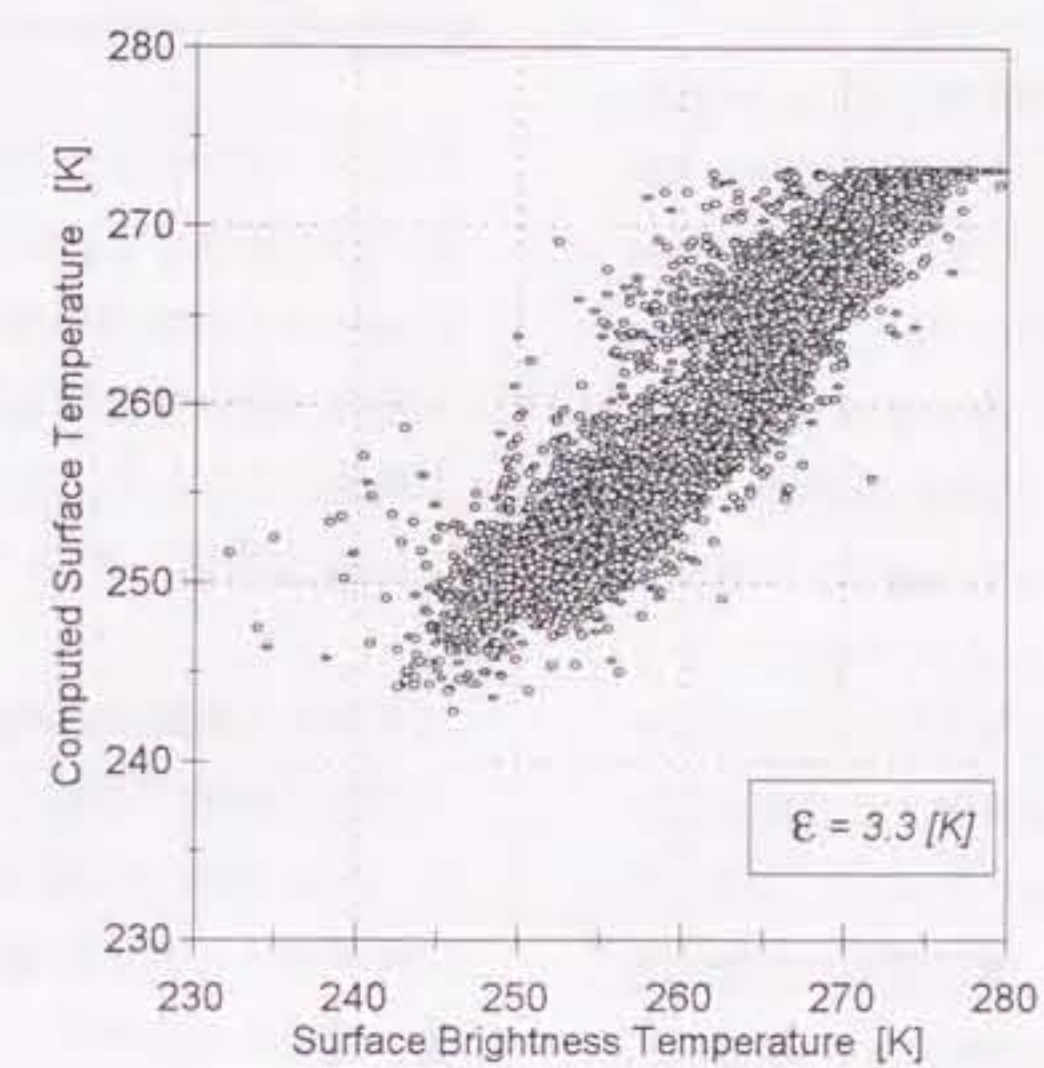


図 16. モデルで計算された氷河の表面温度と上向き長波放射量から計算した表面輝度温度との比較。図中の  $\epsilon$  は標準誤差を表す。

Fig. 16. Comparison of the surface temperature computed from the model and the brightness temperature calculated from the observed upward long-wave radiation. The  $\epsilon$  inserted in the figure expresses the standard error between them.



(表1)を与えた。初期温度分布は、全層融点とした。また、積雪深は0.5 mとした。

表3. 雲量から下向き長波放射量との関係を求める実験式(本文中の式4.1)に含まれるパラメータ  $a$  の値と対応する雲の種類。(Oke, 1987より)

Table 3. Values of the parameter  $a$  and corresponding cloud type in the empirical equation (Eq.4.1 in the text) which estimates the downward long-wave radiation under cloudy conditions (from Oke, 1987).

Cloud Type	Ci	Cs (Cc)	Ac	As	Cu	Sc	St (Ns, Cb)
$a$	0.04	0.08	0.17	0.20	0.20	0.22	0.24

図17に、気象データの存在する1987年7月23日から8月18日について、モデルにより計算された水蒸気輸送量を示した。この期間の蒸発量は12 mmと計算された。一方、同じ期間に積雪層の底部に達する融解水の量は33 mmとなった。蒸発がこの期間の消耗に占める割合は、熱量で82%、質量で27%である。

図18は、Takahashi et al. (1989)の複数の蒸発皿による測定結果との比較である。彼らの結果は完全には連続していないので、一連の測定の始点をモデルの結果に合わせて描いた。積算値で見ると計算値は測定値よりも小さめであるが、両者はおおむね一致しているといえる。両者の差が大きくなるのはおもに日没後で、多くの場合測定値は日没後にその日の最大水蒸気輸送量を記録しているが、計算値ではその様なことがない。融解期には、積雪中の融解水が再凍結する際に放出する凝結潜熱が日没後の蒸発の熱源の一部となると考えられる。したがって、この日没後の計算値と測定値の違いの原因は、観測において蒸発皿とその下の空洞の存在によって、液体水や顕熱の移動が妨げられたことに由来する可能性がある。

#### 4-2. 計算の誤差について

##### 4-2-1. 積雪の性質を仮定することによる誤差

4-1.の冒頭でも述べたとおり、氷河の積雪や氷河氷の性質は連続して観測されていないので、モデルに必要な積雪の性質は表1に示した定数として与えた。積雪深を含め、積雪の性質は実際には刻々と変化しているので、このようにして計算した水蒸気輸送量は誤差を含んでいると考えられる。そこで、先に計算したXiao Dongkemadi氷河のデータセットを用いて数値実験を行い、この誤差を見積った。

##### 積雪深

タングラ山脈 Xiao Dongkemadi氷河の平衡線付近(5600 m a.s.l.)での積雪深は、1989年から1991年にかけての観測記録によれば、年間を通じて数十センチ以下であった。そこで、積雪を0.5 mとして計算した水蒸気輸送量(SD50)と、0.25 mとした場合のそれ(SD25)とを比較した(図19-a)。SD25のSD50からの蒸発量の差は、融解期が0.8 mm (1%)減、非融解期が0.7 mm (2%)増と大変小さかった。参考として、1992年10月から1993年7月にかけて氷河内部の温度分布が観測されたが、これと最もよく一致した計算値を与えたのは積雪深を0.1 mとしたときであった。

##### 短波放射の消散係数

Fukami et al. (1985)の測定によれば、通常の積雪の消散係数は、 $40 \text{ m}^{-1}$ から $100 \text{ m}^{-1}$ 程度の範囲である。そこで、積雪の短波放射に対する消散係数については、 $40 \text{ m}^{-1}$ を与えて計算した水蒸気輸送量(ke40)と、 $80 \text{ m}^{-1}$ を与えて計算した結果(ke80)とを比較した(図19-b)。ke80のke40からの蒸発量の差は、融解期が1.6 mm (2%)増、非融解期が0.9 mm (2%)増と大変小さかった。

##### 密度と熱伝導係数

劉ら(1989)は、大陸性氷河の一つである天山山脈のNo.1氷河の様々な標高で積雪密度を数ヶ月毎に通年にわたって測定した。それによれば、積雪密度はほぼ $200 \text{ kgm}^{-3}$ から $500 \text{ kgm}^{-3}$ の範囲に分布し、非融解期の代表的な値は $300 \text{ kgm}^{-3}$ 前後、融解期のそれは $400 \text{ kgm}^{-3}$ 前後である。そこで、積雪密度につい



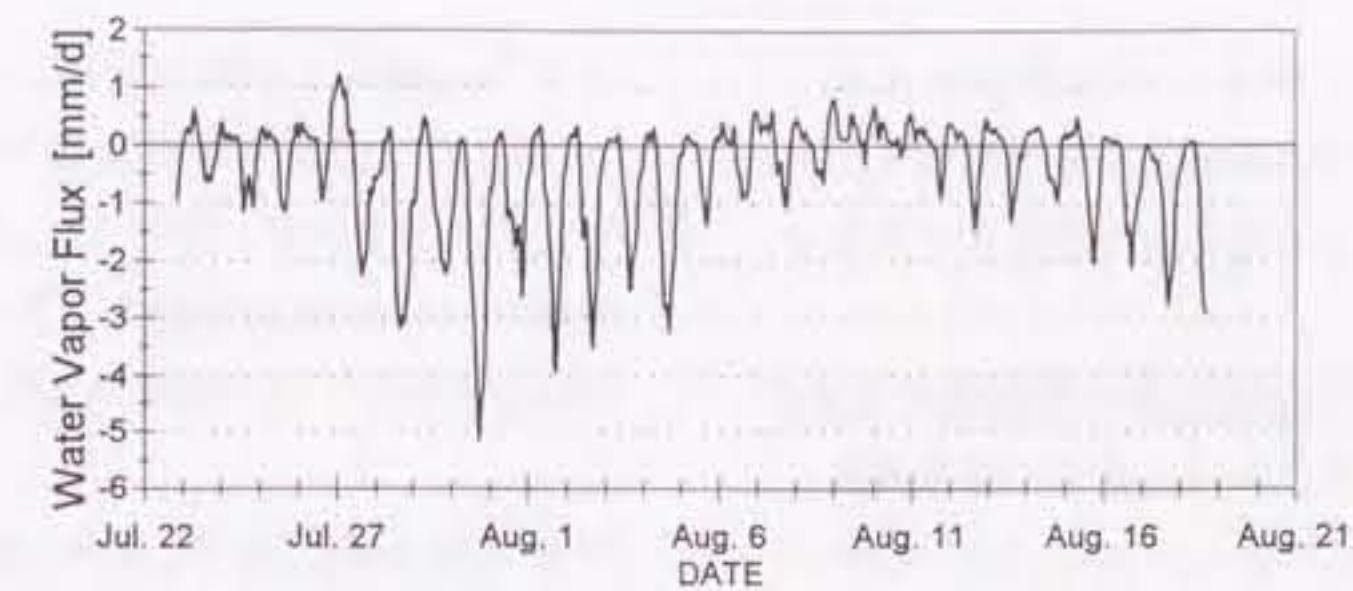


図 17. 西コシロン山脈 Chongce 氷帽の標高 5850 m a.s.l. の地点における 1987 年 7 月 23 日から 8 月 18 日までの水蒸気輸送量 (モデル計算値)。

Fig. 17. Computed water vapor flux at the altitude of 5850 m a.s.l. on Chongce Ice Cap in the West Kunlun Mountains, Tibet during the period from July 23 to August 18, 1987.

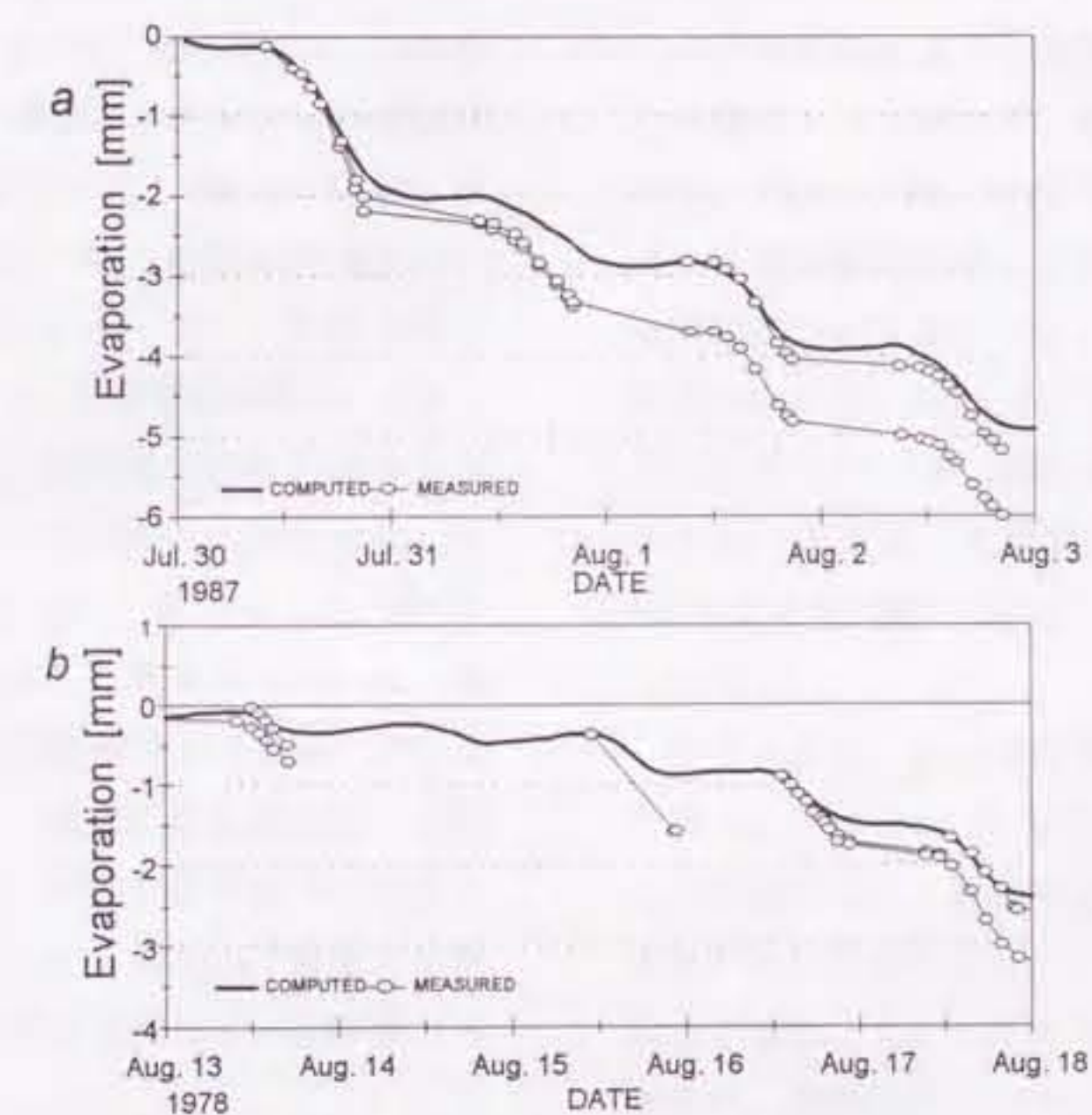


図 18. モデルで計算された蒸発量 (太実線) と、Takahashi et al. (1989) が複数の蒸発皿の秤量によって求めた蒸発量 (白丸) の比較。Takahashi et al. (1989) の測定は中断を含むが、一連の測定の始点をモデルの計算値に一致させて表示してある。

Fig. 18. Comparison of the evaporation computed by the model (bold line) and that determined with the micro lysimeters by Takahashi et al. (1989) (open circles). The start points of the series' of the lysimeter measurement were adjusted to computed value.



ては、 $250 \text{ kgm}^{-3}$  とした場合 (*r250*) と  $450 \text{ kgm}^{-3}$  とした場合 (*r450*) について計算結果を比較した (図 19-c)。なお、李ら (1986) によれば、氷河氷の密度はチベット高原上に限らず、大陸性氷河において概ね  $850 \text{ kgm}^{-3}$  なので、氷河氷の密度としては常にこの値を用いた。

積雪の熱伝導係数は前野、福田 (1986) を参考に、密度  $250 \text{ kgm}^{-3}$ 、 $450 \text{ kgm}^{-3}$  の積雪に対してそれぞれ、 $0.20 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 、 $0.75 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  を与え、積雪密度と対で用いた。氷河氷の熱伝導度には気泡を含まない氷の熱伝導率に、密度  $850 \text{ kgm}^{-3}$  の氷の充填率を掛けた  $2.04 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  を用いた。

密度 (および熱伝導係数) に対する水蒸気輸送量の感度は、非融解期には小さいが、融解期には 10 倍程度増加し、密度が大きい積雪ほど大きな水蒸気輸送量が計算されることが分かった。図 19-d に示したのは表面を含む積雪層全体で生じる融解/再凍結の熱量の日積算値の推移であるが、これと見比べると、計算される蒸発量が密度 (および熱伝導係数) の違いに対して敏感となるのは、積雪層で融解/再凍結が盛んに起こる期間であることが分かる。先に定義した融解期と非融解期の区分けは、図 19-d に基づいて行った。異なる密度で計算した蒸発量の違いは、融解期が 17 mm (23%) 増、非融解期が 0.9 mm (2%) 減であった。本研究のように積雪密度を融解期と非融解期のそれぞれの期間に代表的な値で分けて計算すれば、積雪密度の不確定さは、 $50 \text{ kgm}^{-3}$  程度と見積られるので、この場合の計算誤差は 4 mm 程度であると推定される。

融解量や流出量に関しては、これらが融解期のみ生じることから、積雪密度を  $400 \text{ kgm}^{-3}$  とした場合 (*r400*) と  $450 \text{ kgm}^{-3}$  とした場合 (*r450*) について計算結果を比較した。その結果、積雪の密度が大きいほど融解量と流出量は小さく、その違いはともに 7% であった。

以上の結果から、氷河上の積雪に関連したパラメータを融解期と非融解期について表 1 に示すような定数で与えることは妥当であると判断できる。

#### 4-2-2. 気象要素の測定誤差に基づく誤差

気象要素の計測に使用した測器は表 2 に示す精度を持つ。したがって、モデルにより計算された蒸発量は測定誤差に起因する誤差を含む。そこで、入力する気象要素を観測値から測器の誤差だけ僅かにずらすことによって生じる水蒸気輸送量の変化を調べ、この誤差を見積もった。図 20 には、観測値をそのまま入力した結果 (*CTRL*; 図 14) からの差を幾つかの気象要素について時系列で示した。これによれば、入力値の変更による水蒸気輸送量の変化は気象要素と季節によって異なり、最大では  $0.18 \text{ mm/d}$  程度となる。図 21 には、それぞれの気象要素の変更に基づく水蒸気輸送量差と *CTRL* との関係を融解期と非融解期について分けて示した。これから以下のことが読み取れる。*NSR* は非融解期の蒸発に強い影響を与えるが、*VP* は逆に融解期により強い影響を与える。*DLR* は一年を通して同様な影響を与え、*TA* および *HS* はこの変更幅ではほとんど水蒸気輸送量に影響を与えない。

計算の結果、融解期の蒸発量に最も影響を与えたのは *VP* で、3% の増加に対し蒸発量は 9.7 mm (13%) 減少した。非融解期は、*NSR* を  $20 \text{ Wm}^{-2}$  増加させた時の変化がもっとも大きく、14 mm (38%) 蒸発量が増加した。したがって、ここで計算された蒸発量は、融解期については 13% 程度、非融解期については 38% 程度の計算誤差は避けられない考えられる。融解量、凍結量、流出量に最も影響を与えたのはいずれも *NSR* で、 $20 \text{ Wm}^{-2}$  の増加に対し、それぞれ、21% 増、11% 減、23% 増の変化をを引き起こした。



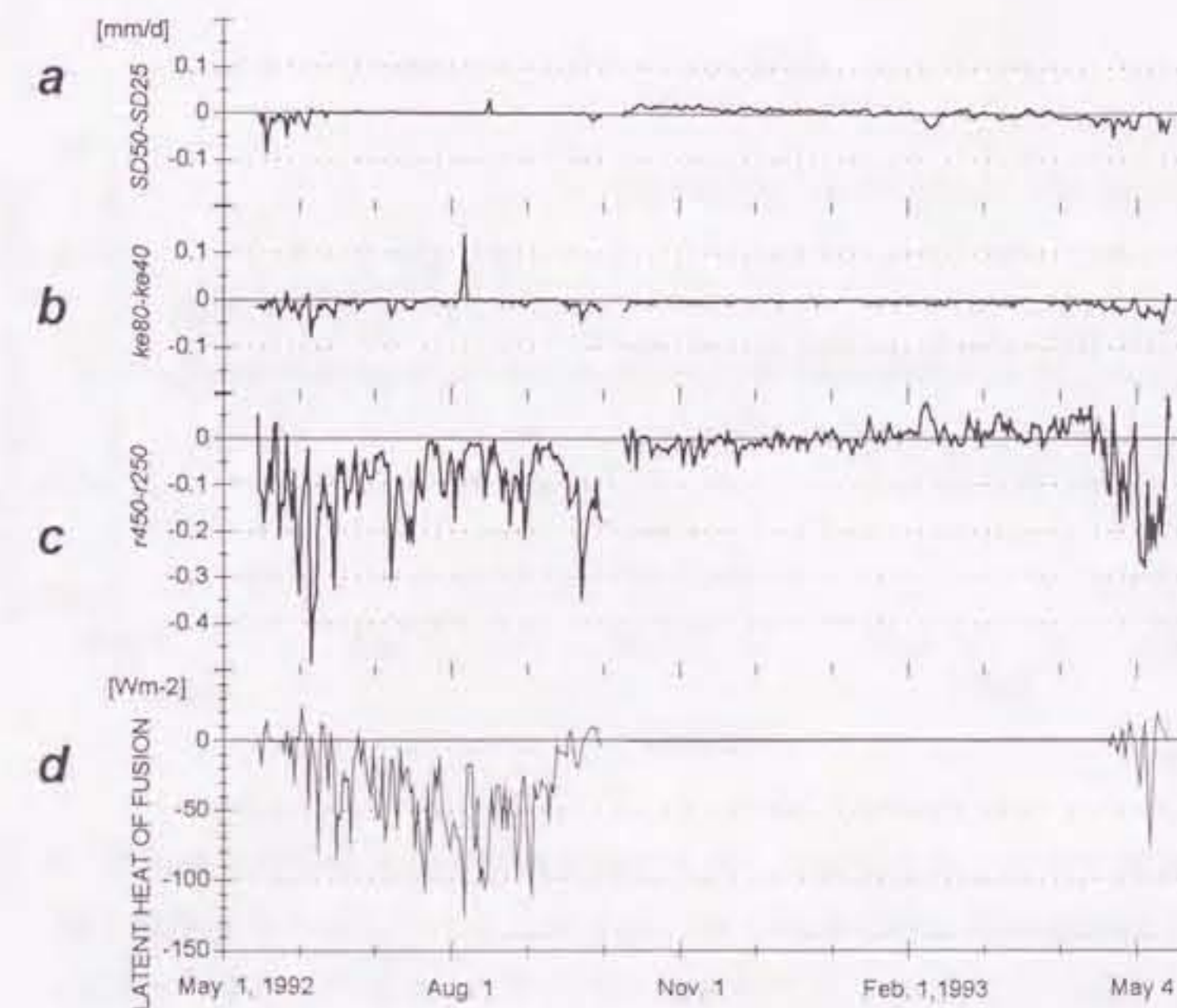


図 19. モデルに与えるパラメータを変えた時の水蒸気輸送量の違い (*a*: 積雪深を 50 cm とした結果から 25 cm とした結果を引いたもの、*b*: 日射の消散係数を  $80 \text{ m}^{-1}$  とした結果から  $40 \text{ m}^{-1}$  とした結果を引いたもの、*c*: 密度を  $450 \text{ kgm}^{-3}$  とした結果から  $250 \text{ kgm}^{-3}$  とした結果を引いたもの)。輸送量は、表面に向かう方向を正とした。および、日積算相変化熱量の推移 (*d*)。相変化の熱量は凍結を正にとった。

Fig. 19. Deviation in the water vapor flux from the reference computation, as a function of time, created by a change in the snow depth from 25cm to 50cm (*a*), the radiation extinction coefficient from  $40 \text{ m}^{-1}$  to  $80 \text{ m}^{-1}$  (*b*), and the snow density from  $250 \text{ kgm}^{-3}$  to  $450 \text{ kgm}^{-3}$  (*c*). Downward water vapor flux to the surface is taken positive. Also shown is the seasonal change in the daily total of the latent heat of fusion (*d*). Released heat by freezing is taken positive.



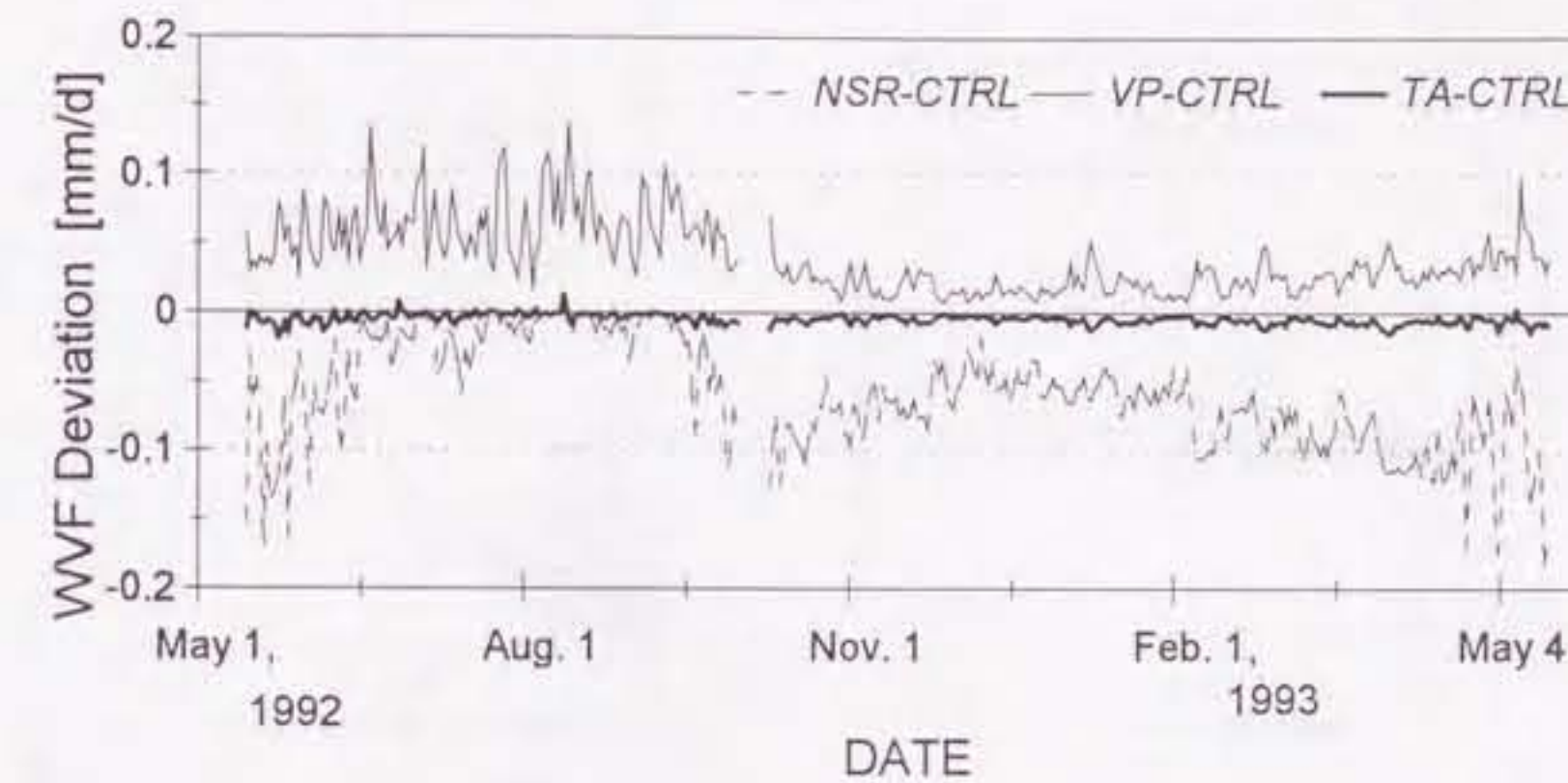


図 20. 観測値と僅かに異なる気象要素を入力して計算したときの水蒸気輸送量と観測値を入力したときの結果との差 (NSR-CTRL: 短波放射収支量を  $+20 \text{ Wm}^{-2}$  増やした場合、VP-CTRL: 水蒸気圧を 3% 増やした場合、TA-CTRL: 気温を 0.1 K 増やした場合)。

Fig. 20. Deviation in the water vapor flux from the reference computation caused by a small change in the meteorological inputs: the net shortwave radiation (NSR-CTRL), the atmospheric water vapor pressure (VP-CTRL), and the air temperature (TA-CTRL). The NSR was increased by  $20 \text{ Wm}^{-2}$ , the atmospheric water vapor pressure by 3%, and the air temperature by 0.1 K relative to the reference computation. The reference computation is the one made with measured meteorological variables as input.



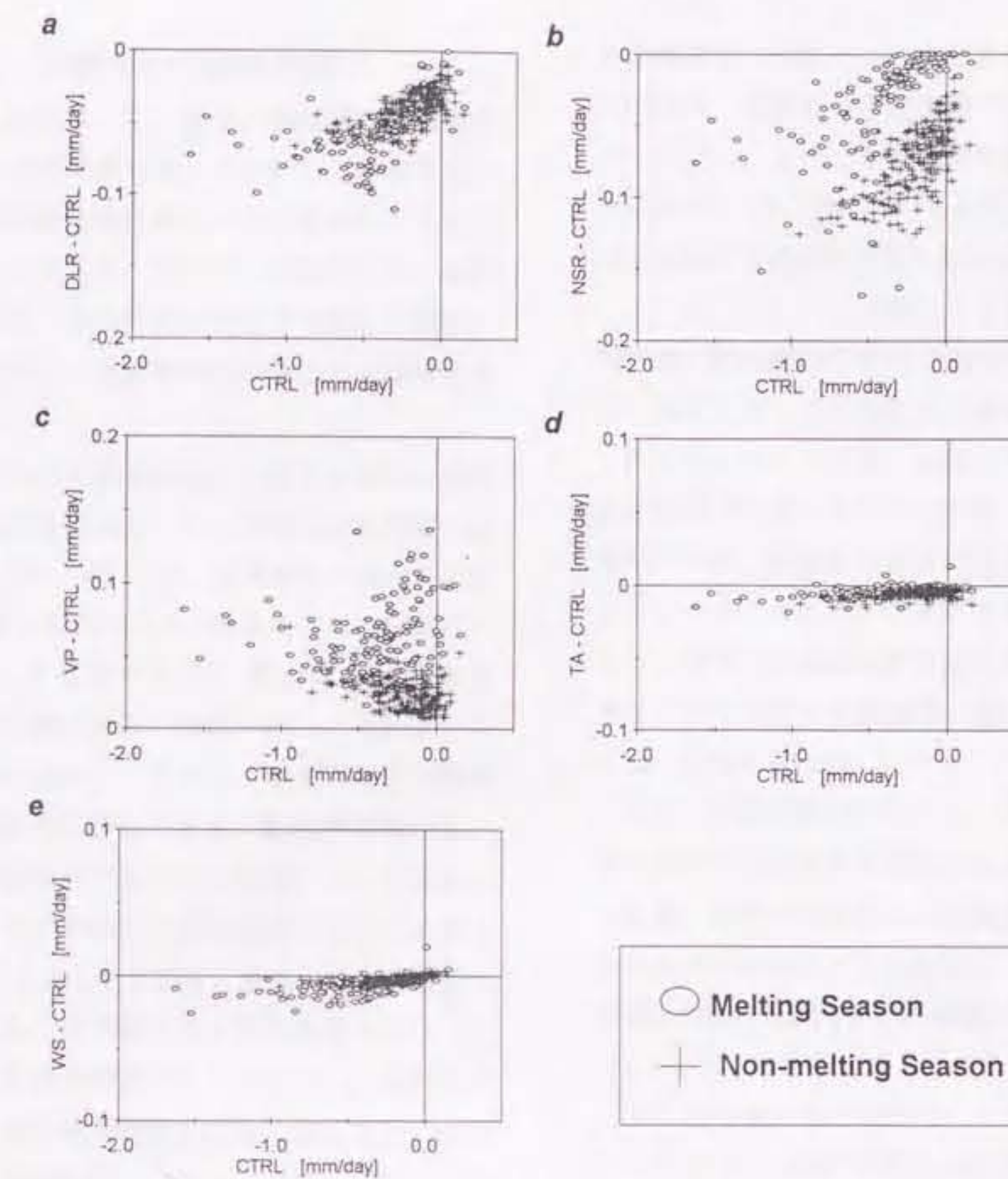


図 21. 観測値と僅かに異なる気象要素を入力して計算したときの水蒸気輸送量と観測値を入力したときの結果との差と、観測値による計算結果との関係 (a: 下向き長波放射量、b: 短波放射収支量、c: 水蒸気圧、d: 気温、e: 風速)。融解期を白丸で、非融解期を十字で示した。

Fig. 21. Water vapor flux deviations as in Fig. 8 plotted against the water vapor flux from the reference computation (CTRL). Deviations shown are the ones created by a small increase in the downward longwave radiation by 3 % (a), the net shortwave radiation by  $20 \text{ W m}^{-2}$  (b), the atmospheric water vapor pressure by 3 % (c), the air temperature by 0.1 K (d), the wind speed by  $0.1 \text{ m s}^{-1}$  (e).



## 4-3. 融解期と非融解期の蒸発の違い

前節で明らかになったとおり、融解期と非融解期とでは蒸発の様子が異なる。すなわち、積雪密度に対する感度や水蒸気輸送量に大きな影響を与える気象要素に違いが生じる。そこで、積雪内の熱の移動に注意しながら、先の計算結果をより詳しく解析することで、期間により蒸発特性が変化する機構を考察した。

非融解期の水蒸気輸送量は、1月でも晴天の昼間には  $-1 \sim -2 \text{ mm/d}$  に達し、その絶対値は融解期に比較して小さくない。図 22 は、計算結果の詳細を非融解期の 1993 年 1 月 23 日から 28 日までの 5 日間について抜き出したものである。密度の小さい積雪 ( $r250$ ) の表面温度は大きい積雪 ( $r450$ ) のそれよりも日変化の振幅が大きい。これは、密度の小さい積雪は小さな熱伝導率を持つことと、融解/再凍結が起こらない非融解期は熱が基本的に伝導によって伝わることによる。表面の水蒸気圧は温度とともに上昇するので、図 22 に示したとおり、密度が異なる積雪について計算された潜熱輸送量と熱伝導量の差は、昼夜で符号を変え日平均値でみると小さい。非融解期の水蒸気輸送量が積雪密度の変化に敏感でないのはこのためと考えられる。

非融解期は融解が起きないので、積雪に与えられる熱量が多ければ多いほど表面の水蒸気圧は上昇し、蒸発は盛んになる。この期間に  $DLR$  と  $NSR$  に対する感度が大きい(図 21-a, b) のは、これらが、氷河に対して熱源となる気象要素だからであると考えられる。

昼間の水蒸気輸送量の絶対値は夜間のそれに比較して大きい、これは飽和水蒸気圧曲線が下に凸であることと、昼間に大気の大気安定度が減少することによる。

融解期の水蒸気輸送量は、 $1 \text{ mm/d}$  程度の振幅で変化しているが、昼間に凝結が見られる場合もあれば夜間に蒸発が観測されることもあり、周期性は見

られない。図 23 には 1993 年 7 月 7 日から 12 日までの融解期の 5 日間について計算結果の詳細を示した。この期間、密度の小さな積雪では昼夜とも表面温度がより低い。このことは、表面温度が終日融点に達しなかった 7 月 7 日についても言え、非融解期のような表面温度差の逆転が見られない。

このようにして、密度の小さな積雪では、水蒸気輸送量の絶対値は日平均で見てもより小さい。融解期に密度に対する水蒸気輸送量の感度が大きいのはこのためと考えられる。密度の小さな積雪の表面温度が昼間より高くならないのは、積雪内部で昼間に融解がおき、表面と内部との温度勾配が非融解期のように大きくなれないことによると考えられる。さらに、積雪中の融解水が再凍結する際に潜熱を放出することも夜間の表面温度の違いを大きくする働きを持つと考えられる。

氷河の表面で融解が起きると表面の水蒸気圧は融点に対応する飽和水蒸気圧に固定されてしまう。このため、融解中の積雪における水蒸気輸送量は風速と大気の水蒸気圧だけに依存し、気温や日射には無関係となる。 $VP$  に対する感度が融解期に大きい(図 21-c) のはこのためであると考えられる。

同じ放射量でありながら、 $DLR$  に比較して  $NSR$  の季節による感度の違いが大きいのが、これは、 $DSR$  が昼間に集中して与えられる熱源なので、融解期の昼間に蒸発に寄与しない余剰が生じるのに対し、 $DLR$  は表面温度が融点を下回る夜間の蒸発に寄与することができるためと考えられる。融解期の夜間に表面温度が融点を下回することは、データを取得した Xiao Dongkemadi 氷河に限らず、大陸性氷河において一般的である。

図 24 a, b には、それぞれ日蒸発量  $E$  と、 $WS(VP - VP_g)$ 、 $NSR$  との関係を、蒸発量を計算したすべての日について示した。水蒸気輸送量は本来表面熱収支並びに氷河内部の熱伝導の結果として多くの変数から決定されるが、この図を見ると融解期は風速と水蒸気圧に、非融解期は日射吸収量によって



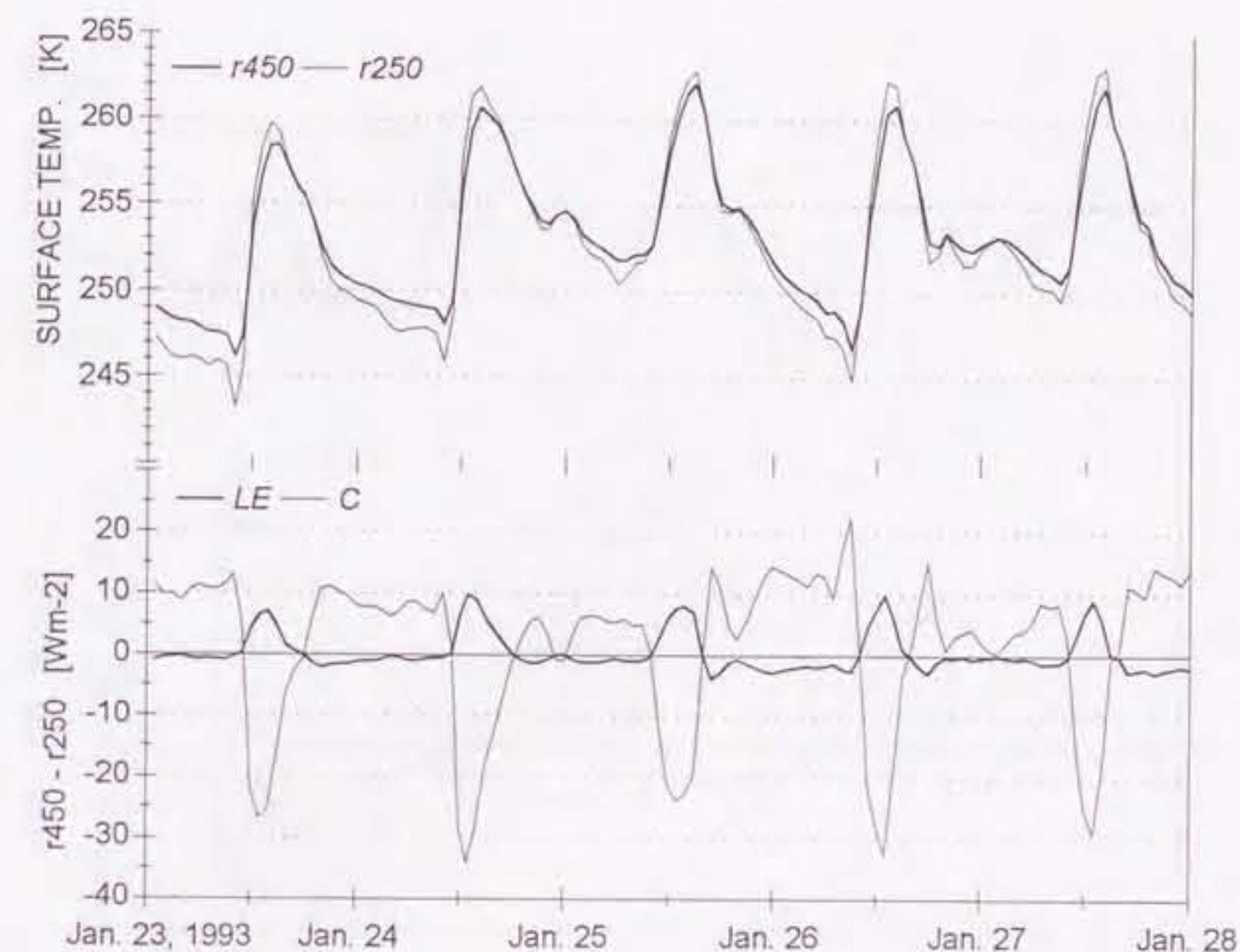


図 22. 上段は、積雪密度を  $450 \text{ kgm}^{-3}$  とした場合 (太線) と  $250 \text{ kgm}^{-3}$  とした場合 (細線) の冬期の 5 日間における表面温度の日変化。下段は、潜熱輸送量と熱伝導量についてこれらの結果の差をとったもの。熱輸送量は表面に向かう方向を正とした。

Fig. 22. Difference of snow density on model computation intermes of surface temperature (*Upper*) and heat fluxes (*Lower*) over 5 days in winter. Calculated surface temperatures were the ones for the glacier with snow density of  $450 \text{ kgm}^{-3}$  (bold) and of  $250 \text{ kgm}^{-3}$  (fine). In the lower, deviations are shown for latent (bold) and conducting (fine) heat fluxes caused by changing snow density from  $250$  to  $450 \text{ kgm}^{-3}$ . Heat fluxes toward the surface was taken positive.



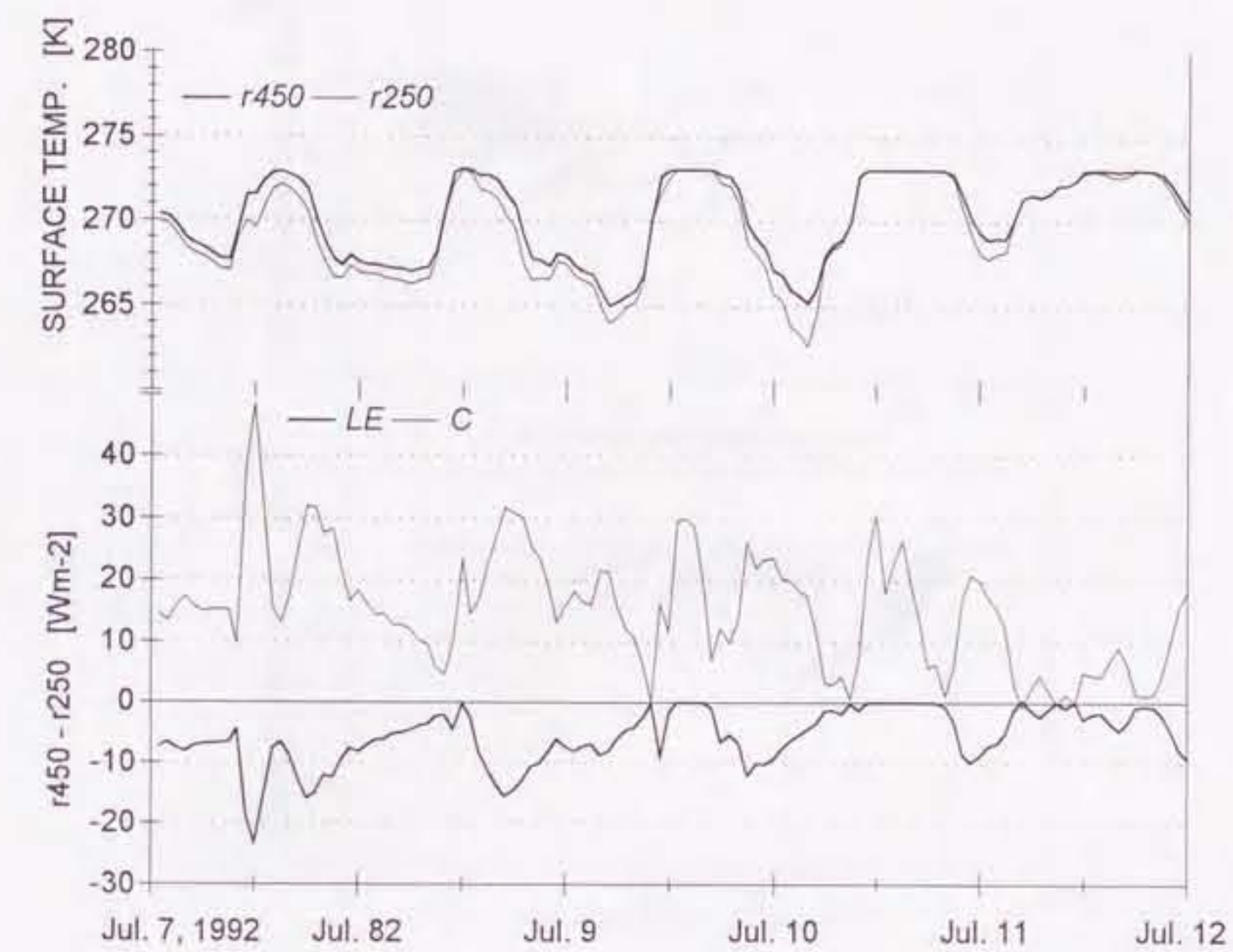


図 23. 図 22 と同じものを夏期の 5 日間についてみたもの。

Fig. 23. The same as Fig. 22 except over 5 days in summer.



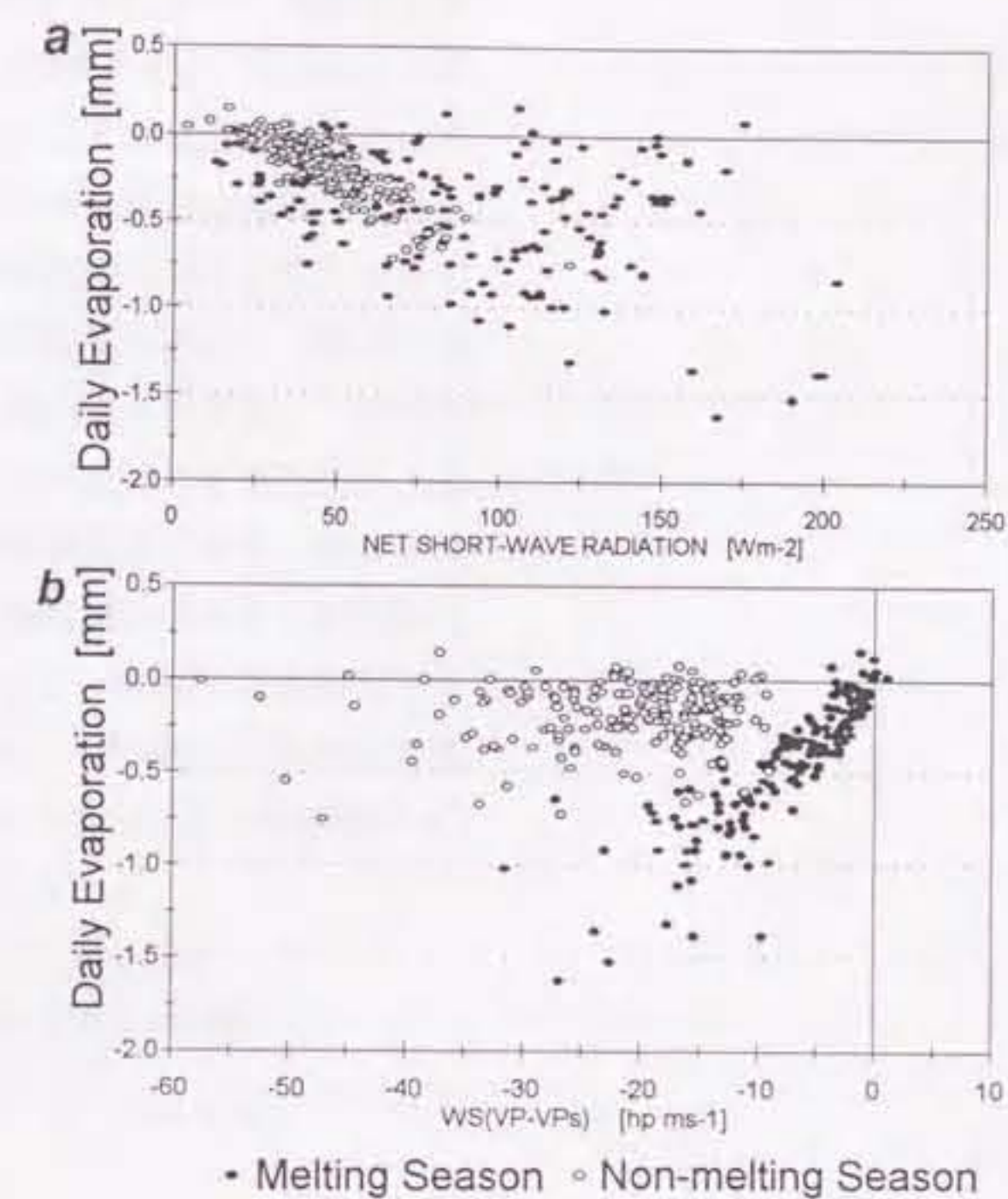


図 24. *a*: タングラ山脈 Xiao Dongkemadi 氷河における日蒸発量と短波放射収支量との相関。融解期を黒丸で、非融解期を白丸で示した。*b*: 日蒸発量と、水蒸気圧差と風速の積  $WS(VP-VP_s)$  との相関。  $VP_s$  は水の融点に対する飽和水蒸気圧である。

Fig. 24. *a*: The relationship between daily evaporation and net short wave radiation on Xiao Dongkemadi Glacier in Tanggla Mountains. *b*: The same but and the product between wind speed and water vapor pressure  $WS(VP-VP_s)$ , wherer  $VP_s$  denotes the saturated water vapor pressure at the melting point. Those data in the semting season and the non-melting season days are marked in solid and open circles, respectively.



ほとんど説明されてしまうことが分かる。天山山脈 No.1 氷河で観測された融解期と非融解期中の蒸発量の記録についても同様であった。西コンロン山脈 Chongce Ice Cap のデータを同様にプロットすると、これらは7月下旬から8月下旬にかけて取得されたデータにもかかわらず、 $WS(VP - VP_s)$  ではなく  $NSR$  と強い相関を示した。これらの事実は、蒸発には蒸発潜熱を賄う熱量と水分子が大気中に拡散してゆくための環境の2つの条件が必要であると考えたと理解しやすい。これらの条件をそれぞれ、「熱量の条件」、「拡散の条件」と呼ぶことにすると、融解期は熱量の条件は豊富であるが大気の水蒸気圧が上昇するために拡散の条件が律速要因となり、蒸発を支配する。これに対し、非融解期は状況が丁度逆転し、熱量の条件が蒸発を律速する。式(4.3)に融解期の日蒸発量  $E$  [mm] と  $WS$  [ $\text{ms}^{-1}$ ]、 $VP$  [hPa] の関係の回帰式を、式(4.4)に非融解期の  $E$  [mm] と  $NSR$  [ $\text{Wm}^{-2}$ ] の関係の回帰式をそれぞれ示した。

$$E = 0.045 \times WS(VP - VP_s) - 0.09 \quad (r = 0.85) \quad (4.3)$$

$$E = -0.0089 \times NSR + 0.21 \quad (r = 0.86) \quad (4.4)$$

ここで、式(4.3)の一項目の係数が式(1.1)のそれと、一桁近く食い違っているのは、式(4.3)が日蒸発量を求めている場所の気象要素で回帰したのに対し、式(1.1)は氷河から離れた草原上の気象要素によって回帰しているためである。



## 第5章 蒸発と氷河の消耗

## 5-1. 蒸発が消耗に占める割合

第2章で既に指摘したが、夏季の水蒸気輸送量は変化をする。この様子は図14にもはっきりと現れている。したがって、大陸性氷河の場合、通常の氷河調査がそうであるように夏季の1月間程度を切り出してきた場合、蒸発量ばかりでなく、得られる各熱収支項目のすべてが期間の選びかたで全く違ってしまふ。第4章で行った計算では、通年の蒸発量を求めた結果として Xiao Dongkemadi 氷河で蒸発が消耗に占める割合を10%と定めた。Chongce 氷河では観測期間中の割合が27%であった。Xiao Dongkemadi 氷河での結果から分かるとおりこの期間は1年のうちで蒸発の占める割合が最も小さくなるので、年間では少なくとも30%以上は蒸発によって失われているといえる。

## 5-2. 氷河氷の露出と氷河の消耗

融解が起きない条件では、蒸発が消耗のすべてとなる。前述のように、Xiao Dongkemadi 氷河では、積雪に覆われた状態での非融解期の蒸発量が46 mmと推定された。ところで、第4章でみたように、その量は氷河が吸収する日射によって事実上決定されているので、非融解期の蒸発量はアルベードなどの表面の状態によって大きく変化すると考えられる。

このことは、大陸性氷河において特別な意味を持つ。写真1に示したのは1989年1月27日に LANDSAT によって撮影された Xiao Dongkemadi 氷河ならびに、その周囲の氷河の TM 画像である。氷河の消耗域を中心とした広い範囲で氷河の氷が表面に露出しているのが分かる。同様の衛星画像は1988年11月にも撮影されているほか、著者等も1989年4月の現地調査の折にチベット高原上の複数の氷河において氷河の氷が露出しているのを観察している。

これらの事実から、大陸性氷河には、消耗域を中心として非融解期に頻繁に積雪層が消失するものが

あることが推察される。すなわち、熱的/光学的性質が積雪と大きく異なる氷河氷の露出により、非融解期間中の蒸発量が、標高や年次によって大きく変化すると考えられるのである。

氷河氷のアルベードについて、瀬古(1993, 私信)は、MOS-1のMESSR画像の解析から、Xiao Dongkemadi 氷河の裸氷域のアルベードを0.4前後と見積もった。また、この氷河の平衡線付近で実施された観測では、1992年の春にアルベードの急激な低下が記録され、その最低値は0.3であった。施ら(1988)はアジア高山地域の山岳氷河における露出した上積氷の代表値として0.38を与えている。

大野(1994)のモデルは、汚れの度合を表すパラメータ( $k_D$ :  $\text{m}^{-1}$ )と、粒径の大きさを反映するパラメータ( $s$ :  $\text{m}$ )の2つのパラメータによって決定しているので、これらを調整することによって任意のアルベード $A_i$ と光の消散係数を持つ積雪を再現することができる。そこで、モデル上で氷河氷が非融解期に露出していた状態を再現し、氷のパラメータと非融解期の蒸発量の関係を調べた。具体的には、3-2-5で説明したアルゴリズムにおいて、雪氷体中の放射減衰曲線をアルベードで規格化せず、入力変数には、 $DSR$ を用いることで氷河氷が非融解期に露出していた状態を再現した。

図25は、幾つかの $A_i$ と $k_D$ の組み合わせにおいて計算された非融解期の蒸発量を、CTRL(第4章参照)との比で表したものである。大陸性氷河の氷における短波放射の吸収係数に関する報告は未だ無いので、ここでは、土壌に近い状態を与える $k_D = 10^4 \text{ m}^{-1}$ と、氷河が純粋な水でできている場合になりたつ $k_D = 0 \text{ m}^{-1}$ を両極端とした。参考として、日本の季節積雪では近藤ら(1988)、山崎ら(1991b)により0.1~100  $\text{m}^{-1}$ の範囲が測定されている。

図から、氷が露出した条件では、非融解期の水蒸気輸送量は著しく増加することがわかる。増加量は $A_i$ が小さいほど大きい。大陸性氷河で一般的な $A_i = 0.4$ の氷では、積雪に比較して3~5倍程度まで増加





写真 1. 1988年 1月 27日に撮影された、タングラ山脈 Xiao-Dongkemadi 氷河とその周辺の LANDSAT TM 画像。氷河の末端部分を中心として氷河水が露出している様子が分かる。

Photo 1. The image of Xiao-Dongkemadi Glacier in the Tanngla Mountains, and its surrounding on January 27 1988, which is derived by TM on LANDSAT. Glacier ice is seen in ablation areas of glaciers.



0.4の氷では、積雪に比較して3~5倍程度まで増加する。また、どの $A_i$ でも $k_D$ が大きい氷程計算される水蒸気輸送量は大きい。これは、 $k_D$ が大きいほど日射が速やかに吸収され、表面付近が高温になるためである。逆に、 $k_D$ が小さい氷ではより多くの熱が伝導により氷河氷内に散逸する。さらに、アルベードの低い氷ほど $k_D$ の違いによる水蒸気輸送量の変化が大きい、これは吸収する日射の熱量が大きいからである。

氷河氷の汚れの違いは水蒸気輸送量だけでなく、氷河内部の温度分布にも影響を与える。図26は、計算の結果得られた $A_i = 0.4$ の場合の非融解期の最終日(4月20日)の鉛直温度分布である。これによると、 $k_D$ が $0 \text{ m}^{-1}$ の氷の場合、表面から6m程度までの氷温は融点となる(内部融解が起きる)のに対し、 $k_D$ が $10^4 \text{ m}^{-1}$ の場合はほぼ265 K (-8°C)前後となった。積雪に覆われていた状態の温度分布と比較してみると、大陸性氷河で代表的な氷河氷のアルベード(0.4前後)では、氷が大変汚れている場合でも積雪で覆われている場合に比べて氷河氷の冬の終わりの温度は高くなることが示された。氷河温度の上昇は翌夏の内部涵養を妨げるので、氷河氷の露出は氷の汚れ方に関わらず、氷河の質量収支を負の方向に動かすことが明らかになった。

### 5-3. 湿度の違いと氷河の消耗

氷の蒸発潜熱は融解潜熱に比べて8倍以上大きいので、蒸発と融解が同時に起こる条件では、蒸発による熱の消費が、外部からもたらされる熱量に対する氷河の消耗量を小さく抑える効果を持つことができる。この効果とは、言い換えれば、湿度が低下すると、氷河の消耗量が減少する現象と整理することができる。しかし、序論で述べたとおり、これまでの議論は、蒸発が消耗に占める割合として融解期の限られた期間の調査の結果をそのまま用いている点と、観測された潜熱輸送量がそのまま融解の潜熱にまわると仮定して抑えられる消耗量を見積

もっている点で、定量的な議論としては不十分である。図14から分かるとおり、蒸発が消耗に占める割合は同じ氷河でも時期によって大きく変化するうえ、蒸発がより盛んな条件下では、氷河の内部と表面での熱輸送全体が動的に変化すると考えられるからである。

そこで、湿度の変化によって引き起こされる氷河の熱収支と質量収支の変化を、Xiao Dongkemadi 氷河のデータセットを使った数値実験から探った。すなわち、モデルに入力する気象要素のうち、水蒸気圧だけを变化させて通年の熱収支と質量収支を計算し、得られた結果を比較した。水蒸気圧の変化は、観測値に定数を掛けることによって与えた。参考として、チベット高原上で最も乾燥した地域の氷河の一つと考えられている Chongce 氷帽の Xiao Dongkemadi 氷河の水蒸気圧に対する比はおおよそ0.8であった。

氷河上の積雪層全体における熱収支式は式(5.1)のように表される。

$$S + L_{\text{w}}E + NR + M + RF + Cb = \Delta Q_s \quad (5.1)$$

ここで、 $NR$ は積雪層の表面及び内部に与えられる放射収支量で、式(5.2)で与えられる。

$$NR = NLR + NSR \quad (5.2)$$

$M$ は積雪層の表面と内部で生じた相変化の熱量で式(5.3)で与えられ、融解を負にとっている。

$$M = Ms + \int_0^{Z_b} m dz \quad (5.3)$$

$RF$ は底面での内部涵養に伴う潜熱の放出量、 $Cb$ は氷河氷から積雪に伝えられる伝導熱、 $\Delta Q_s$ は積雪層が持つ熱量の変化をあらわす。 $\Delta Q_s$ を除く各項の関係を図27の模式図に示した。



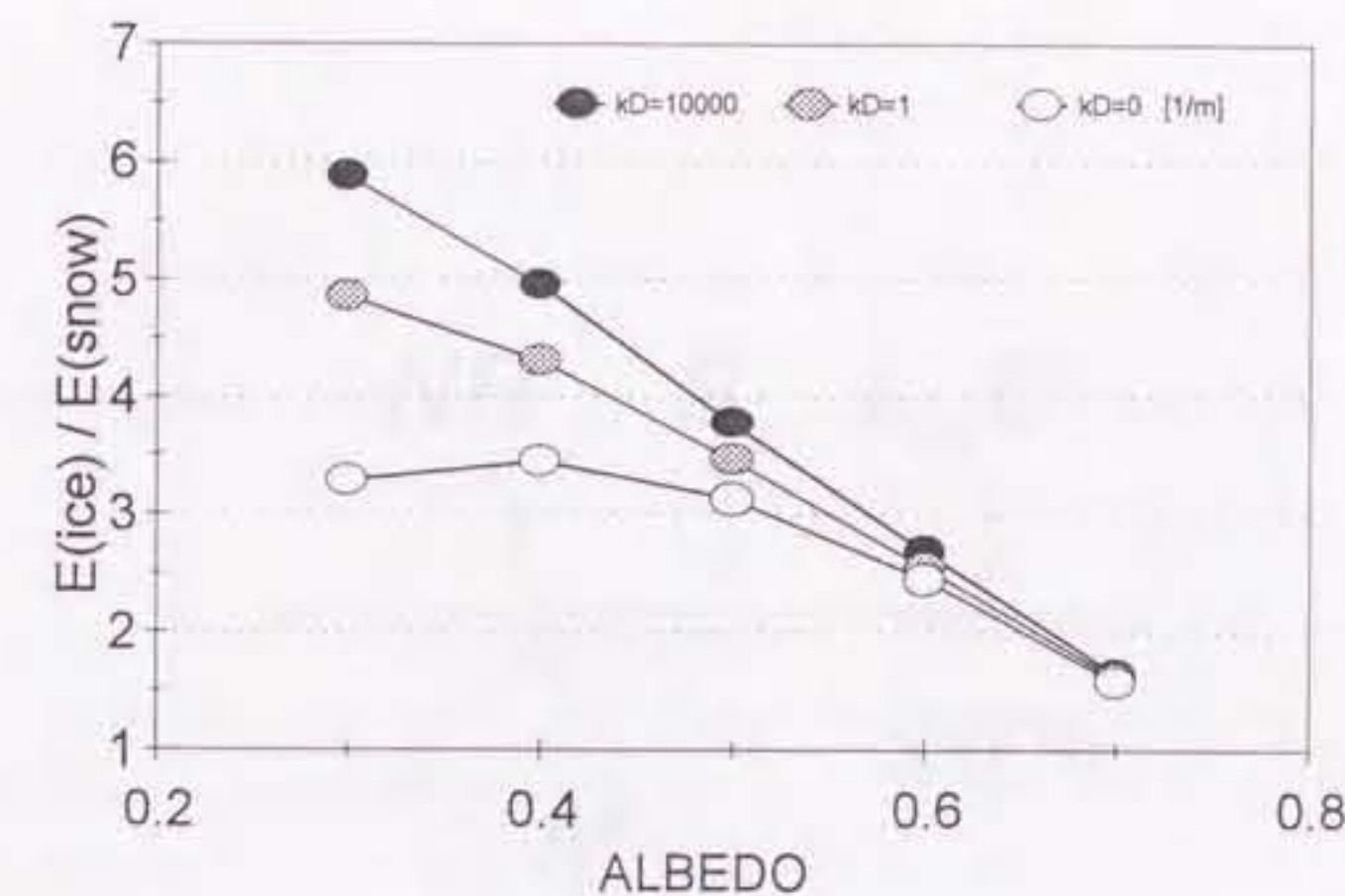


図 25. 露出した氷河氷における冬期蒸発量の積雪に対する比と、アルベードとの関係。異なる放射の吸収係数 ( $k_D$ : [ $\text{m}^{-1}$ ]) を持つ氷について計算した。

Fig. 25. The ratio of the winter evaporation amount from the exposed glacier ice to that from snow, as a function of albedo.

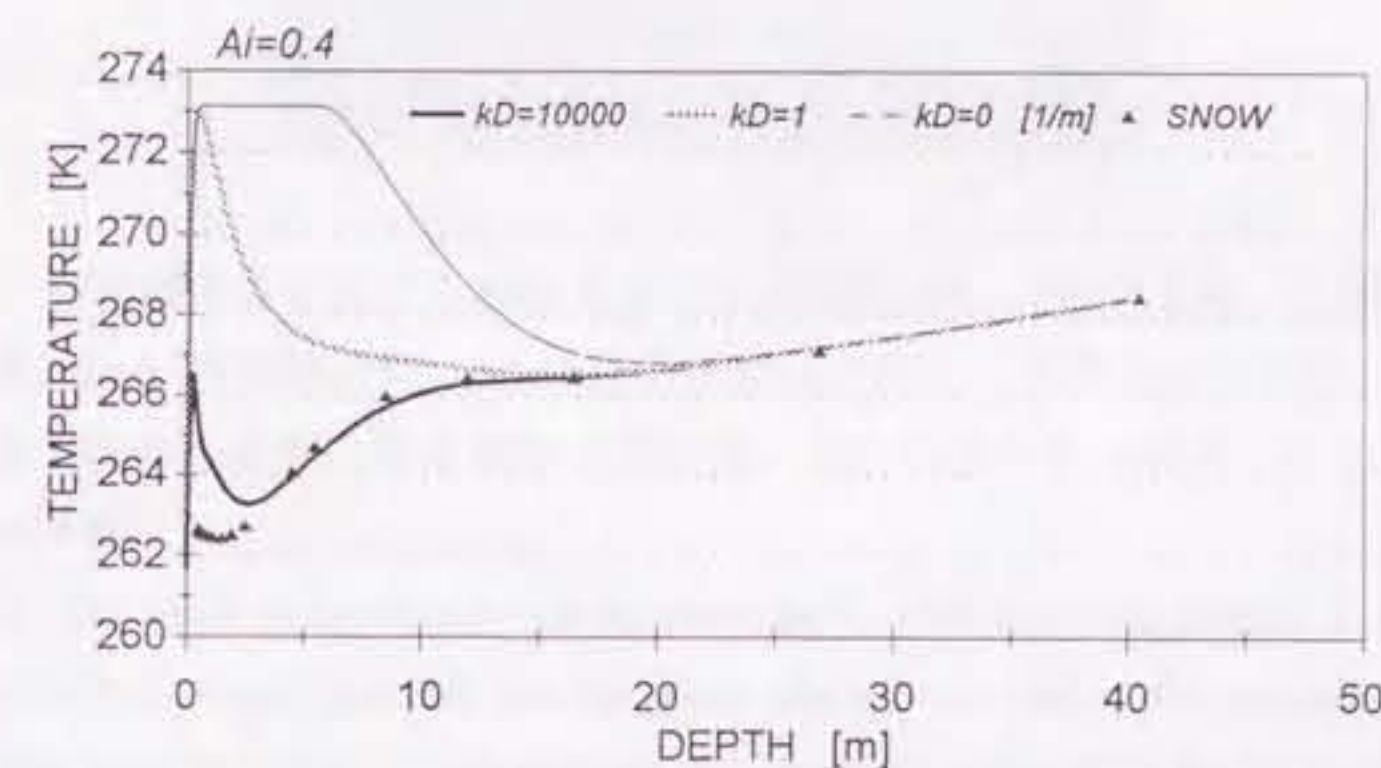


図 26. 冬期間、氷河の氷が露出し続けた場合の冬期最終日 (4月 20日) における氷温分布。3つの異なる放射吸収係数 ( $k_D$ : [ $\text{m}^{-1}$ ]) について計算した。氷河氷のアルベードはいずれも 0.4 とした。三角のマーカーは積雪に覆われていた状態での温度分布である。

Fig. 26. Temperature profiles in the glacier as estimated for the three different coefficients of extinction ( $k_D$ : [ $\text{m}^{-1}$ ]). The temperature was calculated for the last day of the winter (April 20), with the assumption that the glacier ice had been exposed during the season.



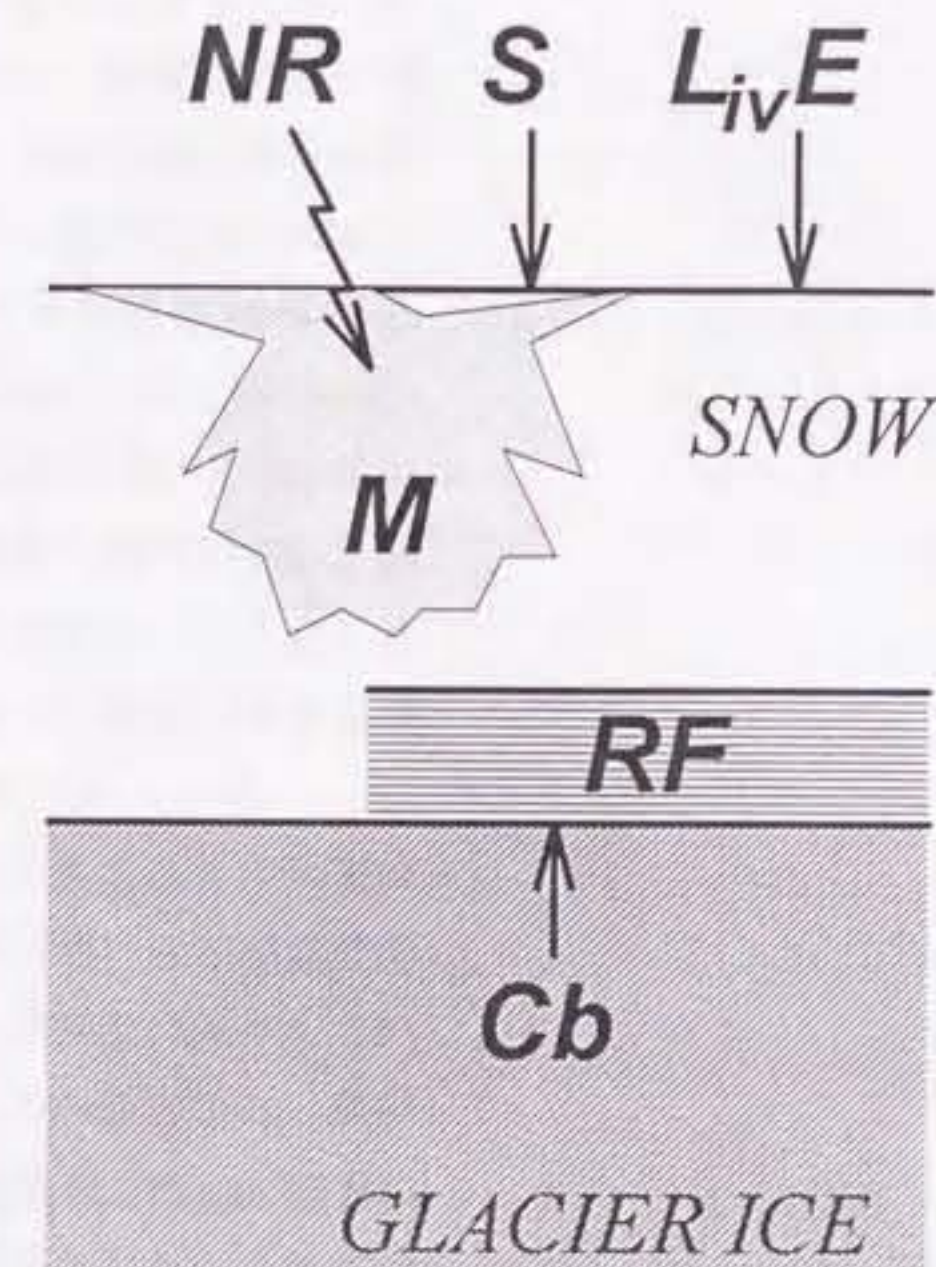


図 27. 積雪層全体に対する熱収支項目の模式図 ( $NR$ : 放射収支量、 $S$ : 顕熱輸送量、 $L_v E$ : 潜熱輸送量、 $M$ : 積雪の相変化に伴って放出される潜熱、 $RF$ : 底面での内部涵養に伴う潜熱の放出量、 $Cb$ : 氷河水から積雪に伝えられる伝導熱)。

Fig. 27. The items of heat budget on the snow layer. ( $NR$ : radiation budget,  $S$ : sensible heat,  $L_v E$ : latent heat,  $M$ : heat for phase change over and in the snow layer,  $RF$ : latent heat for internal accumulation,  $Cb$ : conducting heat from the glacier ice)



図 28 には、モデルに入力する水蒸気圧を観測値の 100 % (CTRL) ~ 70 % (VPx0.7) としたときの積雪層全体に対する年間熱収支を示した。この図から、湿度が低下すると気温や日射量に変化しなくても、熱支出に占める潜熱の割合が増加し、融解の割合が減少することがわかる。しかし、単に両者の割合が変化するだけでなく、氷河が受ける熱量自体も増加していることは注目に値する。水蒸気圧を 80 % とした計算 (VPx0.8) では、潜熱輸送量の (絶対値でみた) 増加のための熱は、融解量の (絶対値でみた) 減少 (51%) および、上向き長波放射量の減少 (18%)、顕熱輸送量の増加 (30%) によって賄われている。これは、蒸発が盛んになることによって積雪の表面温度が低下することによって引き起こされている。

図 29 には、水蒸気圧を変化させたときの氷河の質量収支の変化を示した。氷河が受け取る熱量は増加しているにもかかわらず氷河の消耗量は減少していることが、この図からわかる。(VPx0.8) では、蒸発量は通年で 93 mm 増加し、融解量は 276 mm 減少した。従って、降水による涵養が変化しないと仮定すれば再凍結量の若干の減少を含めて、質量収支は正の方向に 160 mm 動く。これから、大気が乾燥した地域の氷河では気温や日射量が同じでも消耗はより小さく抑えられることが確認された。

潜熱輸送量の増加がそのまま融解潜熱の減少をもたらすとするこれまでの考え方は、氷河が受け取る熱量の増加を考慮していないので、消耗量の減少を過大に評価することになる。例として、蒸発量の 93 mm の増加に対しては、697 mm の消耗量の減少が算出される。



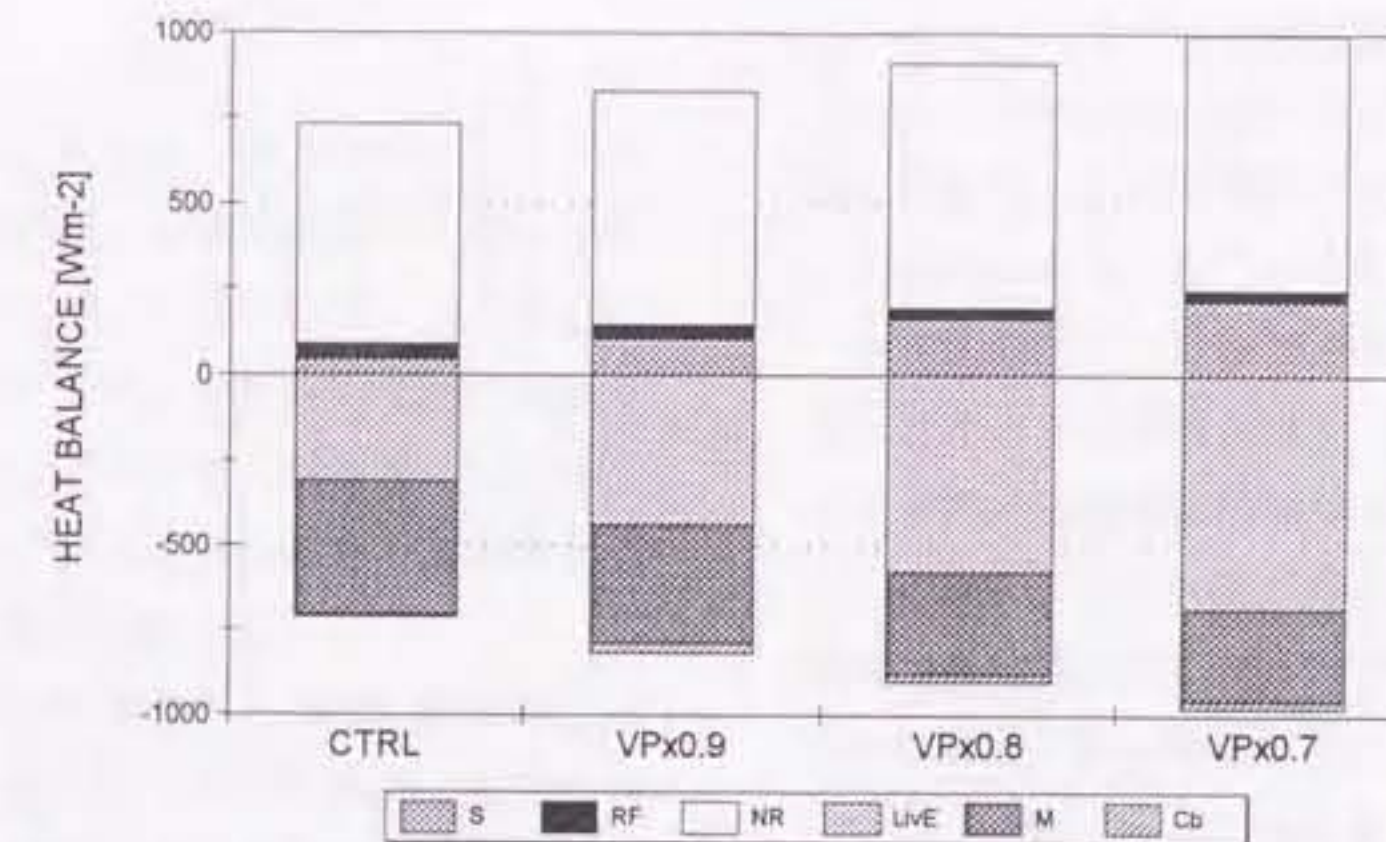


図 28. モデルに入力する蒸気圧を観測値の 100 % ~ 70 % としたときの年間熱収支の変化 (NR: 放射収支量, S: 顕熱輸送量,  $L_vE$ : 潜熱輸送量, M: 積雪の相変化に伴って放出される潜熱, RF: 底面での内部涵養に伴う潜熱の放出量, Cb: 氷河氷から積雪に伝えられる伝導熱)。

Fig. 28. Change in the annual heat balance items caused by change in the atmospheric vapor pressure by 100 % to 70 % of observed value. (NR: radiation budget, S: sensible heat,  $L_vE$ : latent heat, M: heat for phase change over and in the snow layer, RF: latent heat for internal accumulation, Cb: conducting heat from the glacier ice)

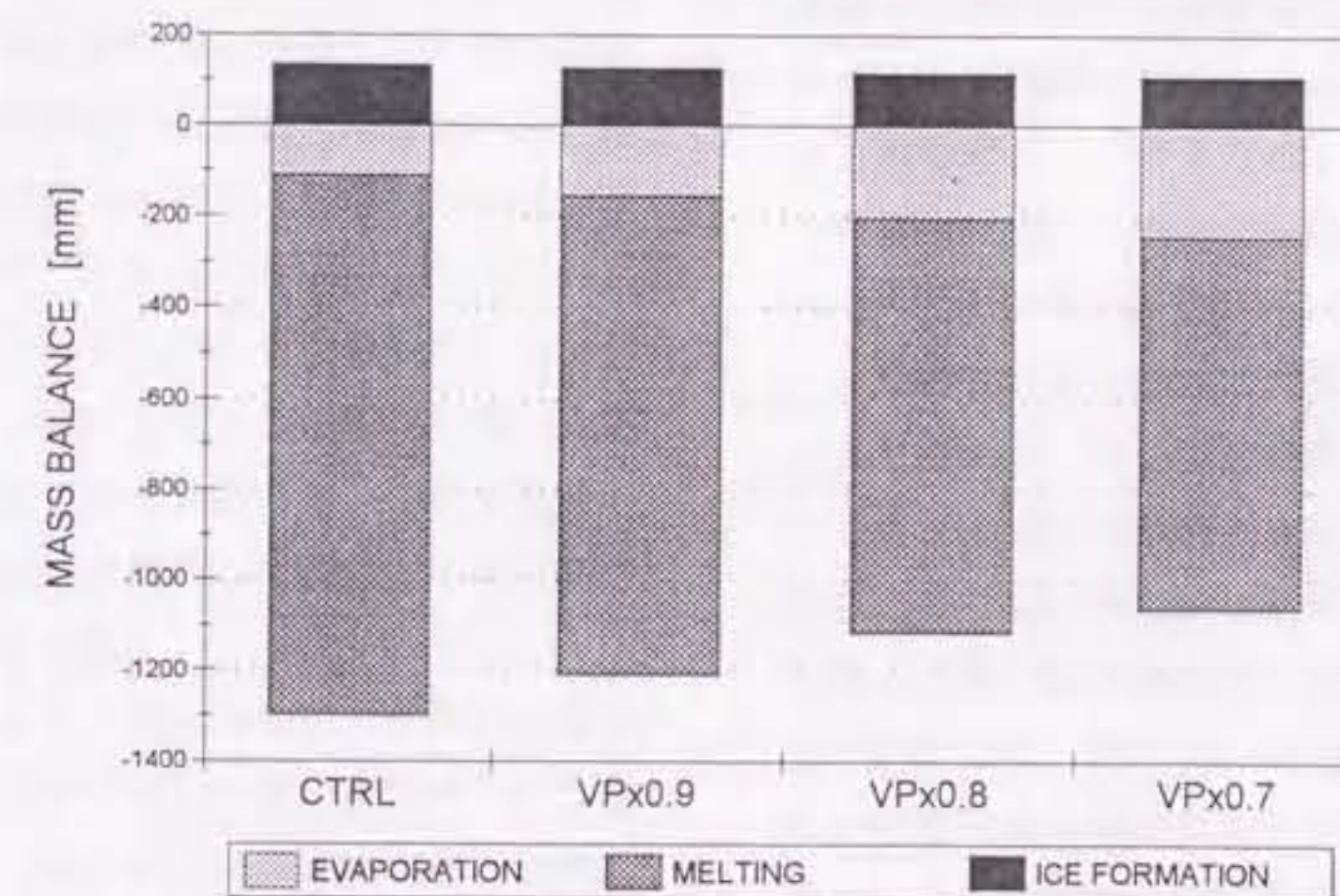


図 29. モデルに入力する蒸気圧を観測値の 100 % ~ 70 % としたときの年間質量収支の変化。

Fig. 29. Change in the annual mass balance items caused by change in the atmospheric vapor pressure by 100 % to 70 % of observed value.



## 第6章 考 察

本研究において用いたのは、シミュレーションモデルの出力変数を推定値として長期間にわたって計算するという手法である。この手法は、入力がいずれも正確で、豊富になるにつれ、モデルもそれに見合うかたちで高度化することができ、精度を増してゆくことができるが、モデルが現実の抽象である限り避けられない不確かさを持ち続ける。

今回開発したモデルの特徴の一つは、降水量を入力から外すために、雪氷体における質量の動きを無視したことにある。モデルの計算値は、検証においては観測値と比較的良好一致を示したが、このモデルは、氷板の形成に代表されるような雪氷体の密度変化を記述できないために、氷河上の積雪が大変厚い場合には現実をよく再現できない可能性がある。また、鉛直一次元モデルであるために、積雪層の底部で顕著になる可能性がある、融解水の水平方向の移流を記述できない。このため、氷河の下流域などで適用する場合に問題が生じる可能性がある。さらに、このモデルでは汚れをつくる固体粒子の下降量を入力に持たず、雪氷体内での移動も取り扱わない。しかし、現実の積雪や氷河氷では汚れが均一に分布していることはむしろ希で、融解時の集積や集中的に起きるエアロゾル粒子の降下によって汚れ層をつくるのが普通である。汚れが局在していると日射はそこで集中的に吸収されることになり雪氷体の温度分布や融解に変化を与えるので、これも誤差の原因となる。これは氷が露出した状態の氷河において顕著となると考えられる。

ところで、このような手法にモデルを用いる場合、取り扱う過程を増やせば増やすほど良いかということも限らない。扱う素過程が増えると、必然的に過程相互の関係が複雑になり、フィードバックループを多数持つようになる。雪氷体の熱輸送のシミュレーションを例に取れば、モデルに汚れの粒子の移動の素過程を組み込んだ場合、蒸発や融解によって表面に汚れが集積してアルベドが下がり、

これによってさらに融解や蒸発が盛んになるというような自励的効果があげられる。自励的なループを持ちながら、かつ長期間にわたって現実をよく再現するモデルをつくることは非常に難しいことである。

シミュレーションモデルを用いて特定の量を長期間にわたって間接的に求めるという手法では、我々が通常用いる意味での誤差を定義することはできない。4-2で行ったのは、厳密には、物理量がとりうる幅から推定したモデルパラメータの幅におけるモデルの感度試験に他ならない。

予察や Xiao Dongkemadi 氷河での事例研究から明らかとなり、大陸性氷河における水蒸気輸送量は季節とともに大きく変化する。序論では同じ地域の氷河における過去の観測結果が時として大きく食い違っていることを見たが、これは、年々の変化に加えてこのような原因による可能性が高い。したがって、水蒸気輸送量の季節変化の傾向を知ることは過去の氷河調査の結果を再評価する上で大変に重要である。4-3において、融解期と非融解期の蒸発特性の違いに対する考察を通して、大陸性氷河における蒸発が、基本的には蒸発のためのエネルギーと拡散するための環境の二つの条件によって律速されているとみなすことができることを明らかにしたが、この考え方に立つと水蒸気輸送量の季節変化について多くのことが導かれる。

一般に日射量の増加は大気中の水蒸気圧の増加に先んじるので、春の極大は秋の極大より大きくなる。そして、高緯度の地域や北向きの氷河では、秋には拡散の条件がゆるむ前に熱量の条件も律速となってしまうので、秋の極大は小さいか全くなってしまう。さらに、Chongce Ice Cap の様に、熱量の条件に比較して拡散環境の条件がつねに緩い場合は日射量の示す季節変化と水蒸気輸送量が示す季節変化はほぼ一致することになることが予想される。これらは、図 14 に示した Xiao Dongkemadi 氷河における季節変化、No. 1 氷河における秋の観測結果と符合する。また、大陸性氷河ではないが、南極大陸のみず



ほ基地周辺で夏季に氷床からの蒸発量が増加し、日射が最大となった日に 0.92 mm という大きな日蒸発量が観測されたこと (Fujii and Kusunoki, 1982) もこれによって説明できる。

蒸発を律する条件が 2 つあることを利用すると、式 (4.3)、式 (4.4) を用いて氷河の蒸発量の概略を簡易に見積もる事ができる。すなわち、日々の蒸発量を両式を用いて計算し、少なく計算されたほうを積算すればよい。これは、少数の気象パラメータだけで蒸発量の推定を試みるという意味で、融雪係数の方法に類似の方法である。この方法を Xiao Dongkemadi 氷河に適用すると、年間蒸発量として 115 mm が得られた。回帰に基づく標準誤差は融解期が 29 mm 非融解期が 16 mm であった。

式 (4.3)、式 (4.4) はまた、氷河上のある地点から他の地点における蒸発量を推測する手掛かりともなる。融解期は蒸発が水蒸気圧によって支配されるので、標高が高いほど蒸発量は大きいと予想される。氷河上の気温は一般的な減率 (100 m あたり 0.6 K) を持ち、相対湿度と風速が標高によらないとすれば、Xiao Dongkemadi 氷河の平衡線付近における融解期の蒸発量の標高に対する勾配は 100 m あたりおよそ 0.048 mm/d (融解期全体では 8 mm) と推定できる。非融解期の蒸発量は短波放射収支量に依存するので、地形因子や表面の汚れ、表面状態など局地的要因に強く依存するほかに、緯度の違いによる広域的な違いも考えられる。チベット高原上では氷河は北緯 28 度から北緯 38 度の範囲に分布しているが、緯度の違う氷河における非融解期日射量の比が、大気上端におけるそれに等しいと仮定すると、両端の緯度における非融解期日射量の Xiao Dongkemadi 氷河との違いはそれぞれ、 $+28 \text{ Wm}^{-2}$ 、 $-29 \text{ Wm}^{-2}$  である。氷河の表面アルベードが一律に 0.75 であると仮定し、式 4.4 を用いれば、両端における非融解期の蒸発による消耗の差はおおよそ 50 mm 程度と推測される。



## 第7章 まとめ

本研究は大陸性氷河における蒸発が氷河の消耗に与える影響を明らかにする事を目的とするものである。まず、序論において蒸発が氷河の消耗に与えると考えられる影響についてこれまでの研究を概観し、本研究テーマが重要であるにも関わらず不明な点が多いことを述べた。続く第2章では、天山山脈のNo.1氷河を対象とした複数回の氷河調査に基づく予察的研究をし、氷河表面での水蒸気輸送量は融解期と非融解期とで特性が異なること、同じ年の同じ季節の中でも大きく変化していることを明らかにした。大陸性氷河における非融解期間の熱収支観測を報告するのは、本研究が初めてである。

氷河の消耗と蒸発の関連を研究するためには、少なくとも1年以上の期間にわたる水蒸気輸送量を連続的に知る必要がある。そこで、第3章においてはその方法を検討し、氷河の表面と内部における熱輸送を再現する数値モデルによって推定する方法が現実的と判断した。そして、自動観測装置による気象データで使用でき、氷河のような厚い雪氷体にも適用できる数値シミュレーションモデルを新たに開発し、検証した。

このモデルを用いて第4章において、チベット高原の大陸性氷河を対象とする研究を行った。まず、第3章で開発した手法を用いて、この氷河における蒸発量を1年間にわたり推定した。氷河における水蒸気輸送量を通年にわたって推定したのは本研究が初めてである。つづいて、この推定値がもつ誤差について検討した。その結果、観測誤差に基づく誤差が、積雪や氷河氷の性質を仮定する事により生じる推定の誤差を上回り、融解が盛んに起きる季節に13%、融解がほとんど生じない期間に38%程度の推定誤差を持つ事が明らかになった。

タングラ山脈のXiao Dongkemadi氷河における水蒸気輸送量は5月と9月下旬～10月上旬に-1.0～-1.5 mm/dの極大をもち、夏の2ヶ月間と冬の3ヶ月間は水蒸気輸送量が小さくなる。融解が盛んな時期の蒸

発量は74 mm、融解がほとんど生じない期間の蒸発量は46 mmと推定された。使用したモデルは消耗量も近似的に算出する事ができて、これによれば、年間蒸発量120 mmは消耗量のおよそ10%をしめる。西コンロン山脈、Chongce Ice Capはチベット高原の中でも最も乾燥した地域の氷河と考えられているが、この氷河においては実に約30%以上が蒸発によって消耗していることを明らかにした。

次に、水蒸気輸送量と気象要素との関係について調べ、融解が盛んに起きる期間の水蒸気輸送量は大気の水蒸気圧と風速の積に、融解がほとんど起こらない季節の水蒸気輸送量は日射量に強く影響を受けることを見出し、理由の考察も行った。その結果、大陸性氷河における蒸発は氷河が受け取る熱量と拡散のための気象条件という二つの条件によって制御されていると考えることによって統一的に説明できることを見いだした。

第5章では、シミュレーションモデルを利用した数値実験によって、蒸発と氷河の消耗の関係を探った。まず、大陸性氷河では非融解期にしばしば氷河氷が露出するが、これが引き起こすと考えられる消耗に対する影響の評価を行った。その結果、非融解期の蒸発量は氷河が露出により3～5倍程度増加することが分かった。増加の度合は氷のアルベードと汚れ具合によって変わり、アルベードが低いほど、また、氷が汚れているほど盛んになる。アルベードが低い場合でも、汚れが少ない氷河氷では蒸発量の増加は3倍程度にとどまり、その一方で氷河内部の温度が上昇することが示された。氷河氷の露出は、非融解期の蒸発量の増加と、引き続く融解期に起こるべき内部涵養の減少の両方の効果により、質量収支を負側に動かすことが明らかになった。

次に蒸発が融解を抑制する効果について評価した。その結果、これまで指摘されていたとおり、大気により乾燥した条件では、他の気象条件が同じであっても氷河の質量収支は正側に動くことが確かめられた。しかし、氷河が吸収する熱量は大気が乾燥する



ほど大きくなる傾向を持つことが示された。これは、水蒸気圧が低い条件では氷河の表面温度がより低くなるためである。従って、消耗量の減少はこれまで言われていたほど大きくはないことが明らかとなった。

第6章では、氷河における蒸発量を求めるために用いた手法ならびに、用いたシミュレーションモデルが持つ特質と限界について考察した。そして、第4章で得られた結果を利用して簡易に年蒸発量を見積もる方法を提示した。また、大陸性氷河がとる水蒸気輸送量の季節変化についても考察を加え、季節変化のパターンは単一でなく、緯度や乾燥度によって異なることを予想した。さらに、氷河上の異なる地点や、緯度の異なる氷河における蒸発量への外挿も試みた。



謝 辞

本研究を遂行するにあたり、終始適切なご指導と激励をくださった名古屋大学大気水圏科学研究所教授上田豊先生、同研究所教授樋口敬二先生(現中部大学教授)に謹んで感謝の意を表すと共に、本論文をまとめるにあたって、細部にわたりご指導をくださった同研究所助手大畑哲夫先生、北陸農業試験場気象資源研究室高見晋一室長に謹んで謝意を表す。

天山山脈における氷河調査は中国科学院蘭州氷河凍土研究所の教授謝自楚先生のご厚情なしには実現しなかった。そして観測の遂行には、同天山氷河站の方々の多大なるご支援をいただいた。また、新潟県における積雪の調査・観測に絶大なご協力を頂いた小南靖弘研究員を始めとする同研究室の方々にも深謝する。

なお、Xiao Dongkemadi 氷河における気象要素と氷河温度の観測記録は文部省科学研究費による国際学術研究「チベット高原の水循環における雪氷の役割」により、西コンロンにおける気象観測記録は同「アジア高山地域における比較氷河研究」によって取得された。

本研究の計算には、農林水産省農林水産研究計算センター CONVEX C3800 を使用した。



## 引用文献

- Ageta, Y., T. Ohata, K. Ikegami and K. Higuchi 1980: Mass balance of Glacier AX010 in Shorong Himal, East Nepal during the summer monsoon season. *Journal of the Japanese Society of Snow and Ice*, 41, Spec. Issue, 34-41.
- Ageta, Y., T. Yao, K. Jiao, J. Pu, W. Shao, S. Iwata, H. Ohno and T. Furukawa 1991: Glaciological Studies on Qingzang Plateau, 1989 Part 2. *Glaciology and Geomorphology. Bulletin of Glacier Research*, 9, 27-32.
- Andreas, E. L. 1987: A theory for the scalar roughness and the scalar transfer coefficients over snow and sea ice. *Boundary-Layer Meteorology*, 38, 1-2, 159-184.
- Bader, H. P. and P. Weilenmann 1992: Modeling temperature distribution, energy and mass flow in a (phase-changing) snowpack, I. Model and case studies. *Cold Regions Science and Technology*, 20, 157-181.
- Beaty, C. B. 1975: Sublimation or melting: observations from the White Mountains, California and Nevada, U.S.A., *Journal of Glaciology*, 14, 275-286.
- Bergen, J. D. and R. H. Swanson 1964: Evaporation from a winter snow cover in the Rocky Mountain forest zone. *Proc. 32nd Western Snow Conference*, 52-59.
- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi and E. F. Bradley 1971: Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28, 181-189.
- Colbeck, S. C. 1978: The physical aspects of water flow through snow. *Advances in Hydrosience*, 11, 165-206.
- Croft, A. R. 1944: Evaporation from snow. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 25, 334-337.
- Dunkle, R. V. and J. T. Bevans 1956: An approximate analysis of the solar reflectance and transmittance of a snow cover. *Journal of Meteorology*, 13, 2, 212-216.
- Flatau, P. F., R. L. Walko and W. R. Cotton 1992: Polynomial fits to saturation vapor pressure. *Journal of Applied Meteorology*, 31, 1507-1513.
- Fujii, Y. and K. Kusunoki 1982: The role of sublimation and condensation in the formation of ice sheet surface at Mizuho Station, Antarctica. *Journal of Geophysical Research*, 87, C6, 4293-4300.
- Fukami, H., K. Kojima and H. Aburakawa 1985: The extinction and absorption of solar radiation within a snow cover. *Annals of Glaciology*, 6, 118-122.
- Golding, D. L. 1978: Calculated snowpack evaporation during chinooks along the eastern slopes of the Rocky Mountains in Alberta., *Journal of Applied Meteorology*, 17, 1647-1651.
- Goody, R. M. and Y. L. Yung, 1989: *Atmospheric Radiation, Theoretical Basis*, 2nd Edition. Oxford University Press, Oxford, 519 pp.
- Grenfell, T. C. and G. A. Maykut 1977: The optical properties of ice and snow in the Arctic Basin. *Journal of Glaciology*, 18, 445-463.



- Hastenrath, S. 1978: Heat-budget measurements on the Quelccaya Ice Cap, Peruvian Andess. *Journal of Glaciology*, 20, 85-97.
- Hay, J. E. and B. B. Fitzharris 1988: A comparison of the energy-balance and bulk-aerodynamic Approaches for estimating glacier melt. *Journal of Glaciology*, 34, 145-153.
- Kasser, G. 1982: The role of evaporation from snow and ice in the mass balance of a glacier. The role of evaporation from snow and ice in the mass balance of a glacier. *Materialii Glyatsiologicheskif Iccledobanii, Almaaticheskii Cimpozium*, 185-188.
- Kazanskiy, A. B. 1960: The heat equilibrium at the surface of the Fedchenko Glacier. *Doklady Akademii Nauk SSSR* (1961, 4V311), 134, 806-809.
- Kazanskiy, A. B. and V. N. Kolesnikova 1960: Thermal balance of Fedchenko Glacier. *Izv. Akad. Nauk SSSR, ser. geofiz.* (1961, 2V532), 4, 575-584.
- 近藤純正, 沼田洋一, 山崎 剛 1988: 雪面アルベードのパラメータ化, 雪氷, 50, 4, 216-224.
- Kou, Y., W. Xie, S. Xiao, and W. Li 1982: The heat balance on glacial surface in China. *Memoirs of Lanzhou Institute of Glaciology and Cryopedology Academia Sinica*, 3, 91-101. (in Chinese)
- 寇有観, 曾郡柱, 謝維榮, 謝志欽 1975: 珠穆朗瑪峰地区的太陽輻射, 珠穆朗瑪峰地区科学考察報告1966-1968, 气象与太陽輻射, 中国科学院西藏科学考察隊, 科学出版社, 北京, 118-132. (中国語)
- Krenke, A. N. 1974: Climatic existence conditions for glaciers, and the shaping of glacial climates. in *Meteorology and Climatology Volume 1* (eds. I. P. Danilia and A. P. Kapista), Geophysics Series, Summaries of Scientific Progress, ITOGI, G. K. Hall & CO., Boston, 179-224.
- Kuhn, M. 1981: Climate and glaciers. *Ice and Climate Change* (Proseedings of the Canberra Symposium, 1979), IAHS publ. 131, 3-20.
- Kuusisto, E. 1986: The mass balance of snow cover in the accumulation and ablation periods. *Proc. of Cold Regions Hydrology Symposium*. 397-403.
- 小島賢治 1984: 札幌の冬期間に観測された積雪表面からの蒸発量. 低温科学 物理篇, 43, 119-126.
- 小島賢治 1979: 融雪機構と熱収支. 气象研究ノート, 136, 1-38.
- 小島賢治, 石川信敬, 本山秀明, 山田芳則 1985: 積雪の蒸発量. 低温科学 物理篇, 44, 49-61.
- LeDrew, E. F. 1975: The estimation of clear sky atmospheric emittance at high altitudes. *Arctic and Alpine Research*, 7, 227-236.
- 李吉均, 鄭本興, 楊錫金, 謝志欽, 張林源, 馬正海, 徐叔鷹 編 1986: 西藏冰川, 青藏高原科学考察叢書, 科学出版社, 北京, 328 pp. (中国語)
- 劉潮海, M. B. Dyurgerov 1989: 烏魯木齊河源冰川物質平衡過程研究, 天山冰川觀測試驗站年報, 8, 1-23. (中国語)



前野紀一, 福田正己 1986: 雪氷の構造と物性, 基礎雪氷学講座 1, 古今書院, 東京, 209 pp.

Moore, R. D. 1983: On the use of bulk aerodynamic formulae over melting snow. *Nordic Hydrology*, 14, 193-206.

Munro, D. S. 1989: Surface roughness and bulk heat transfer on a glacier: comparison with eddy correlation. *Journal of Glaciology*, 35, 343-348.

Ohata, T., S. Takahashi and X. Kang 1989: Meteorological conditions of the West Kunlun Mountains in the summer of 1987, *Bulletin of Glacier Research*, 7, 67-76.

Ohata, T., T. Yasunari, T. Ohta, H. Ohno, Z. Cao, L. ding and Y. Zhang 1991: Glaciological studies on Qingzang Plateau, 1989 Part 3. Meteorology and Hydrology. *Bulletin of Glacier Research*, 9, 33-49.

Ohmura, A., H. Lang, F. Blumer and D. Grebner (eds.) 1990: Glacial climate research in the Tianshan. Research report on Project Glacier No.1, 1985-1987, *Zurcher Geographische Schriften, ETH, Zurich*, 38, 181 pp.

Ohno, H., Ohata, T. and K. Higuchi 1992: The influence of the humidity on the ablation of the continental type glaciers. *Annals of Glaciology*, 16, 107-114.

Ohno, H. 1988: Basic meteorological elements in boundary layer on Glacier No.1, Tianshan in melting and non-melting season. Annual Report on the Work at Tianshan Glaciological Station, Lanzhou Institute of Glaciology and Geocryology, Academia Sinica, 7, 23-44.

大野宏之, 1994: 厚い雪氷体のための熱輸送モデル, 雪氷, 56. (印刷中)

Oke, T. R. 1987: Boundary layer climates, Second edition. Methuen, London, 435 pp.

Paterson, W. S. B. 1981: The physics of glaciers, Second edition. Pergamon Press, Oxford, 380 pp.

Seko, K., J. Pu, K. Fujita, Y. Ageta, T. Ohata and T. Yao 1994: Glaciological observation in Tanggla Mts., Tibetan Plateau. *Bulletin of Glacier Research*, 12, (to be submitted)

Sevruk, B. (ed.) 1989: Precipitation Measurement. WMO/IAHS/ETH Workshop on Precipitation Measurement, St. Moritz, 3-7 December 1989, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, 584pp.

施雅風 編 1988: 中国氷川概論. 中国地理学専著叢書, 科学出版社, 243 pp. (中国語)

Shi, Y. and Z. Xie 1964: The basic characteristics of existing glaciers in China. *Acta Geografica Sinica*, 30, 183-213. (English Transl. from Chinese)

Shimizu, H. 1971: Air permeability of deposited snow. 低温科学研究所欧文報告, 23, 1-32.

Takahashi, S., T. Ohata and Y. Xie 1989: Characteristics of heat and water fluxes on glacier and ground surfaces in the West Kunlun Mountains. *Bulletin of Glacier Research*, 7, 89-98.



竹内清秀, 近藤純正 1981: 地表に近い大気. 大気科学講座 1, 東京大学出版会, 東京, 226 pp.

Warren, S. G. 1984: Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, 23, 8, 1206-1225.

Wiscombe, W. J. and S. G. Warren 1980: A model for the spectral albedo of snow, I Pure snow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37, 2712-2733.

Yaglom, A. M. 1977: Comments on wind and temperature flux-profile relationship. *Boundary-Layer Meteorology*, 11, 89-102.

山崎剛, 櫻岡崇, 中村亘, 近藤純正 1991 a: 積雪の変性過程について: I モデル. *雪氷*, 53, 115-123.

山崎剛, 櫻岡崇, 中村亘, 近藤純正 1991 b: 積雪の変性過程について: II 観測とシミュレーション. *雪氷*, 53, 125-133.

楊大慶, 姜丹, 張寅生, 康爾泗 1988: 天山烏魯木齊河源降水觀測誤差分析及其改正. *冰川凍土*, 10, 384-399. (中国語)

Yao, T., Y. Ageta and T. Ohata (1991): Glaciological studies in Qingzang Plateau, 1989. Part 1. Outline of the Project. *Bulletin of Glacier Research*, 9, 23-26.

曾明宣, 董光榮 1966: 慕士塔格山切爾布拉克冰川消融期的輻射与熱量平衡, 干旱区地理学術會議論文選集, 科学出版社, 北京, 97-100. (中国語)

Zheng, B., J. Chen, and Y. Ageta 1988: The preliminary report of Sino-Japanese Joint Glaciological Expedition in West Kunlun Moutains 1987, *Bulletin of Glacier Research*, 6, 75-80.



## 付 録

## 1. 第3章で使用した記号の一覧

$C$ : 雪氷体からの伝導熱輸送量

$C_{Pa}$ : 大気の比熱

$d_g$ : 積雪の平均的な粒径

$DLR$ : 下向き長波放射量(下向き長波放射照度)

$DSR$ : 下向き短波放射量(全天日射量、下向き短波放射照度)

$E$ : 水蒸気輸送量

$I$ : 雪氷体中の放射束密度

$h$ : 雪氷体中を垂直下向きに伝わる放射の放射照度

$h$ : 雪氷体中を垂直上向きに伝わる放射の放射照度

$k$ : 雪氷体を作る氷の放射吸収係数

$k_f$ : 熱伝導率

$k_D$ : 氷の汚れに由来する吸収係数

$k_w$ : 水の透水計数

$K_h$ : 顕熱輸送に関するバルク係数

$K_v$ : 水蒸気輸送に関するバルク係数

$L$ : モニン・オブコフの長さ

$L_{iv}$ : 氷の昇華潜熱

$m$ : 相変化による単位体積あたりの発熱量

$M_s$ : 表面融解量

$NLR$ : 長波放射収支量

$q$ : 大気中の比湿

$q_s$ : 摩擦比湿

$Q$ : 単位体積当たりの発熱量

$R_s$ : 粗度レイノルズ数 ( $= u_* z_0 / \nu$ )

$Re$ : 雪氷体単位長さ当たりの反射率

$Re_i$ : 氷河水の単位長さ当たりの反射率

$Re_s$ : 積雪の単位長さ当たりの反射率

$s$ : 仮想的な氷板の繰り返し単位の長さ

$S$ : 顕熱輸送量

$S_w$ : 毛管領域となる水の積雪に対する体積比

$S^*$ : 移動可能な水が積雪中の間隙を占める割合

$T_*$ : 摩擦温度

$TA$ : 気温

$T_f$ : 水の融点

$T$ : 雪氷体の温度

$T_s$ : 表面温度

$Tr$ : 雪氷体単位長さ当たりの透過率

$Tr_i$ : 氷河水の単位長さ当たりの透過率

$Tr_s$ : 積雪の単位長さ当たりの透過率

$u_*$ : 摩擦速度

$USR$ : 上向き短波放射量

$WF$ : 積雪中の液体水輸送量

$WS$ : 風速

$z$ : 表面から鉛直下向きに計った深さ

$z_q$ : 比湿が観測された高さ

$z_s$ : 積雪と氷河水の境界面の深さ

$z_t$ : 気温が観測された高さ

$z_u$ : 風速が観測された高さ

$z_\theta$ : 運動量に対する表面粗度

$z_E$ : 比湿に対する表面粗度

$z_T$ : 温度に対する表面粗度

$\epsilon$ : 氷の赤外領域における射出率

$\phi_m$ : 運動量の乱流輸送に関する普遍関数

$\phi_h$ : 顕熱の乱流輸送に関する普遍関数

$\phi_v$ : 水蒸気の乱流輸送に関する普遍関数

$\kappa$ : カルマン定数、本論文では0.35とした

$\nu$ : 空気の動粘性係数

$\rho$ : 雪氷体の乾き密度

$\rho_a$ : 大気密度

$\rho_{i, Intr}$ : 物質の固有値としての氷の密度

$\rho_w$ : 積雪の含水量

$\rho_{w, Intr}$ : 物質の固有値としての水の密度

$\sigma$ : ステファン・ボルツマン定数



## 2. 熱輸送モデル ソースコード

```

C MAIN PROGRAM
C *****
C GLACIER HEAT BALANCE MODEL "SDEV.F", Ver. 2.0
C
C * ファイルアサインが必要です
C ( UNIT = 110, FILE = 'initia' )
C ( UNIT = 120, FILE = 'parame' )
C ( UNIT = 130, FILE = 'metdat' )
C ( UNIT = 140, FILE = 'result' )
C ( UNIT = 150, FILE = 'icetem' )
C ( UNIT = 150, FILE = 'icetem' )
C
C * 気象要素の数は120です。
C
C * DT: 時間区切り [s]
C * NS: 表面の節点
C * NB: 境界の節点
C * NON: 節点の数(要素の数+1) [ ]
C * Z(I): 節点の位置 [m]
C * DZ(I): 節点間の距離 [m]
C * DEN(I): 密度 [kgm-3]
C * COND(I): 熱伝導係数 [Wm-1K-1]
C * TI(I,3): 未来/現在/過去の氷体の温度 [K]
C * Q(I): 融解/凍結の潜熱 [Wm-3]
C * WC(I): 氷層含水率 [kgm-3]
C * WF(I): 融解水フラックス [kgm-2s-1]
C * RF: 特定の層 NN における再凍結熱量 [Wm-2]
C * QSF: 表面融解潜熱 [Wm-2]
C * SM: 覆雪部分の融解潜熱 [Wm-2]
C * GW: 氷部分の融解潜熱 [Wm-2]
C * DLR: 下向き長波放射量 [Wm-2]
C * DSR: 下向き短波放射量 [Wm-2]
C * VS: 風速 [ms-1]
C * TA: 気温 [K]
C * VP: 蒸気圧 [hPa]
C * IS: 表面状態フラグ (雪0, 氷1)
C * NV: 伝導熱量を知りたい節点番号
C * LIM: 1: 下から来るフラックス/1上から来るフラックス
C
C COPYRIGHT OHNO Hiroyuki, Jan. 14 1994
C *****
C お決まりの宣言をする
C IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, K, O-Z)
C LOGICAL EOD
C PARAMETER (NON=121)
C COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
C COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON,3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
C DIMENSION SR(NON), PNN(3), RNN(3)
C DATA NT(-1), NT(0), NT(1) / 1, 2, 3 /
C DATA LOOP / 1 /
C
C LE = 0
C 1 CONTINUE
C LE=LE+1
C
C いろいろな初期設定をする
C
C 初期値の読み込み
C OPEN ( UNIT = 110, FILE = 'initia' )
C READ (110, *)
C ( Z(I), DZ(I), DENI(I), COND(I), TI(I,2), Q(I), WC(I), WF(I), I=1,NON)
C CLOSE ( UNIT = 110 )
C
C パラメータの読み込み
C OPEN ( UNIT = 120, FILE = 'parame' )
C READ (120, *) NS, NB, PS, PI, SS, SI, DS, DI
C CLOSE ( UNIT = 120 )
C
C 広域/制氷要素の初期化
C DT = 10.000
C TIME = -1
C EOD = .FALSE.
C LIM = 1
C NN = NB+1
C
C 出力ファイルの準備
C OPEN ( UNIT = 130, FILE = 'metdat' )
C OPEN ( UNIT = 140, FILE = 'result' )

```

```

C OPEN ( UNIT = 150, FILE = 'icetem' )
C
C ループに入る
C 10 CONTINUE
C
C CALL YOMILN (DLR,DSR,WS,TA,VP,IS,EOD, TIME)
C IF (EOD.EQV..TRUE.) GOTO 20
C データ出す。足りなかったら読みに行く
C
C CALL IHSR(SR, DSR,PS,PI,SS,SI,DS,DI, NN,LIM,RNN)
C 放射による加熱
C
C CALL ICEBO (R,S,EL,C,QSF,LI, DLR,WS,TA,VP,SR, NN,LIM,PNN)
C 覆雪表面と内部の熱伝導と相変化を繰り返し計算によって求める
C
C CALL CPLUX (CF, NN,LIM,PNN,RNN)
C 特定の節点における上向き/向き伝導熱フラックスを計算する
C
C CALL WCONT (SM,GM,RF, QSF,CF,NN)
C 融氷水の流下と含水率の計算
C
C CALL INCRE (TIME )
C タイムステップを1つ進める
C
C CALL RECO ( TIME,LC,R,S,EL,C,CF,RF,WF(NB)*1e6,SM,GM,TI(1,NT(0)) )
C 計算結果を書き出す
C
C GOTO 10
C 20 CLOSE ( UNIT = 130 )
C CLOSE ( UNIT = 140 )
C CLOSE ( UNIT = 150 )
C
C CALL KEIZOK ( )
C 結果を初期値ファイルに書き込む
C
C IF (LC.LT.LOOP) GOTO 1
C STOP
C END
C
C =====
C SUBROUTINE YOMILN (E1,E2,E3,E4,E5,I1,EOD, TIME)
C データ出す。足りなかったら読みに行く(折れ線補間)
C *****
C * READ METEOROLOGICAL DATA
C * PARAMETERS
C * E1 - E6: METEOROLOGICAL ELEMENT (REAL NUMBER)
C * I1: FLAG (INTEGER)
C * EOD: FLAG FOR END OF DATA (LOGICAL)
C * TIME: SERIAL TIME OF REQUIRED DATA
C *
C * COPYRIGHT H. OHNO Jan. 13 1994
C *****
C IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
C SAVE
C LOGICAL EOD
C PARAMETER ( NOME = 5+1 )
C = 気象要素+表面状態
C DIMENSION DAT(0:NOME,4), N(0:4)
C DATA N(1),I=0,2 / 0,1,2 /
C
C IF ( TIME.GT.0 .AND. TIME.LE.DAT(0,N(2)) ) GOTO 60
C
C IF ( TIME.LE.0 ) THEN
C しゃっぱんに通らない
C EOD = .FALSE.
C READ (130, *, END=70) ( ( DAT( I, N(J) ), I=0,NOME ), J=1,2 )
C DAT(I番目の要素, N(J)番目の時刻)
C TIME = DAT(0,N(1))
C ELSE
C TIME .GT. DAT(0,N(2)) に通らない
C
C DO 99 I = 0,1
C N(I) = N(I+1)
C 99 CONTINUE
C N(2) = N(0)
C
C READ (130, *, END=70) ( DAT( I, N(2) ), I=0,NOME )
C ENO IF
C
C 60 TT = ( TIME - DAT(0,N(1)) ) / ( DAT(0,N(2)) - DAT(0,N(1)) )
C E1 = ( DAT(1,N(2)) - DAT(1,N(1)) ) * TT + DAT(1,N(1))
C E2 = ( DAT(2,N(2)) - DAT(2,N(1)) ) * TT + DAT(2,N(1))

```



```

E3 = ( DAT(3,N(2))-DAT(3,N(1)) ) * TT + DAT(3,N(1))
E4 = ( DAT(4,N(2))-DAT(4,N(1)) ) * TT + DAT(4,N(1))
E5 = ( DAT(5,N(2))-DAT(5,N(1)) ) * TT + DAT(5,N(1))
I1 = IDINT( DAT(6,N(1)) )

C
RETURN
* EDD = .TRUE.
RETURN
END

C
SUBROUTINE IHSR(SR, DSR, PS, PI, SS, SI, DS, DI, NN, LIM, RNN)
C 放射による加熱
*****
* NONHOMOGENEOUS TERMS FOR THE CASE OF LINEAR SHAPE FUNCTION
*
* PARAMETER
* SR: 短波放射の吸収に起因する非同次項 [Jm-2s-1]
* DSR: DOWNWARD SHORTWAVE RADIATION [Wm-2]
* PS/PI: 雪/氷中の汚れによる吸収率 [a-1]
* SS/SI: 雪/氷を形成する氷板の厚さ [m]
* NN: 熱伝導量を知る断面の断面番号
* LIM=1/-1: 上/下からその断面にやってくる方向
* RNN: ある断面での熱伝導量を知るための非同次項 [Jm-2s-1]
*****
* COPYRIGHT H. OHNO Oct. 26 1993
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
SAVE
PARAMETER (NON=121)
COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON,3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
DIMENSION FF(NON), SR(NON), RNN(3)
DATA NS0, NB0, PS0, PI0, SS0, SI0, DS0, DI0 / -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1 /

C
IF ( NS.NE.NS0 .OR. NB.NE.NB0 .OR. PS.NE.PS0 .OR. PI.NE.PI0 .OR.
* SS.NE.SS0 .OR. SI.NE.SI0 .OR. DS.NE.DS0 .OR. DI.NE.DI0 ) THEN
NS0 = NS
NB0 = NB
PS0 = PS
PI0 = PI
SS0 = SS
SI0 = SI
DS0 = DS
DI0 = DI
IS = Z(NS)
ZB = Z(NB)

C
DO 10 I=1, NS-1
FF(I) = 0.000
10 CONTINUE

C
SFF = FR (Z(NS), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
FF(NS) = FR (Z(NS), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* -( FR (Z(NS+1), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* -FR (Z(NS), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI) ) / DZ(NS)

C
DO 20 I=NS+1, NON-1
FF(I) = -( FR (Z(I), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* -FR (Z(I-1), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI) ) / DZ(I-1)
* -( FR (Z(I+1), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* -FR (Z(I), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI) ) / DZ(I)
20 CONTINUE

C
FF(NON) = -FR (Z(NON), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* +( FR (Z(NON), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* -FR (Z(NON-1), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI) ) / DZ(NON-1)

C
* 特定の断面における放射の非同次項を計算する
IF (LIM.EQ.1)
* FNN = FR (Z(NN), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* -( FR (Z(NN+1), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* -FR (Z(NN), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI) ) / DZ(NN)
IF (LIM.EQ.-1)
* FNN = -FR (Z(NN), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* +( FR (Z(NN), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
* -FR (Z(NN-1), ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI) ) / DZ(NN-1)
END IF

C
DO 30 I = 1, NON
SR(I) = FF(I) / SFF * BOT(0.000, DSR)
30 CONTINUE

```

```

RNN(NT(-1)) = FNN / SFF * BOT(0.000, DSR)
RETURN
END

C
C
C
SUBROUTINE ICEBO (R, S, EL, C, QSF, LC, DLR, WS, TA, VP, SR, NN, LIM, PNN)
C 積雪表面と積雪層内の熱伝導と層変化をくり返しによって求める
*****
* 積雪表面と積雪層内の熱伝導と層変化をくり返しによって求める
*
* R: 放射収支量 [Wm-2]
* S: 顕熱輸送量 [Wm-2]
* EL: 潜熱輸送量 [Wm-2]
* C: 伝導熱輸送量 [Wm-2]
* QSF: 表面融解熱量 [Wm-2]
* DLR: 下向き長波放射量 [Wm-2]
* WS: 風速 [ms-1]
* TA: 気温 [K]
* VP: 蒸気圧 [hPa]
* PC(NON): 相変化による非同次項行列 [Wm-2]
* SR(NON): 日射吸収による非同次項行列 [Wm-2]
* F(NON): 上2つの和 [Wm-2]
*****
* COPYRIGHT H. OHNO Oct. 26 1993
*****
C お決まりの宣言をする
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, K, O-Z)
PARAMETER (NON=121)
COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON,3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
DIMENSION TIP(NON), SR(NON), PC(NON), F(NON,3), PNN(3)
LOGICAL CONV
DOUBLE PRECISION LF
PARAMETER ( LF = 333.603 )

C
C 初期設定をする
LC = 0
DO 10 I=1, NON
Q(I) = 0.000
PC(I) = 0.000
10 CONTINUE

C
C アーブ
20 CONTINUE
LC=LC+1
CONV = .TRUE.
DO 30 I=1, NON
TIP(I) = TI(I, NT(-1))
F(I, NT(-1)) = SR(I) + PC(I)
30 CONTINUE

C
CALL TEMPER (R, S, EL, C, QSF, LT, DLR, WS, TA, VP, F)
C 表面境界条件を含む温度場の計算
C
C 収束の判定 (TEMPER のよりゆるくする)
DO 40 I=1, NON
CONV = CONV.AND. (ABS( TI(I, NT(-1)) - TIP(I) ), LT, 5.0D-4)
40 CONTINUE
IF ( (CONV.AND. LC.GT.1) .OR. LC.GT.50 ) GOTO 50

C
CALL PHASE (PC, NN, LIM, PNN)
C 相変化に絡む処理
C
GOTO 20

C
50 CONTINUE
RETURN
END

C
SUBROUTINE WCONT (SM, GM, RF, QSF, CF, NN)
C 融氷水の流下と含水量の計算
*****
*
* QSF: 表面融解量 [Wm-3]
* Q: 相変化に伴う熱量 [Wm-3]
* WC(I): 体積含水量 [kgm-3]
* SM: 積雪層内での相変化熱量 [Wm-2]
* GM: 氷河氷内での相変化熱量 [Wm-2]
* RF: 特定の層 NN における再凍結熱量 [Wm-2]
*****

```



```

* COPYRIGHT H. OHNO Jan. 14 1994
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
SAVE
PARAMETER (NON=121)
COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON, 3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
DOUBLE PRECISION LF
PARAMETER ( LF = 333.0D3 )
PARAMETER ( DENP = 9.17D2 )
PARAMETER ( DENW = 1.00D3 )

C
C パルク融解量の集計
C
SM = Q(NS)*DZ(NS)/2 + QSF
DO 20 I=NS+1, NB-1
  SM = SM + Q(I)*( Z(I+1)-Z(I-1) )/2
20 CONTINUE
SM = SM + Q(NB)*DZ(NB-1)/2

C
GM = 0.0D0
DO 30 I=NB+1, NON-1
  GM = GM + Q(I)*( Z(I+1)-Z(I-1) )/2
30 CONTINUE
GM = GM + Q(NON)*DZ(NON-1)/2

C
C 相変化熱量を水当量に直す
DO 10 I=NS, NON
  WC(I) = WC(I) - DT*Q(I)/LF
10 CONTINUE

C
C 液体水蒸下量の計算
CALL WFLUX( )

C
WC(NS) = WC(NS) - DT*( WF(NS) + QSF/LF )/DZ(NS)*2
DO 40 I=NS+1, NB-1
  WC(I) = WC(I) - DT*( WF(I) - WF(I-1) )/( DZ(I) + DZ(I-1) ) * 2
40 CONTINUE
WC(NB) = WC(NB) - DT*( WF(NB) - WF(NB-1) )/DZ(NB-1)*2

C
C 再凍結熱量の計算
RF = TOP( WF(NN)*LF, CF )

C
RETURN
END

C
C SUBROUTINE CFUX(CF, NN, LIM, PNN, RNN)
C 特定の地点における上/下向き伝導熱フラックスを計算する
C
* CALCULATE ICE TEMPERATURE IN THE ICE BODY
*
* PARAMETERS
* (1)FC: 伝導熱フラックス
* (2)NN: おりたい地点番号
* (3)LIM: 1:下から来るフラックス/-1:上から来るフラックス
* 変換形状関数は線形を仮定しているので注意
*
* COPYRIGHT H. OHNO AUG. 17 1993
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
SAVE
PARAMETER (NON=121)
COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON, 3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
DOUBLE PRECISION M11(NON-2, NON-2), M12(NON-2, NON-2)
DOUBLE PRECISION M1N(NON), M2N(NON)
DOUBLE PRECISION M11L(NON-2), M11R(NON-2)
DOUBLE PRECISION M12L(NON-2), M12R(NON-2)
DOUBLE PRECISION M11V(NON-2, NON-2)
DIMENSION PNN(3), RNN(3)
DATA NENT / 1 /

C
IF (NENT.EQ.1) THEN
  NENT = 0
  CALL MAT(M11, M11L, M11, M11R, M2N, M12L, M12, M12R, M11V, NS, LIM)
  有限要素法をCrank-Nicolson 法で解くための行列を計算する
END IF

C
FM = 0.0D0
IF (LIM.EQ.1) THEN
  DO 10 I=NN, NON
    FM = FM + MIN(I)*TI(I, NT(-1)) + M2N(I)*TI(I, NT(0))
  
```

```

10 CONTINUE
CF = FM - ( PNN(NT(-1))*PNN(NT(0)) + RNN(NT(-1))*RNN(NT(0)) )/2.0D0
ELSE
  DO 20 I=NS, NN
    FM = FM + MIN(I)*TI(I, NT(-1)) + M2N(I)*TI(I, NT(0))
20 CONTINUE
CF = FM + ( PNN(NT(-1))*PNN(NT(0)) + RNN(NT(-1))*RNN(NT(0)) )/2.0D0
END IF

C
RETURN
END

C
C SUBROUTINE INCRC (TIME )
C タイムステップを1つ進める
C
*****
* READ METEOROLOGICAL DATA.
*
* TIME: 日を単位とする時刻
* DT: 秒を単位とする時間間隔
* NT(-1): 未来の時間ステップ
* NT( 0): 現在の時間ステップ
* NT( 1): 過去の時間ステップ
*
* COPYRIGHT H. OHNO DEC. 8 1992
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
SAVE
PARAMETER (NON=121)
COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON, 3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)

C
TIME = TIME + DT/86400.0D0
NTU = NT(1)
NT(1) = NT(0)
NT(0) = NT(-1)
NT(-1) = NTU

C
RETURN
END

C
C SUBROUTINE
C + RECD ( TIME, I1, V1, V2, V3, V4, V5, V6, V7, V8, V9, V10 )
C 計算結果を書き出す
C
*****
* TSTEP [s] 毎にその区間の平均値を出力する
*
*
* COPYRIGHT H. OHNO Oct. 27 1993
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
SAVE
PARAMETER (NON=121)
COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON, 3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
PARAMETER (NOE=10)
DIMENSION V(NOE), LAYER(NON)
DATA LC, (V(I), I=1, NOE) / 0, NOE*0.0D0 /
DATA TSTEP / 3600 /
DATA (LAYER(I), I=1, 21)
/ 1, 101, 102, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 109,
110, 111, 112, 113, 114, 115, 116, 117, 118, 119, 120 /

C
LC = LC + 1
V(1) = V(1) + V1
V(2) = V(2) + V2
V(3) = V(3) + V3
V(4) = V(4) + V4
V(5) = V(5) + V5
V(6) = V(6) + V6
V(7) = V(7) + V7
V(8) = V(8) + V8
V(9) = V(9) + V9
V(10) = V(10) + V10
IF ( LC.EQ.10*INT(TSTEP/DT) ) THEN
  WRITE (*, 1010) TIME, I1, ( V(I)/TSTEP*DT, I=1, NOE )
  WRITE (140, 1020) TIME, ( V(I)/TSTEP*DT, I=1, NOE )
  WRITE (150, 1020) TIME, ( TI( LAYER(I), NT(0) ), I=1, 1 )
  WRITE (150, 1020) TIME, ( TI(I, NT(0)), I=1, NON )
  LC = 0

```



```

DO 10 I=1,NOE
  V(I)=0.0D0
10 CONTINUE
END IF

C
1010 FORMAT ( F17.10, 14, 71F10.3 )
1020 FORMAT ( F17.10, 71F10.3 )
RETURN
END

C
C
C
SUBROUTINE KEIZOK ( )
C 結果を初期値ファイルに書き込む
C
C *****
C RESTORE THE RESULT TO INITIAL CONDITION
C *****
C
C COPYRIGHT H. OHNO Oct. 27 1993
C *****
C
C IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
C PARAMETER (NON=121)
C COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
C COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON, 3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
C
C OPEN ( UNIT = 160, FILE = 'initia' )
C OPEN ( UNIT = 160, FILE = 'initia' )
DO 10 I=1, NON
  WRITE (160, 2000) Z(I), DZ(I),
+ DENI(I), COND(I), TI(I, NT(0)), Q(I), WC(I), WF(I)
10 CONTINUE
CLOSE ( UNIT = 160 )
2000 FORMAT (10F13.6)
RETURN
END

C
C
C
SUBROUTINES

C
SUBROUTINE CONDOC (C, F)
C 氷体内の伝導を計算する
C
C *****
C CALCULATE ICE TEMPERATURE IN THE ICE BODY
C *****
C
C PARAMETERS
C
C C: 表面における熱伝達率 [W/m2]
C F: 非斉次項行列 [W/m2]
C COND: THERMAL CONDUCTIVITY
C NT(1): POINTER TO NEXT TIME STEP (1-3)
C NT(0): POINTER TO PRESENT TIME STEP (1-3)
C
C COPYRIGHT H. OHNO MAY. 30 1992
C *****
C
C IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
C SAVE
C PARAMETER (NON=121)
C COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NB
C COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON, 3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
C DIMENSION F(NON, 3)
C DOUBLE PRECISION M11(NON-2, NON-2), M12(NON-2, NON-2)
C DOUBLE PRECISION M1N(NON), M2N(NON)
C DOUBLE PRECISION M11L(NON-2), M11R(NON-2)
C DOUBLE PRECISION M12L(NON-2), M12R(NON-2)
C DOUBLE PRECISION M11V(NON-2, NON-2)
C DOUBLE PRECISION M12TI(NON-2), UHEN(NON-2)
C DATA NS0 / -1 /
C
C IF (NS.NE.NS0) THEN
C CALL MAT(M1N, M11L, M11, M11R, M2N, M12L, M12, M12R, M11V, NS, 1)
C 有限要素法をCrank-Nicolson 法で解くための行列を計算する
C NS0 = NS
C END IF
C 配列初期化しとく
DO 10 I=1, NON-1-NS
  TI(I+NS, NT(-1)) = 0.0D0
  M12TI(I)=0.0D0
10 CONTINUE
TI(NON, NT(-1)) = TI(NON, NT(0))
C M12 と温度換配列TIの値 M12TI をとる。
DO 20 J=1, NON-1-NS
C $DIR NO_RECURRENCE, MAX_TRIPS(121)
DO 30 J=1, NON-1-NS

```

```

  M12TI(I) = M12TI(I)+M12(TI, J)*TI(J+NS, NT(0))
30 CONTINUE
20 CONTINUE
C 方程式の右辺を計算する。
C $DIR MAX_TRIPS(121)
DO 40 I = 1, NON-1-NS
  UHEN(I) = F(I+NS, NT(-1))/2.0D0
+ ( F(I+NS, NT(0)) + F(I+NS, NT(1)) )/4.0D0
+ M11L(I)* TI( NS, NT(-1)) - M12L(I)* TI( NS, NT(0))
+ M11R(I)* TI( NON, NT(-1)) - M12R(I)* TI( NON, NT(0))
+ M12TI(I)
40 CONTINUE
C M1 から周囲の一度割いた行列の逆行列SM1IVを左から掛ける。
DO 60 I = 1, NON-1-NS
C $DIR NO_RECURRENCE, MAX_TRIPS(121)
DO 70 J = 1, NON-1-NS
  TI(I+NS, NT(-1)) = TI(I+NS, NT(-1)) + M11IV(I, J) * UHEN(J)
70 CONTINUE
60 CONTINUE
C
FM = 0.0D0
C $DIR MAX_TRIPS(121)
DO 90 I=NS, NON
  FM = FM + MIN(I)*TI(I, NT(-1)) + M2N(I)*TI(I, NT(0))
90 CONTINUE
C = - FM + ( F(NS, NT(-1)) + F(NS, NT(0)) )/2.0D0
C
RETURN
END

C
C
C
SUBROUTINE LUINV(A, N, NI, EPS, IP, WK, WK2, IER)
C 逆行列を計算する
C
C *****
C INVERSION OF MATRIX ON LU DECOMPOSITION.
C *****
C
C PARAMETERS
C
C (1) A: 2-DIM. ARRAY CONTAINING THE MATRIX
C (2) N: THE ORDER OF THE MATRIX (A)
C (3) NI: ROW SIZE OF THE ARRAY (A)
C (4) EPS: TOLERANCE FOR PIVOTAL ELEMENTS
C (5) IP: 1-DIM. WORKING ARRAY
C (6) WK: 1-DIM. WORKING ARRAY
C (7) WK2: 1-DIM. WORKING ARRAY
C (8) IER: ERROR CODE
C
C COPYRIGHT T. OGUNI MARCH 28 1990 VERSION 1.1
C *****
C
C IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
C DIMENSION A(NI,N), IP(N), WK(N), WK2(N)
C
C IF ((NI.LT.N).OR.(N.LE.1)) THEN
C WRITE(*,*) '(SUBR. LUINV) INVALID ARGUMENT.', N, NI
C IER = 2
C RETURN
C ENDIF
C IER = 0
DO 10 I=1,N
  WK(I) = 0.0D0
DO 20 J=1,N
  DO 20 I=1,N
    IF (DABS(A(I,J)) .GT. WK(I)) WK(I) = DABS(A(I,J))
20 CONTINUE
DO 30 I=1,N
  IF (WK(I) .NE. 0.0) WK(I) = 1.0D0 / WK(I)
30 CONTINUE
C
DO 100 K=1,N
  KM = K
  KP = KM
  AMAX = DABS(A(KM,K)) * WK(KM)
  IF (KM .NE. N) THEN
    DO 40 I=K+1,N
      AW = DABS(A(I,K)) * WK(I)
      IF (AW .GT. AMAX) THEN
        KP = I
        AMAX = AW
      ENDIF
40 CONTINUE
ENDIF
IF (AMAX .LE. EPS) THEN
  WRITE(*,*) '(SUBR. LUINV) SINGULAR AT STEP #', K
  IER = 1
  RETURN

```



```

ENDIF
IP(K) = KP
IF (KP .NE. KM) THEN
  AW = WK(KP)
  WK(KP) = WK(KM)
  WK(KM) = AW
DO 50 J=1,N
  AW = A(KP,J)
  A(KP,J) = A(KM,J)
  A(KM,J) = AW
50 ENDIF
A(KM,K) = 1.0D0 / A(KM,K)
IF (KM .NE. N) THEN
  PIVOT = A(KM,K)
DO 60 I=K+1,N
  A(I,K) = A(I,K) * PIVOT
IF (K .NE. N) THEN
DO 90 J=K+1,N
  AW = -A(KM,J)
DO 80 I=K+1,N
  A(I,J) = A(I,J) + AW * A(I,K)
80 CONTINUE
90 CONTINUE
ENDIF
100 CONTINUE
C
DO 200 K=N-1,1,-1
DO 120 J=K+1,N
120 WK(J) = 0.0
DO 140 I=K+1,N
DO 130 J=K+1,N
130 WK(J) = WK(J) - A(I,K) * A(J,I)
140 WK2(I) = A(K,I)
DO 160 J=K+1,N
  A(J,K) = WK(J)
  S = 0.0D0
DO 180 I=K+1,N
  S = S + WK(I) * WK2(I)
180 DIAG = A(K,K)
  A(K,K) = (1.0D0 - S) * DIAG
DO 180 J=K+1,N
  S = 0.0D0
DO 170 I=K+1,N
  S = S + WK2(I) * A(I,J)
170 A(K,J) = -S * DIAG
180 CONTINUE
C
DO 250 K=N-1,1,-1
IF (IP(K) .NE. K) THEN
DO 210 I=1,N
210 WK(I) = A(I,I,IP(K))
DO 220 I=1,N
  A(I,I,IP(K)) = A(I,I,K)
220 A(I,K) = WK(I)
ENDIF
250 CONTINUE
RETURN
END
C
SUBROUTINE MAT(MIN,M1L,M1I,M1R,M2N,M2L,M2I,M2R,M1IIV,NS,LIM)
  有限要素法をCrank-Nicolson 法で解くための行列を計算する
  *****
  * INITIATE MATRIXES FOR FINITE ELEMENTS METHOD *
  * PARAMETERS *
  * (1)M1I: MATRIX MULTIPLIED BY NEXT STATE QUANTITIES *
  * (2)M2I: MATRIX MULTIPLIED BY PRESENT STATE QUANTITIES *
  * (3)M1IIV: INVERSE MATRIX OF M1I *
  * (4)NS: 表面の節点番号 *
  * (4)NN: 伝導熱量を求める節点の位置 *
  * COPYRIGHT H. OHNO AUG.17 1992 *
  *****
  IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,O-Z)
  SAVE
  PARAMETER (NFF=2)
  PARAMETER (CP=2.17D3)
  PARAMETER (NON=121)
  COMMON /NON/, DT, NT(-1:1), NS, NB
  COMMON /DENI(NON), COND(NON), TI(NON,3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
  DOUBLE PRECISION CE(NFF,NFF), KE(NFF,NFF)
  DOUBLE PRECISION C(NON,NON), K(NON,NON)
  DOUBLE PRECISION CNN(NON), KNN(NON)

```

```

DOUBLE PRECISION M1I(NON-2,NON-2), M1I2(NON-2,NON-2)
DOUBLE PRECISION MIN(NON), M2N(NON)
DOUBLE PRECISION M1L(NON-2), M1R(NON-2)
DOUBLE PRECISION M2L(NON-2), M2R(NON-2)
DOUBLE PRECISION M1IIV(NON-2,NON-2)
サブルーチンで使う
DIMENSION IP(NON-2), WK(NON-2), WK2(NON-2)
C
C K, C を初期化
DO 10 I = 1, NON
DO 20 J = 1, NON
  C(I,J) = 0.0D0
  K(I,J) = 0.0D0
20 CONTINUE
CNN(I) = 0.0D0
KNN(I) = 0.0D0
10 CONTINUE
DO 30 L = NS, NON-1
C の簡約された要素行列 CE を定義
CE(1,1) = CP * DENI(L) * DZ(L) / 3.0D0
CE(1,2) = CP * DENI(L) * DZ(L) / 6.0D0
CE(2,1) = CP * DENI(L) * DZ(L) / 6.0D0
CE(2,2) = CP * DENI(L) * DZ(L) / 3.0D0
C
C K の簡約された要素行列 KE を定義
KE(1,1) = COND(L) / DZ(L)
KE(1,2) = -COND(L) / DZ(L)
KE(2,1) = -COND(L) / DZ(L)
KE(2,2) = COND(L) / DZ(L)
C
DO 40 I = 1, NFF
DO 50 J = 1, NFF
C, K の組立て
C(I+1-1, J+1-1) = C(I+1-1, J+1-1) + CE(I,J)
K(I+1-1, J+1-1) = K(I+1-1, J+1-1) + KE(I,J)
50 CONTINUE
40 CONTINUE
C
CNN, KNN の抽出
IF (LIM.EQ.1 .AND. L.EQ.NN) THEN
DO 60 J = 1, NFF
  CNN(L-1+J) = CE(1,J)
  KNN(L-1+J) = KE(1,J)
60 CONTINUE
END IF
IF (LIM.EQ.-1 .AND. L-1+NFF.EQ.NN) THEN
DO 70 J = 1, NFF
  CNN(L-1+J) = CE(NFF,J)
  KNN(L-1+J) = KE(NFF,J)
70 CONTINUE
END IF
30 CONTINUE
C
DO 80 I = 1, NON-1-NS
DO 90 J = 1, NON-1-NS
M1 (= C/dt+K/2) の内の水体内部からさらに一皮剥いた行列 M1I を計算
M2 (= -C/dt+K/2) の内の水体内部からさらに一皮剥いた行列 M2I を計算
M1I(I,J) = C(I+NS, J+NS)/DT + K(I+NS, J+NS)/2.0D0
M1I2(I,J) = -C(I+NS, J+NS)/DT + K(I+NS, J+NS)/2.0D0
90 CONTINUE
M1I, M2I のすぐ右側(R), 左側(L)にある皮を計算
M1L(I) = C(I+NS, NS)/DT + K(I+NS, NS)/2.0D0
M1R(I) = C(I+NS, NON)/DT + K(I+NS, NON)/2.0D0
M2L(I) = -C(I+NS, NS)/DT + K(I+NS, NS)/2.0D0
M2R(I) = -C(I+NS, NON)/DT + K(I+NS, NON)/2.0D0
80 CONTINUE
C
DO 92 J = NS, NON
  MIN(J) = CNN(J)/DT + KNN(J)/2.0D0
  M2N(J) = -CNN(J)/DT + KNN(J)/2.0D0
92 CONTINUE
C
M1I の逆行列 M1IIV を計算
DO 94 I=1, NON-1-NS
DO 96 J=1, NON-1-NS
  M1IIV(I,J)=M1I(I,J)
96 CONTINUE
94 CONTINUE
C
CALL LUINV ( M1IIV, NON-1-NS, NON-2, 1.0D-14, IP, WK, WK2, IER )
LUINV ( M1IIV, N, NI, EPS, IP, WK, WK2, IER )
RETURN
END

```



```

C
C
C
C SUBROUTINE PHASE (PC, NN, LIM, PNN)
C 相変化に際する処理
C
C *****
C * WC(I): 体積含水量 [kgm-3]
C * Q(I): 相変化に伴って出入りした熱 [Jkgm-3s-1]
C * PC(I): 相変化に由来する非同次項 [Jm-2s-1]
C * EQDE: 断点周辺の密度 [kgm-3]
C *****
C COPYRIGHT H. OGINO Sep. 7 1983
C *****
C IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, K, O-Z)
C SAVE
C PARAMETER (NON=121)
C COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT(-1:1), NS, NH
C COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON, 3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
C DIMENSION PC(NON), PNN(3)
C DOUBLE PRECISION LF
C PARAMETER (TF = 273.15D0)
C PARAMETER (LF = 333.6D3)
C PARAMETER (CF = 2.117D3)
C
C DO 10 I=1, NON
C IF (I.GT.1 .AND. I.LT.NON)
C + EQDE = (DZ(I-1)*DENI(I-1)+DZ(I)*DENI(I))/(Z(I-1)-Z(I-1))
C IF (I.EQ.1) EQDE = DENI(1)
C IF (I.EQ.NON) EQDE = DENI(NON-1)
C
C Q(I) = TOP(LF*WC(I)/DT, Q(I)-CF*EQDE*(TI(I,NT(-1))-TF)/DT)
C 10 CONTINUE
C
C 有限要素法の非同次項を計算する
C PC(NS) = DZ(NS)*(2*Q(NS) + Q(NS+1))/6.0D0
C DO 30 I=NS+1, NON-1
C PC(I) = (DZ(I-1)*(Q(I-1)+2*Q(I)) + DZ(I)*(2*Q(I)+Q(I+1)))/6.0D0
C 30 CONTINUE
C PC(NON) = DZ(NON-1)*(Q(NON-1) + 2*Q(NON))/6.0D0
C
C 特定の層 NN でのフラックスを求めるための非同次項
C IF (LIM.EQ.1) PNN(NT(-1)) = DZ(NN)*(2*Q(NN)+Q(NN+1))/6.0D0
C IF (LIM.EQ.-1) PNN(NT(-1)) = DZ(NN-1)*(Q(NN-1)+2*Q(NN))/6.0D0
C
C RETURN
C END
C
C SUBROUTINE SPLC(X, N, Y, DF, IOPT, C, NC, IER)
C 3次スプライン近似係数を定める
C
C *****
C * COMPUTE THE COEFFICIENTS OF THE CUBIC SPLINE.
C * PARAMETERS
C * (1) X: 1-DIM. ARRAY FOR KNOWN POINTS
C * (2) N: NUMBER OF KNOWN POINTS
C * (3) Y: 1-DIM. ARRAY FOR FUNCTION'S VALUES ON KNOWN POINTS
C * (4) DF: 1-DIM. ARRAY FOR DIFFERENTIALS AT END POINTS
C * (5) IOPT: 1-DIM. ARRAY SPECIFYING THE CONTENT OF DF
C * (6) C: 2-DIM. WORKING ARRAY
C * (7) NC: ROW SIZE OF THE ARRAY (C)
C * (8) IER: ERROR CODE
C *****
C COPYRIGHT T. OGUNI JUNE 30 1989 VERSION 1.0
C *****
C IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
C DIMENSION X(N), Y(N), DF(2), IOPT(2), C(NC, 3), EC(4), D(2)
C
C IF (N.LT.2 .OR. NC.LT.N-1 .OR. IOPT(1).LT.1 .OR. IOPT(1).GT.3
C + .OR. IOPT(2).LT.1 .OR. IOPT(2).GT.3) THEN
C IER = 2
C WRITE(*,*) '(SUBR. SPLC) INVALID ARGUMENT.', N, NC, IOPT(1), IOPT(2)
C RETURN
C ENDIF
C DO 5 I=1, N-1
C IF (X(I) .GE. X(I+1)) THEN
C IER = 1
C WRITE(*,*) '(SUBR. SPLC) X SHOULD SATISFY UPWARD ORDER.'
C RETURN
C ENDIF
C 5 CONTINUE
C IER = 0
C SET THE END CONDITIONS.
C
C *****
C I1 = 2
C KS = 1
C KE = MIN0(4, N)
C IDER = 1
C DO 70 I=1, 2
C I1 = 2 * I - 1
C I2 = 2 * I
C IB = IOPT(I)
C GO TO (10, 20, 30), IB
C 10 EC(I1) = 0.0D0
C EC(I2) = 2.0D0 * DF(I)
C GO TO 70
C 20 D(I) = DF(I)
C 25 IF (I.EQ.2) I1 = N
C H = X(I1) - X(I1-1)
C EC(I1) = 1.0D0
C HY = Y(I1) - Y(I1-1)
C EC(I2) = 6.0D0 * (HY / H - D(I)) / H
C IF (I.EQ.2) EC(I2) = -EC(I2)
C GO TO 70
C 30 IF (I.NE.1) THEN
C KS = MAX0(1, N-3)
C KE = N
C IDER = N
C ENDIF
C A2 = 0.0D0
C D(I) = 0.0D0
C DO 60 K=KS, KE
C IF (IDER.NE.K) THEN
C A1 = 1.0D0
C DO 50 J=KS, KE
C IF (J.NE.IDER .AND. J.NE.K) THEN
C X1 = X(IDER) - X(J)
C X2 = X(K) - X(J)
C A1 = A1 * X1 / X2
C ENDIF
C 50 CONTINUE
C X3 = X(K) - X(IDER)
C D(I) = D(I) + A1 * Y(K) / X3
C A2 = A2 - 1.0D0 / X3
C ENDIF
C 60 CONTINUE
C D(I) = D(I) + Y(IDER) * A2
C GO TO 25
C 70 CONTINUE
C SET THE ELEMENTS FOR THE SYMMETRIC TRIDIAGONAL EQUATION.
C IF (N.NE.2) THEN
C H1 = X(2) - X(1)
C Y1 = Y(2) - Y(1)
C DO 80 I=2, N-1
C H2 = X(I+1) - X(I)
C Y2 = Y(I+1) - Y(I)
C H1 = H1 + H2
C C(I,1) = H2 / H1
C C(I,2) = 1.0D0 - C(I,1)
C C(I,3) = 6.0D0 * (Y2 / H2 - Y1 / H1) / H1
C H1 = H2
C 80 Y1 = Y2
C ENDIF
C SOLVE THE EQUATION
C C(1,1) = -EC(1) * 0.5D0
C C(1,2) = EC(2) * 0.5D0
C IF (N.NE.2) THEN
C DO 100 K=2, N-1
C PIV = 2.0D0 + C(K,2) * C(K-1,1)
C C(K,1) = -C(K,1) / PIV
C 100 C(K,2) = (C(K,3) - C(K,2) * C(K-1,2)) / PIV
C ENDIF
C D(1) = (EC(4) - EC(3) * C(N-1,2)) / (2.0D0 + EC(3) * C(N-1,1))
C DO 120 I=1, N-1
C K = N - 1
C DY2 = C(K,1) * D(1) + C(K,2)
C H = X(K+1) - X(K)
C C(K,3) = (D(1) - DY2) / (6.0D0 * H)
C C(K,2) = 0.5D0 * DY2
C C(K,1) = (Y(K+1) - Y(K)) / H - (C(K,2) + C(K,3) * H) * H
C 120 D(1) = DY2
C
C RETURN
C END
C
C
C

```



```

SUBROUTINE THERM (R, S, EL, C, QSF, LC, DLR, WS, TA, VP, F)
  表面境界条件を含む温度場の計算
  表面に入るのが正
  PARAMETERS
    R: 長波放射収分量 [W/m2]
    S: SENSIBLE HEAT FLUX [W/m2]
    LE: LATENT HEAT FLUX [W/m2]
    C: HEAT CONDUCTION FROM ICE BODY [W/m2]
    QSF: 表面余剰熱量 [W/m2]
    DLR: DOWNWARD LONG WAVE RADIATION [W/m2]
    WS: WIND SPEED [m/s-1]
    TA: POTENTIAL AIR TEMPERATURE [K]
    VP: WATER VAPOUR PRESSURE [hPa]
  COPYRIGHT H. OHNO Oct. 26 1993
  IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, K, O-Z)
  SAVE
  COMMON /NON/ (N, DZ (NON), DT, NT (-1:1), NS, NB
  COMMON /DENI/ (NON, COND (NON), TI (NON:3), Q (NON), WC (NON), WF (NON)
  DIMENSION F (NON, 3)
  DOUBLE PRECISION LV
  PARAMETER (SIGMA=5.670E-8)
  PARAMETER (CPA =1.00503)
  PARAMETER (LV =2.834506)
  PARAMETER (TF =2.731502)
  PARAMETER (EMISS=0.97D0)
  PARAMETER (CP =2.117D3)
  DATA AP /540.0D0/
  LC = 0
  DENA = 1.293D0/(1.0D0+0.00367D0*(TA-TF))*AP/1013.0D0
  DCDT2 = -2.0/3.0*CP*DENI(1)*DZ(1)/DT-COND(1)/DZ(1)
  TI(1,NT(-1))=TI(1,NT(0))
10 CONTINUE
  LC=LC+1
  CALL TURBL (KH, KE, 0.0D0, WS, TI(1,NT(-1)), TA, AP)
  S = KH * CPA * DENA * (TA-TI(1,NT(-1)))
  EL = KE * LV * DENA * 0.622D0 / AP * (VP-YPS(TI(1,NT(-1))))
  R = EMISS * (DLR - SIGMA * TI(1,NT(-1))**4)
  CPF = C
  CALL CONDC (C, F)
  IF (TI(1,NT(-1)) .NE. TSP) DCDT = (C-CPF)/(TI(1,NT(-1))-TSP)
  IF (DABS (DCDT) .GT. DABS (DCDT2)) DCDT = DCDT2
  YO = R + S + EL + C
  Y1 = -4.0 * EMISS * SIGMA * TI(1,NT(-1))**3
  - KH * CPA * DENA
  + - KE * LV * DENA * 0.622D0 / AP * VPSD(TI(1,NT(-1)))
  + - DCDT
  TSP=TI(1,NT(-1))
  TI(1,NT(-1)) = TI(1,NT(-1)) - YO/Y1
  IF (TI(1,NT(-1)) .GT. TF) TI(1,NT(-1)) = TF
 収束の判定 この判定条件は、ICEBO より強くする。
  IF (ABS(TI(1,NT(-1))-TSP) .GT. 1.0D+6 .AND. LC.LT.20) GOTO 10
  QSF = -R - S - EL - C
  IF (TI(1,NT(-1)) .LT. TF) QSF = 0.0D0
  RETURN
END
SUBROUTINE TURBL (KH, KE, U1, U2, T1, T2, AP)
  乱流拡散係数を計算する
  TURBULENT DIFFUSION COEFFICIENT OF HEAT AND WATER VAPOR.
  PARAMETERS
    (1) KH: DIFFUSION COEFFICIENT FOR TEMPERATURE [K m2s-1]
    (2) KE: DIFFUSION COEFFICIENT FOR HUMIDITY [m2s-1]
    (3) U1: WIND SPEED AT ZU1 [m/s-1]
    (4) U2: WIND SPEED AT ZU2 [m/s-1]
    (5) T1: POTENTIAL AIR TEMPERATURE AT ZT1 [K]
    (6) T2: POTENTIAL AIR TEMPERATURE AT ZT2 [K]
  COPYRIGHT H. OHNO Nov. 09 1993
  IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, K, O-Z)

```

```

SAVE
DOUBLE PRECISION L
PARAMETER (K = 0.35D0, G = 9.8D0)
PARAMETER (TZ0 = 293.15D0, CAIR=117.0D0, VIS20=18.2D-6)
DATA ZU1, ZU2 / 1.0D-3, 1.5D0 /
DATA ZT1, ZT2 / 1.0D-3, 1.5D0 /
DATA ZE1, ZE2 / 1.0D-3, 1.5D0 /

C
IF (UZ1.LE.0.1D0) UZ = 0.1D0
L = (DSQRT(TI*T2) * ( UZ-U1 )**2 * ( ZT2-ZT1 ))
+ / ( G * ( T2-TI+9.76D-3*(ZT2-ZT1) )*( ZU2-ZU1 ) * DLOG( ZU2/ZU1 ) )
LC = 0

C
100 CONTINUE
LC=LC+1
QP=Q
YT2=ZT2/L
IF (YT2.GT. 7.0D0) L = ZT2 / 7.0D0
IF (YT2.LT.-2.0D0) L = -ZT2 / 2.0D0
YU1=ZU1/L
YU2=ZU2/L
YT2=ZT2/L
YE2=ZE2/L
IF (ZU1 .GT. 1.0D-1) THEN
    YT1=ZT1/L
    YE1=ZE1/L
ELSE
    DENA = 1.293D0/(1.0D0+0.00367D0*(T2-ZT3.15D0))*AP/1013.0D0
    RE = UF * ZU1 * DENA /
        (VIS20 *( T20+CAIR)/(TI+CAIR) )*( TI/T20 )**1.5D0
    YT1 = ZT (RR,ZU1)/L
    YE1 = ZE(RR,ZU1)/L
END IF
UF = K * (UZ-U1) / UPhi(UZ,U1)
Q = K * UF * (T2-TI+9.76D-3*(ZT2-ZT1)) / UPhi(YT2,YT1)
L = UF**3 * DSQRT( T2*T1 )/( K*G*Q )
IF (DABS(Q-QP).GT.1.0D-6 .AND. LC.LT.20) GOTO 100

KH = K * UF / UPhi(YT2,YT1)
KE = K * UF / UPhi(YE2,YE1)
RETURN
END

C
SUBROUTINE WFLUX ( )
    液体水流下量の計算

```

---

```

* WF(I): 積雪中の融解水流下量 [kgm-lr-2]
* WC(I):体積含水量 [kgm-3]
* DENW: 水の密度 [kgm-3]
* DENP: 氷の密度 [kgm-3]
* DENS: 氷体の密度 [kgm-3]
* SVW : 空隙を液体水が占める割合 [ ]
* SVWO: 空隙を液体水が占める割合の最低値 [ ]
* DIAM: 雪の粒径 [μ]
* VISW: 水の粘性係数 [Ns-m-2]=[m-lkgm-s-l]
* G = 重力加速度 [ms-2]
*
* COPYRIGHT H. OHNO Jan. 14 1994

```

---

```

IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,O-Z)
SAVE
PARAMETER (NON=121)
COMMON Z(NON), DZ(NON), DT, NT (-1:1), NS, NB
COMMON DENI(NON), COND(NON), TI(NON,3), Q(NON), WC(NON), WF(NON)
DOUBLE PRECISION LF, INCL
DIMENSION PER(NON)
PARAMETER ( LF = 333.6D3 )
PARAMETER ( DENW = 1.000D3 )
PARAMETER ( DENP = 0.917D3 )
PARAMETER ( VISW = 1.79D-3 )
PARAMETER ( DIAM = 0.50D-3 )
PARAMETER ( G = 0.98D1 )
PARAMETER ( SVWO = 0.04D0 )
PARAMETER ( INCL = 0.12D0 )

C
DO IQ 1=NS,NB-1
SVW = WC(I)/DENW/( I - DENI(I)/DENP )
SE = BOT( 0.0D0, ( SVW - SVWO )/( I - SVWO ) )
PER(I) = 7.7D-2 * DIAM**2 * DEXP(-7.8*DENI(I)/DENW ) * SE**3

```



```

C
DO 20 I=NS,NB-1
  DPDI = ( PER(I+1)-PER(I) )/DZ(I)
  WF(I) = DENW*PER(I)/VISW*( DPDI = DENW*G )
20 CONTINUE
  WF(NB) = DENW*PER(NB-1)/VISW*( DENW*G*DSIN(INCL) )

C
RETURN
END

C
FUNCTIONS
C
DOUBLE PRECISION FUNCTION BOT(XMIN, X)
  書きられない値
C
*****
*
* PARAMETERS
*
* (1)
* COPYRIGHT H. OHNO MAY.31.1993
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,O-Z)
BOT = X
IF ( X.LT.XMIN ) BOT = XMIN
RETURN
END

C
C
C
C
DOUBLE PRECISION FUNCTION FR(Z,ZS,ZB,PS,PI,SS,SI,DS,DI)
  2層構造の雪氷体内の放射フラックスを計算する
C
*****
* INTEGRATED RADIATIVE ENERGY FLUX IN THE ICE BODY FR [W/m-2]
*
* (1) W(NOB): 波長帯域I が全入射エネルギーに占める割合
* (2) KW(NOB): 波長帯域I における純粋な氷の吸収率 [m-1]
* (3) RF(NOB): 波長帯域I におけるフレネル反射率
* (4) PS/PI: 雪/氷中の汚れによる吸収率 [m-1]
* (5) SS/SI: 雪/氷を形成する氷板の厚さ [m]
* (6) DS/DI: 雪/氷の無次元化密度
* (7) ZB: 雪/氷境界の位置 [m]
* (8) AB: 境界面の反射率
* (9) IS: FLAG FOR SURFACE CONDITION (1:SNOW, 0:ICE)
* COPYRIGHT H. OHNO DEC. 8.1992
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,K,O-Z)
SAVE
PARAMETER (NOB=28)
DIMENSION W(NOB), KW(NOB), RF(NOB), KS(NOB), KI(NOB)
DIMENSION C11(NOB), C12(NOB), C21(NOB), C22(NOB), C31(NOB)

DATA (W(I),I=1,NOB)
  / .0088,.0111,.0132,.0152,.0083,.0092,.0223,.0263,.0286,.0296,
  / .0292,.0865,.0993,.0768,.0530,.0889,.0694,.0547,.0441,.0362,
  / .0547,.0362,.0246,.0176,.0268,.0128,.0120,.0046
DATA (KW(I),I=1,NOB)
  / .1792,.1435,.1352,.1135,.0988,.0896,.0769,.0608,.0430,.0414,
  / .0456,.0574,.0769,.1908,.3705,.9835,2.705,7.963,25.97,25.02,
  / 127.6,4942,1227,3100,1134,36171,67049,81263
DATA (RF(I),I=1,NOB)
  / .0200,.0196,.0195,.0189,.0188,.0187,.0188,.0187,.0185,.0184,
  / .0183,.0182,.0180,.0178,.0177,.0176,.0174,.0172,.0170,.0169,
  / .0166,.0161,.0156,.0148,.0130,.0047,.0351,.0213

SD = ZB-ZS

DO 10 I = 1, NOB
  ES = DEXP( -(KW(I)+PS)*DS*SS )
  RS = RF(I) + (RF(I)*((1-RF(I))*ES)**2)/(1-(RF(I)*ES)**2)
  TS = ((1-RF(I))*2*ES)/(1-(RF(I)*ES)**2)
  KS(I) = DSQRT( (1-TS)**2 - RS**2 )/SS

  EI = DEXP( -(KW(I)+PI)*DI*SI )
  RI = RF(I) + (RF(I)*((1-RF(I))*EI)**2)/(1-(RF(I)*EI)**2)
  TI = ((1-RF(I))*2*EI)/(1-(RF(I)*EI)**2)
  KI(I) = DSQRT( (1-TI)**2 - RI**2 )/SI

  AB = (1-TI-KI(I)*SI)/RI
  HIK = (1-TS-KS(I)*SS)/RS
  TAS = (1-TS-KS(I)*SS)/RS
  DEO = 1 / ( TAS-AB-(HIK-AB)*DEXP(-2*KS(I)*SD) )
  DEI = DEXP(-KS(I)*SD) / ( TAS-AB-(HIK-AB)*DEXP(-2*KS(I)*SD) )
  DE2 = DEXP(-2*KS(I)*SD) / ( TAS-AB-(HIK-AB)*DEXP(-2*KS(I)*SD) )

```

```

C11(I) = W(I)*DEO*( AB*(HIK-1)*TAS-1 )
C12(I) = -W(I)*DE2*( AB*(TAS-1)*HIK-1 )
C21(I) = W(I)*DEO*( AB*(HIK-1)*TAS-1 )
C22(I) = -W(I)*DE1*( AB*(TAS-1)*HIK-1 )
C31(I) = 2*W(I)*DE1*(1-AB) * KS(I)*SS/RS
10 CONTINUE

C
ZR = Z - ZS
FR = 0.000
IF ( Z.LT.ZS ) THEN
  DO 20 I = 1, NOB
    FR = FR+C11(I)+C12(I)
  20 CONTINUE
END IF
IF ( ZS.LE.Z .AND. Z.LT.ZB ) THEN
  DO 30 I = 1, NOB
    FR = FR+C21(I)+DEXP(-KS(I)*ZR)*C22(I)+DEXP( KS(I)*(ZR-SD) )
  30 CONTINUE
END IF
IF ( ZB.LE.Z ) THEN
  DO 40 I = 1, NOB
    FR = FR +C31(I)* DEXP(-KI(I)*(ZR-SD))
  40 CONTINUE
END IF
RETURN
END

C
C
C
C
DOUBLE PRECISION FUNCTION FRI(Z, ZS, ZB, PS, PI, SS, SI, DS, DI)
  2層構造の雪氷体内の積分された放射フラックスを計算する
C
*****
* INTEGRATED RADIATIVE ENERGY FLUX IN THE ICE BODY FRI [W/m-1]
*
* (1) W(NOB): 波長帯域I が全入射エネルギーに占める割合
* (2) KW(NOB): 波長帯域I における純粋な氷の吸収率 [m-1]
* (3) RF(NOB): 波長帯域I におけるフレネル反射率
* (4) PS/PI: 雪/氷中の汚れによる吸収率 [m-1]
* (5) SS/SI: 雪/氷を形成する氷板の厚さ [m]
* (6) DS/DI: 雪/氷の無次元化密度
* (7) ZB: 雪/氷境界の位置 [m]
* (8) AB: 境界面の反射率
* (9) IS: FLAG FOR SURFACE CONDITION (1:SNOW, 0:ICE)
* COPYRIGHT H. OHNO DEC. 8.1992
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,K,O-Z)
SAVE
PARAMETER (NOB=28)
DIMENSION W(NOB), KW(NOB), RF(NOB), KS(NOB), KI(NOB)
DIMENSION C11(NOB), C12(NOB), C21(NOB), C22(NOB), C31(NOB), C32(NOB)

DATA (W(I),I=1,NOB)
  / .0088,.0111,.0132,.0152,.0083,.0092,.0223,.0263,.0286,.0296,
  / .0292,.0865,.0993,.0768,.0530,.0889,.0694,.0547,.0441,.0362,
  / .0547,.0362,.0246,.0176,.0268,.0128,.0120,.0046
DATA (KW(I),I=1,NOB)
  / .1792,.1435,.1352,.1135,.0988,.0896,.0769,.0608,.0430,.0414,
  / .0456,.0574,.0769,.1908,.3705,.9835,2.705,7.963,25.97,25.02,
  / 127.6,4942,1227,3100,1134,36171,67049,81263
DATA (RF(I),I=1,NOB)
  / .0200,.0196,.0195,.0189,.0188,.0187,.0188,.0187,.0185,.0184,
  / .0183,.0182,.0180,.0178,.0177,.0176,.0174,.0172,.0170,.0169,
  / .0166,.0161,.0156,.0148,.0130,.0047,.0351,.0213
DATA ZS0,ZB0,PS0,PI0,SS0,SI0,DS0,DI0 / -1,-1,-1,-1,-1,-1,-1,-1 /

SD = ZB-ZS

DO 10 I = 1, NOB
  ES = DEXP( -(KW(I)+PS)*DS*SS )
  RS = RF(I) + (RF(I)*((1-RF(I))*ES)**2)/(1-(RF(I)*ES)**2)
  TS = ((1-RF(I))*2*ES)/(1-(RF(I)*ES)**2)
  KS(I) = DSQRT( (1-TS)**2 - RS**2 )/SS

  EI = DEXP( -(KW(I)+PI)*DI*SI )
  RI = RF(I) + (RF(I)*((1-RF(I))*EI)**2)/(1-(RF(I)*EI)**2)
  TI = ((1-RF(I))*2*EI)/(1-(RF(I)*EI)**2)
  KI(I) = DSQRT( (1-TI)**2 - RI**2 )/SI

  AB = (1-TI-KI(I)*SI)/RI
  HIK = (1-TS-KS(I)*SS)/RS
  TAS = (1-TS-KS(I)*SS)/RS
  DET = DEXP(-KS(I)*SD) / ( TAS-AB-(HIK-AB)*DEXP(-2*KS(I)*SD) )
  DEO = 1 / ( TAS-AB-(HIK-AB)*DEXP(-2*KS(I)*SD) )
  DEI = DEXP(-KS(I)*SD) / ( TAS-AB-(HIK-AB)*DEXP(-2*KS(I)*SD) )

```







```

* DIFFERENTIATED WATER VAPOR PRESSURE [hPa]
* VARIABLE
* (1) T: WATER TEMPERATURE [K]
* COPYRIGHT H. OHNO DEC. 8 1992
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
PARAMETER (BW1=4.43994807D-1, BW2=2.85899617D-2, BW3=7.94469942D-4)
PARAMETER (BW4=1.21487375D-5, BW5=1.03456665D-7, BW6=3.54662108D-10)
PARAMETER (BW7=6.90147330D-13)
PARAMETER (BI1=5.03214671D-1, BI2=3.77082927D-2, BI3=1.26471345D-3)
PARAMETER (BI4=2.46483786D-5, BI5=2.98694887D-7, BI6=2.15398512D-9)
PARAMETER (BI7=7.20715829D-12)
TC = T - 273.15D0
IF (TC .GE. 0.0D0) THEN
  VPSD=BW1+BW2*TC+BW3*TC**2+BW4*TC**3+BW5*TC**4+BW6*TC**5+BW7*TC**6
ELSE
  VPSD=BI1+BI2*TC+BI3*TC**2+BI4*TC**3+BI5*TC**4+BI6*TC**5+BI7*TC**6
END IF
RETURN
END

C
C
C
C
DOUBLE PRECISION FUNCTION ZE(RR, Z0)
C  湿度粗度を与える
*****
* GENERATE UNIVERSAL FUNCTION OF MOMENTUM TRANSFER [m]
* DEFINED BY ANDREAS (1987)
* VARIABLES
* (1) RR: ROUGHNESS REYNOLDS NUMBER [ ]
* (2) Z0: ROUGHNESS LENGTH FOR MOMENTUM [m]
* COPYRIGHT H. OHNO DEC. 8 1992
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
IF (RR .LT. 0.135D0)
  ZE=Z0*DEXP(1.61D0)
IF (0.135D0 .LE. RR .AND. RR .LE. 2.5D0)
  ZE=Z0*DEXP(0.351D0-0.628D0*DLOG(RR))
IF (2.5D0 .LT. RR)
  ZE=Z0*DEXP(0.396D0-0.512D0*DLOG(RR)-0.180D0*DLOG(RR)**2)
RETURN
END

C
C
C
C
DOUBLE PRECISION FUNCTION ZT(RR, Z0)
C  湿度粗度を与える
*****
* GENERATE UNIVERSAL FUNCTION OF MOMENTUM TRANSFER [m]
* DEFINED BY ANDREAS (1987)
* VARIABLES
* (1) RR: ROUGHNESS REYNOLDS NUMBER [ ]
* (2) Z0: ROUGHNESS LENGTH FOR MOMENTUM [m]
* COPYRIGHT H. OHNO DEC. 8 1992
*****
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H, O-Z)
IF (RR .LT. 0.135D0)
  ZT=Z0*DEXP(1.25D0)
IF (0.135D0 .LE. RR .AND. RR .LE. 2.5D0)
  ZT=Z0*DEXP(0.149D0-0.550D0*DLOG(RR))
IF (2.5D0 .LT. RR)
  ZT=Z0*DEXP(0.317D0-0.565D0*DLOG(RR)-0.183D0*DLOG(RR)**2)
RETURN
END

```



# 副論文

## 目 録

1. The influence of the humidity on the ablation of the continental type glaciers.  
Ohno, H., T. Ohata and K. Higuchi  
Annals of Glaciology, 16, 107-114. (1992)  
(大陸性氷河の消耗に湿度が与える影響)
2. 厚い雪氷体のための熱輸送モデル  
大野宏之  
雪氷, 56巻, 3号. (1994年 9月 掲載予定)
3. 大陸性氷河の通年蒸発量  
大野宏之、大畑哲夫  
雪氷, 56巻, 4号. (1994年 12月 掲載予定)



# 参考論文

## 目 録

1. Basic meteorological elements in boundary layer on Glacier No.1, Tianshan in melting and non-melting season.  
Ohno, H.  
Annual Report on the Work at Tianshan Glaciological Station, 7, 23-44. (1988)  
(天山1号氷河の融解期と非融解期における接地気象要素)
2. An approach to estimate annual evaporation amount on "continental type" glaciers, (Preliminary Report).  
Ohno, H.  
Annual Report on the Work at Tianshan Glaciological Station, 8, 24-36. (1989)  
(「大陸性」氷河の通年蒸発量の推定について(予察))
3. Glaciological Studies on Qingzang Plateau, 1989 Part 2. Glaciology and Geomorphology.  
Ageta, Y., T. Yao, K. Jiao, J. Pu, W. Shao, S. Iwata, H. Ohno and T. Furukawa  
Bulletin of Glacier Research, 9, 27-32. (1991)  
(チベット高原における氷河調査 1989、第2部 氷河学及び地形学)
4. Glaciological studies on Qingzang Plateau, 1989 Part 3. Meteorology and Hydrology.  
Ohata, T., T. Yasunari, T. Ohta, H. Ohno, Z. Cao, L. ding and Y. Zhang  
Bulletin of Glacier Research, 9, 33-49. (1991)  
(チベット高原における氷河調査 1989、第3部 気象学及び水文学)



