

時間-空間スペクトル法による エネルギー平衡気候モデル

岩嶋 樹也・畑澤 宏善・山元龍三郎

ENERGY-BALANCE CLIMATE MODEL BASED ON A TIME-SPACE SPECTRAL METHOD

By *Tatsuya IWASHIMA, Hiroyoshi HATAZAWA and
Ryozauro YAMAMOTO*

Synopsis

By using a globally or zonally averaged (so-called 0-dimensional or 1-dimensional) energy balance climate model based on a time-space spectral method, we examine effects of periodic forcing due to the change of incoming solar radiation to the multiplicity of the model solutions.

In the 0- and 1-dimensional models for the forcing with such a period larger than 10⁸ years, we can obtain a middle solution besides the high and low extreme solutions continuing from the solutions for constant forcing models.

In the above model an albedo-temperature feedback process is taken into consideration, and the effect of the lag-time between albedo and temperature to the solution is examined: A time-delay of the albedo affects the multiplicity of the solution so that the above-mentioned middle solution exists only in the range of strong periodic forcing.

1. 序

種々の気候要素時系列データから、長年の平均値が、ある時期に唐突な変化をしていることを見出し、これを「気候ジャンプ」と命名して、さらに詳細な解析を進めている¹⁾²⁾。他の研究者による世界各地の種々の気候要素に対する幾つかの断片的な研究結果を考慮すると、「気候ジャンプ」は局地的な現象ではなく、全球的な大気大循環の変動に伴うものと推論される。これが Lorenz³⁾ のいう準自律的 (almost intransitive) な気候システムの遷移を示すものかどうか検討を進めている。一方、大気大循環の低次モデルによって、季節変化に相当する適当な大きさの周期的強制がある場合にも多重解が存在し得ること、そして周期強制の大きさの僅かの違いによって解が大きく異なることが示された (Iwashima and Yamamoto⁴⁾)。

上記のように「気候ジャンプ」が準自律的の遷移によると結論するには、外部要因によって強制されたものではないことを確認しなければならない。幾つかの外部要因の変化を考慮した結果、火山噴火によって直達日射量が変動することが引金作用となって、非線形システムの安定多重解間遷移として「気候ジャンプ」が出現すると推測した (山元・岩嶋・サンガ・星合⁵⁾⁶⁾)。ここでは、上記の大気大循環モデルとは異なった非線形過程を持った簡単な熱エネルギー平衡モデルで、多重解の存在を検討する。すなわち、「気候システム」変動の主要な外部要因の一つと考えられる太陽放射の入射量 (あるいは太陽定数) が周期的に変動する場合に安定な多重解が存在するかどうかについて調べる。この熱エネルギー平衡モデルでは、アルベード・気温

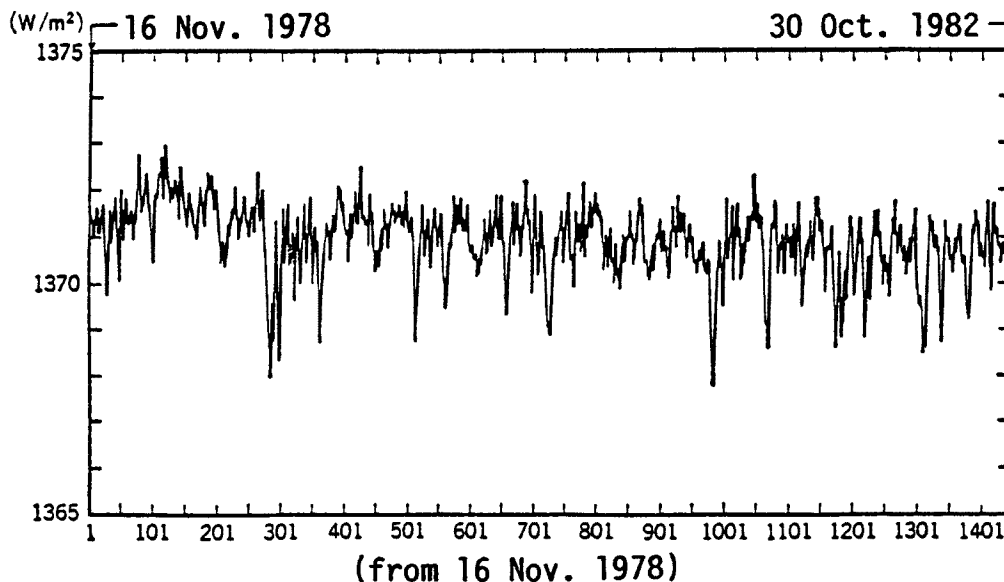


Fig. 1 Solar constant observed directly from Nimbus-7 satellite (adapted from Yamamoto¹²⁾). The abscissa denotes the day counted from 11 November 1978.

のフィードバック非線形過程を持った大気全体に対する平均気温について考える。全球平均（気温が時間のみの関数となる0次元）モデルと、東西平均（気温が緯度・時間の関数となる1次元）モデルを、大気大循環低次モデルで使用した時間・空間スペクトル展開方式によって作成する（Iwashima and Yamamoto⁴⁾）。基本時間スペクトル成分のみに関する解を求めるが、時間に関する格子点—スペクトル変換法を用いた。

太陽定数の変化についての信頼できる観測は、1978年から開始されたばかりであり、長期にわたる周期的変化の検討はできない。Fig. 1 から知られるように短期間でもかなり大きく変動しているようである。このような変動が仮に白色ノイズのようなものであるとして、その中の幾つかの周期的変動がどのような影響を与えるのか、（ミランコビッチ説で知られる2万年、4万年、10万年といった長周期変化や年の桁まで取り上げて）熱エネルギー平衡モデルで検討する。

2. モデル

2.1 基本モデル

ここで用いる基本モデルの支配方程式は、次の2つである。まず0次元モデルは

$$C \frac{d\bar{T}}{dt} = Q_0 S (1 - \alpha) - \sigma \varepsilon \bar{T}^4$$

\bar{T} は地球大気系の平均気温、 C は熱容量 Q_0 は太陽からの平均放射量（=太陽定数 $\times 1/4$ ）、 S は太陽放射の変動を示す。 α は惑星アルベド、 σ は Stefan-Boltzmann の定数 ε は放射率 (emissivity) である。

この中で、 α 、 ε のパラメタリゼーションは Sellers⁷⁾ に準じ、下記のように平均気温 \bar{T} の関数とする：

$$\alpha(\bar{T}) = \begin{cases} \bar{b} - 0.009\bar{T} & (\bar{T} < 283.16 \text{ K}) \\ \bar{b} - 0.009 \times 283.16 & (\bar{T} > 283.16 \text{ K}) \end{cases}$$

$$\text{ただし } 0.25 \leq \alpha \leq 0.85, \bar{b} = 2.79844$$

$$\varepsilon(\bar{T}) = 1 - 0.50 \tanh(1.9 \times 10^{-15} \bar{T}^6)$$

さらに周期的強制を与えるため

$$S = \sum_{k=0}^1 (a_k \cos 2\pi kt + b_k \sin 2\pi kt)$$

としており、 \bar{T} は時間スペクトルに展開して

$$\bar{T} = \sum_{k=0}^1 (c_k \cos 2\pi kt + d_k \sin 2\pi kt)$$

としている。

次に、**1次元モデル**では時間 (t) と緯度 (φ) を独立変数として、

$$C(\varphi) \frac{\partial T(\varphi, t)}{\partial t} = Q_0 S(\varphi, t) \{1 - \alpha(\varphi, t)\} - \sigma \varepsilon(T) T^4 - D \nabla^2 T$$

$C(\varphi)$ は緯度ごとの熱容量を示しておりその値は海陸分布に大きく影響される。海水は大きな熱容量をもつが、陸地の熱容量は小さい。ここでは実際の地球の地形より緯度ごとの海陸の比率をとり出した **Fig. 2** のような仮想的な海陸分布を考え、これから求めた $C(\varphi)$ を用いる。

$S(\varphi, t)$ は太陽放射の周期的強制及び緯度分布を与える係数で、

$$S(\varphi, t) = \sum_{l=0}^2 \sum_{k=0}^1 (a_{lk} \cos 2\pi kt + b_{lk} \sin 2\pi kt) P_l(\sin \varphi)$$

と表わされる。

α, ε のパラメタリゼーションは0次元モデルと共通であるが、 α を緯度の関数とするため \bar{b} を $b(\varphi)$ で置きかえる。 $b(\varphi)$ の値は Sellers からの引用で、先の $C(\varphi)$ と共に **Table 1** に示した。

右辺の第3項は、各緯度間の熱輸送を表わす項で D は拡散係数である。ここでは、 $D = 0.65 \text{ W/m}^2$ を用いる。 T は時間空間スペクトルに展開され

$$T(\varphi, t) = \sum_{l=0}^2 \sum_{k=0}^1 (c_{lk} \cos 2\pi kt + d_{lk} \sin 2\pi kt) P_l(\sin \varphi)$$

で表わされる。

Table 1 Values of the parameters $C(\varphi)$ and $b(\varphi)$ for every 10° latitude band with half longitudinal band width of the model land as is shown in Fig. 2

Lat.	Long.	$C(\varphi)$	$b(\varphi)$
85°N	0	7.28	2.92
75°N	38	5.80	2.93
65°N	105	3.18	2.88
55°N	114	2.83	2.89
45°N	95	3.57	2.91
35°N	70	4.55	2.87
25°N	61	4.90	2.83
15°N	53	5.21	2.81
5°N	41	5.68	2.81
5°S	33	5.99	2.80
15°S	38	5.80	2.80
25°S	41	5.68	2.81
35°S	22	6.42	2.86
45°S	0	7.28	2.92
55°S	0	7.28	2.92
65°S	35	5.92	2.99
75°S	112	2.91	2.99
85°S	170	0.64	2.90

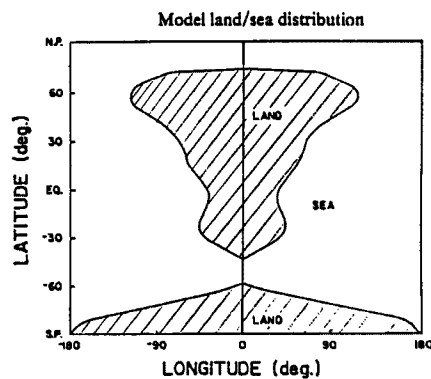


Fig. 2 Model land/sea distribution

以上の0次元及び1次元モデルを改訂マルカート (Levenberg-Marquardt-Morrison) 法と連続変形法の数値解法を用いて解く。

2.2 アルベード変化の時間的遅れの効果

氷期, 間氷期のような長い時間スケールで考える場合には氷床等によるアルベードの変化の温度に対する時間的な遅れが考えられる。Sellers⁷⁾ のパラメタリゼーションでは, アルベードをその時点の温度により決定したが, アルベードを変化させる大陸氷床等の消長にはかなりの時間がかかり, アルベードはその時点よりも前の温度に, より大きく影響されると思われる。また, 年変化においても1カ月程度のずれがある (Robock⁸⁾) といわれている。

ここでは, Bhattacharya *et al.*⁹⁾ に準じて次のような T^* を用いてアルベードを決定する。

$$T^*(t) = \int_0^{\infty} W(s)T(t-s)ds$$

$$W(s) = \delta(\tau-s)$$

ここで τ は遅れの時間的大きさを表わしている。

2.3 雲のアルベードに対する影響

アルベード・気温のフィードバックをパラメータ化する場合, Sellers のモデルでは主として気温による氷雪等の消長をとりあげ, その他の要因の変化については無視していた。その中で, 雲のアルベードに対する影響は特に重要と考えられている。

ここでは, Fig. 3 のようにこの影響を気温でパラメータ化した関係を用いた。これは Bhattacharya *et al.*⁹⁾ の方法に従っている。 $T < 272\text{K}$ の部分は, Sellers⁷⁾ によるパラメタリゼーションと基本的に同じで, 気温の上昇により雪や氷が減少しアルベードが小さくなることを表すが, $T = 280\text{K}$ に頂点をもつ突起部分は, 新しく付け加えられたもので, 氷床の境界付近では温度勾配が大きくなり, 傾圧的活動が強まって雲量が増え, アルベードが大きくなるという過程を想定している。

なおこの場合は, 緯度による変化を考えずに, Fig. 3 の関係をすべての緯度に適用する。また放射率 (ϵ) についても Bhattacharya *et al.* に従って多少変更し, 次のようにする。

$$\epsilon(T) = 1 - 0.53 \tanh(1.415 \times 10^{-15} T^6)$$

3. 結 果

3.1 基本モデル結果

まずはじめに強制項が一定の場合の0次元及び1次元モデルの結果を Figs. 4a, b に示す。定常強制モデルについては, これまでも多くの研究により調べられているが, ここでは0次元モデルについて3通りのパラメタリゼーションの結果を比較してみた。グラフの横軸は太陽放射が現状の何倍になるかを表わしており, それに対する安定解が実線で, 不安定解は破線で示されている。

今回基本的なモデルとして採用した Sellers⁷⁾ のパラメタリゼーションに対して, Fraedrich¹⁰⁾ や Faegre¹¹⁾ は α, ϵ のパラメタリゼーションを変えているが, 結果は定性的には同様なものとなった。すなわち,

(i) $Q/Q_0 = 1$ (現状の太陽放射) に対して3重解を持つ。このうち現在の気候に近い高温な解と, 地球全体が氷で覆われた状態を表わす低温な解とは安定であり, その中間にある解は不安定である。

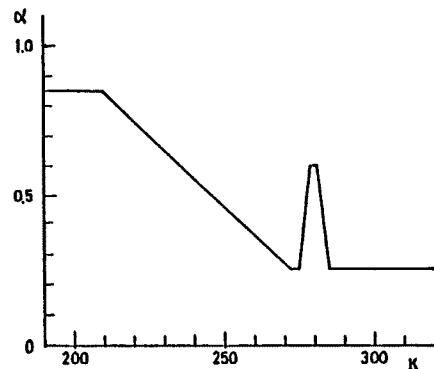


Fig. 3 Hypothetical shape of albedo dependence on temperature, where cloud effects on albedo are taken into consideration.

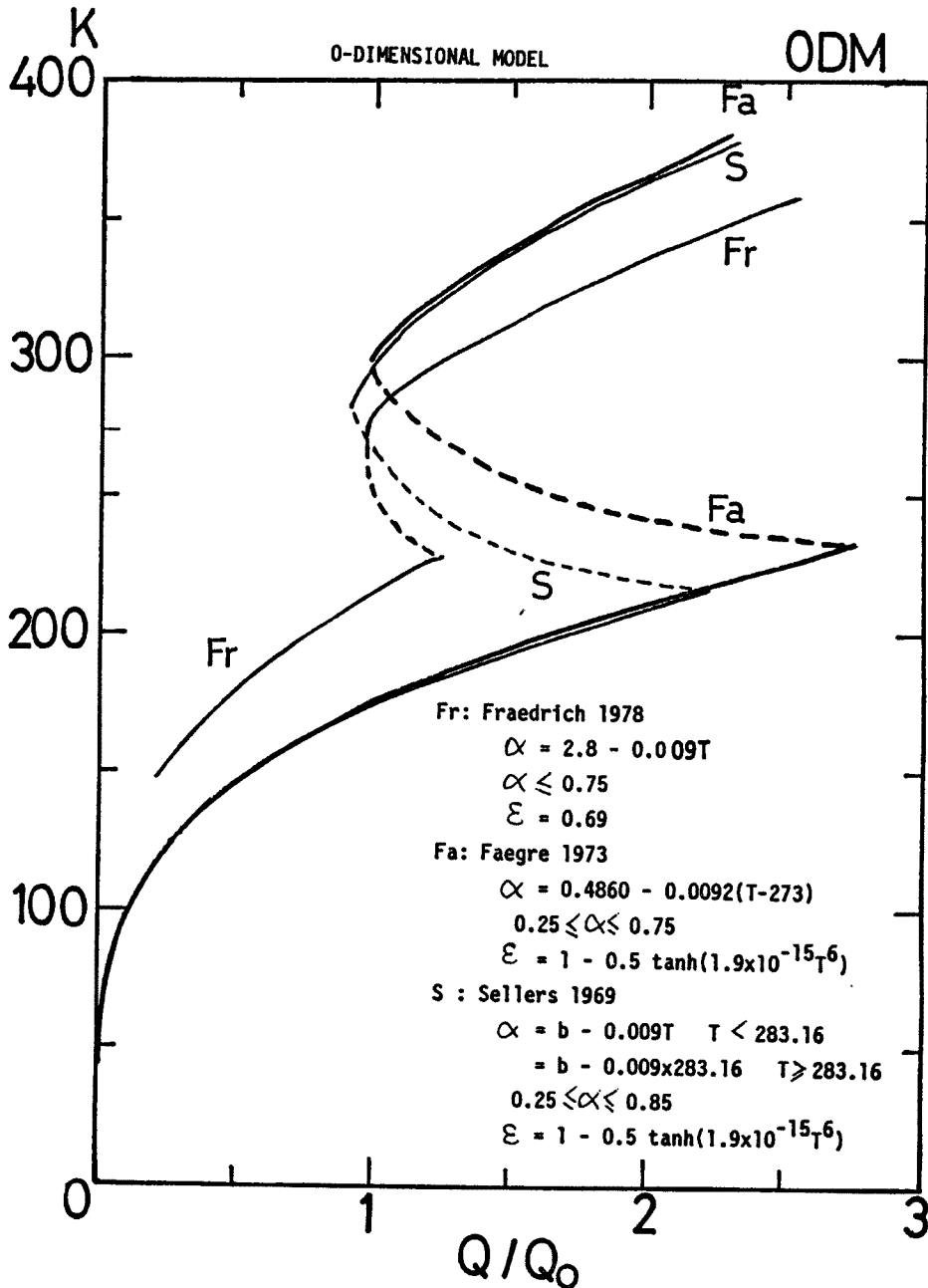


Fig. 4 Solutions for constant forcing:
 (a) 0-dimensional model results

(ii) 太陽放射が現状よりも小さくなっていくと、すぐに高温な安定解はなくなり、低温な安定解のみになってしまう。

1次元モデルの場合でもこれと全く同様の結果が得られた。Fig. 4bはC(熱容量)及びb(α の定数部分)が緯度方向に変化のある場合である。緯度方向に変化しない場合と比較すると高温域において両者の間に差がみられた。それは緯度による変化のためというよりはむしろ、 $b(\varphi)$ の値が全体的に2.8よりも大きいために(Table 1参照)アルベードが大きくなり、その結果気温がやや低くなったためである。

これに対して、太陽放射を周期的強制として与えた場合の解を示したのが **Figs. 5, 6** である。ここでは、太陽放射の平均値は現在の値と同じになるようにし、その振幅の大きさが平均値に対する比として横軸に示されている。実線、破線の意味は前述した定常強制モデルの場合と同じである。ここで、0次元モデルでは解の時間平均値を、1次元モデルでは時間空間平均値を表わしている。

Fig. 5 は0次元モデルの解で、強制周期が10000年、1000年、100年の3つの場合についての結果である。ここで $\tilde{Q}/Q_0=0$ (強制項が周期変化しない) のときの3つの解(およそ298K, 267K, 173K)は、前述した定常強制モデルで $\bar{Q}/Q_0=1$ (現状の太陽放射) の場合の3重解に対応している。また周期的強制モデルで最も特徴的なことは、強制項の振幅がある程度大きくなると、高温と低温の2つの安定解の中間、220K付近にもう一つ安定な解が得られることである。**Fig. 5** の3つを比べてわかるように、強制の周期が長い場合にはその振幅が小さくても中間の安定解は存在するが、周期が短くなった場合には振幅がかなり大きくなるのみこの安定解が存在する。

次に周期的強制のある場合の1次元モデルについての結果を示したのが **Fig. 6** である。定性的な点に注目すれば、ここでも0次元モデルと同様の性質を持っていることがわかる。しかし形としては、0次元の場合よりもややなめらかになっている。また、中間の安定解は1次元モデルの場合でも、周期100年以上では存在しており、やはり周期が短くなるにつれて振幅が (\tilde{Q}/Q_0) の大きい方へ移っている。

この1次元モデルで、周期10000年の場合、 \tilde{Q}/Q_0 が小さいときに3つの安定解が存在している。**Fig. 7** はそれを詳しく調べたもので、 $\tilde{Q}/Q_0=0.05$ における安定解A, B, C (**Fig. 7a**) の時間緯度断面図(**Fig. 7b**) 及び時間平均温度の緯度分布図 (**Fig. 7c**) である。

まず **Fig. 7b** は単位が摂氏温度 ($^{\circ}\text{C}$) で20度ごとに等温線が描かれており、負域の等温線は破線で示されている。A, B, Cの3つについて時間方向の変化を比較するとBの時間変化が最も大きい。これは0次元モデルの場合でも同様で、中間の安定解では時間変化が非常に大きくなっている。さらにBの中でも極付近と赤道付近では時間変化の大きさが異なり、赤道付近では氷のとける時期と凍結する時期とがあるが、極付近では常に凍結しており、時間変化も赤道付近に比べれば小さくなっている。

次に **Fig. 7c** 時間平均温度について南北温度差を比べると、解Aが最も大きく、次いでB, Cの順になっている。解Aでは約80K, 解Cでは約20K程度である。さらに細かく見ると、解Cはほぼ南北対称なのに対してA, Bは南極よりも北極の方が10K近くも低温になるという非対称性を有している。強制は南北両半球に対して対称にしているのに、この非対称性の原因は緯度ごとに値を決めた $C(\varphi)$ あるいは $b(\varphi)$ にあるものと思われる。ところで、実際の地球の年平均温度の緯度分布(ただし周期は1年)では北極よりも南極の方が低温になるのであるが、それがモデルで再現されない理由として、陸地の高度を全く無視していること、熱容量 $C(\varphi)$ の分布を現状の海陸分布に基づいた定数としており例えば地表面が氷で覆われた場合の変化等を考慮していないこと、などが考えられる。

以上のことからA, B, Cの3つの解についての特徴を簡単にまとめると、Aは現在の温度状態に近い解であるが、極赤道間温度差が非常に大きい。Bは、時間変化が著しく大きい。Cは全球が全く氷に覆われており変化が小さい。

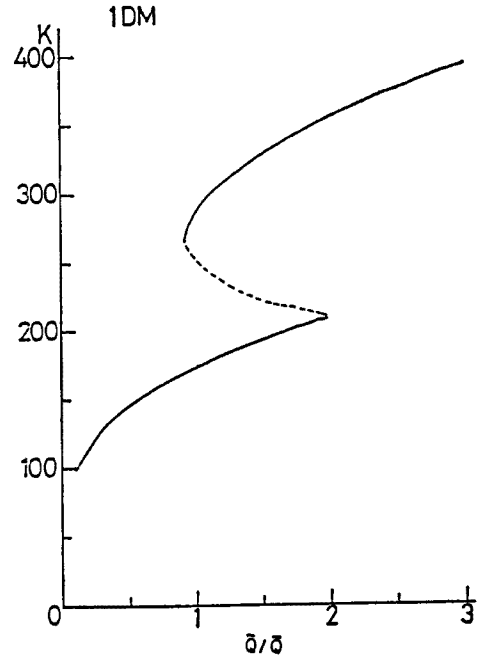


Fig. 4 (b) 1-dimensional model results.

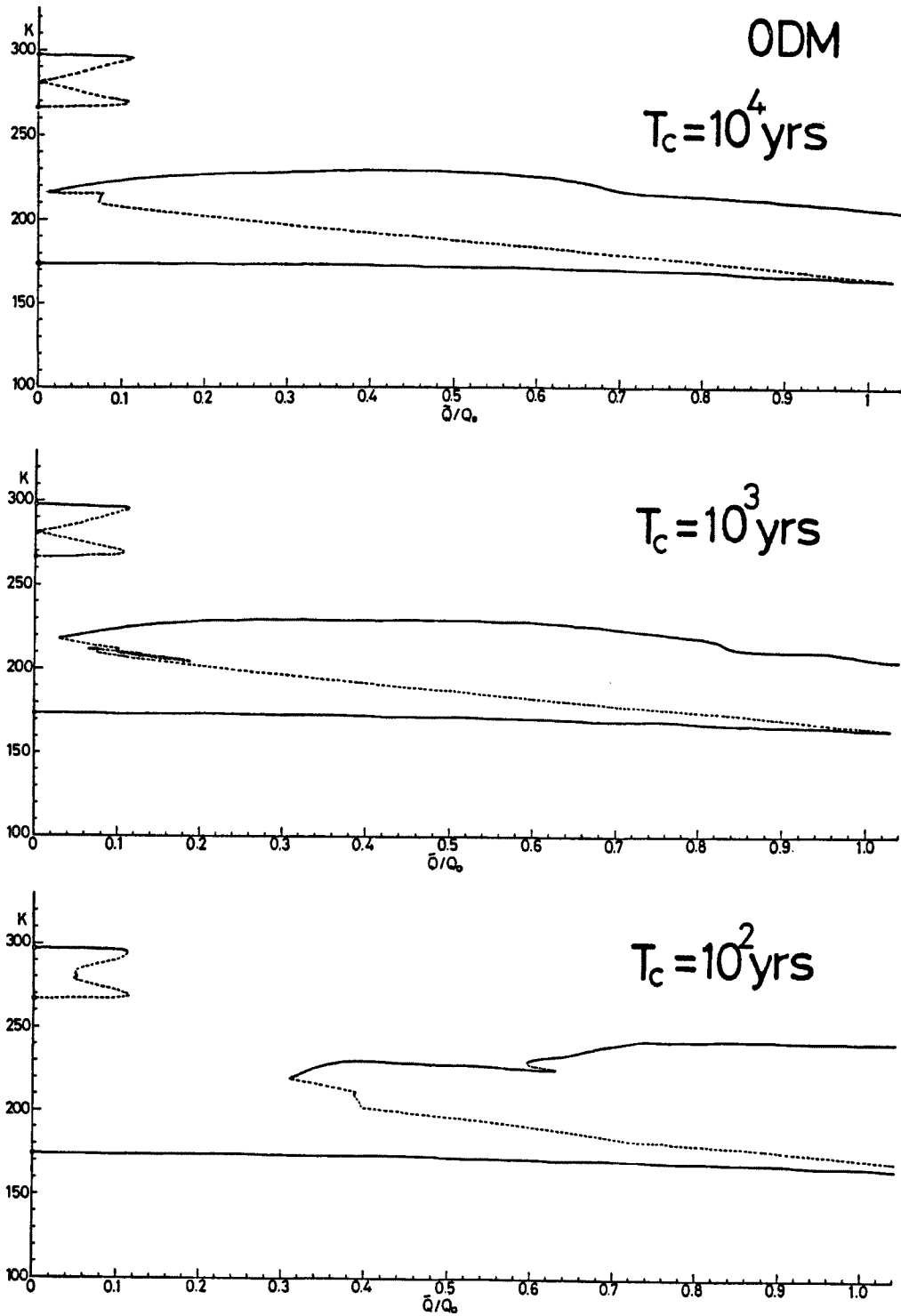


Fig. 5 Solutions for periodic forcing in 0-dimensional model.

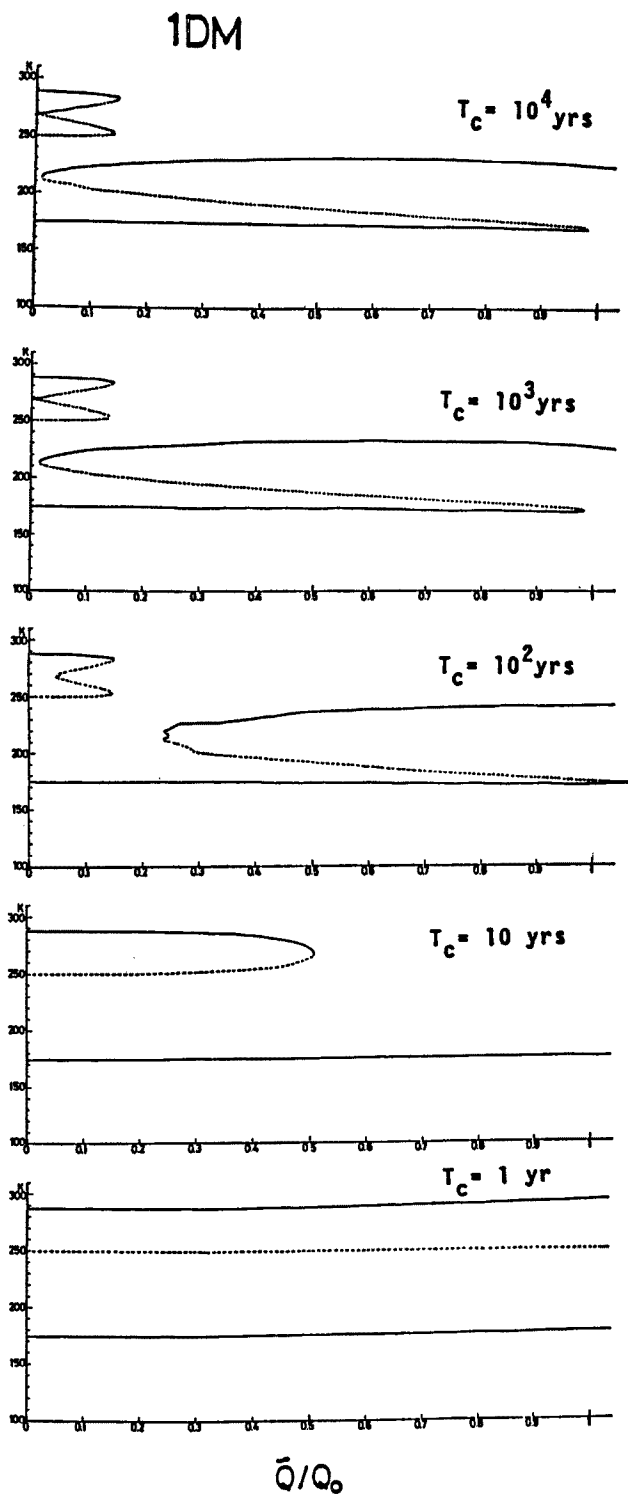


Fig. 6 Solutions for periodic forcing in 1-dimensional model.

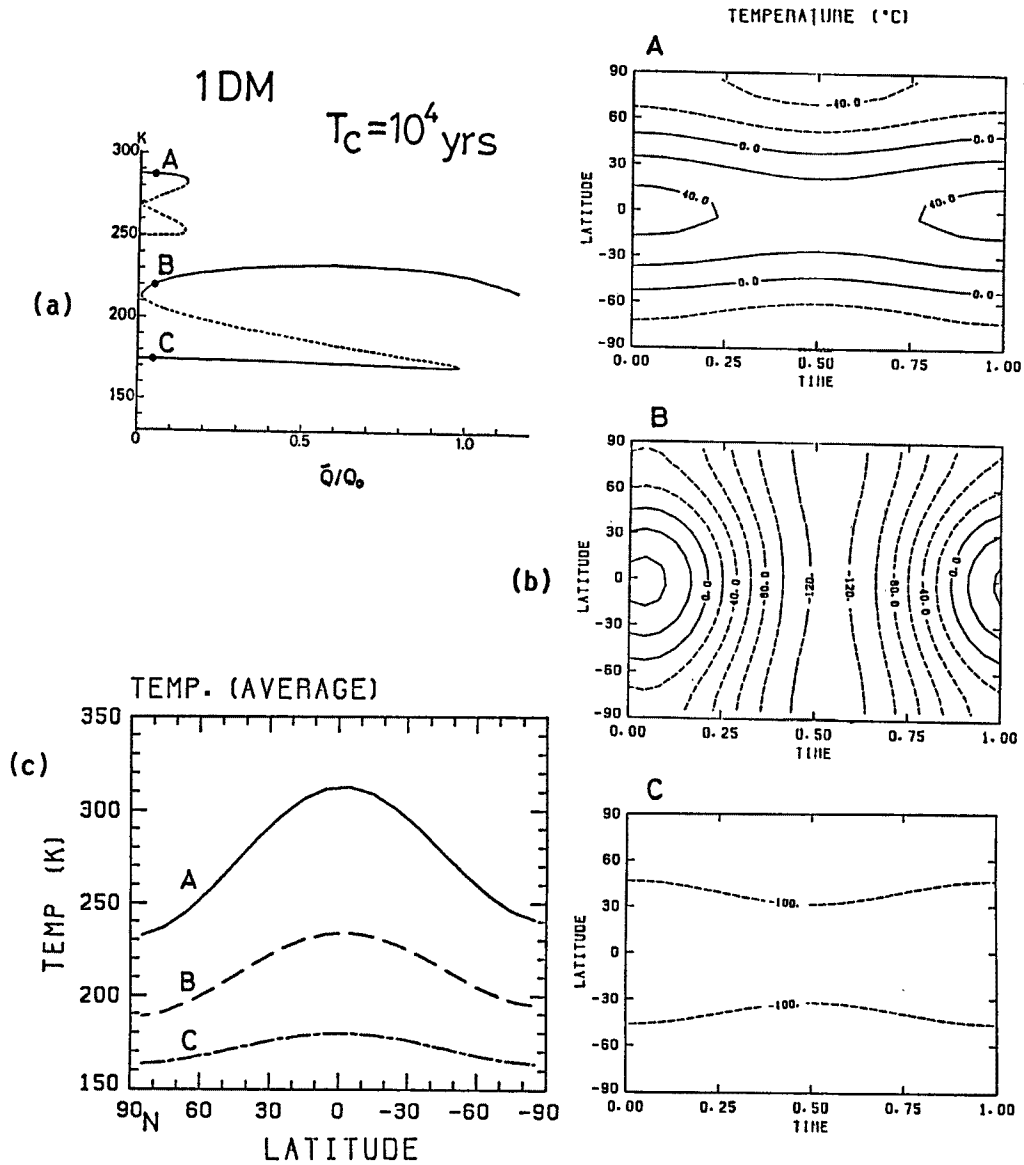


Fig. 7. Solutions for periodic forcing in 1-dimensional model.
 (a) The stable solutions A, B and C for 10^4 year periodic forcing,
 (b) Time-latitude section of the solutions A, B and C,
 (c) Meridional distribution of the constant part of the solutions A, B and C.

3.2 アルベード変化の時間的遅れの効果

次にアルベードのパラメタリゼーションにおいて、温度の変化とアルベードの変化との間に時間的ずれ(位相差)がある場合についての結果を示す, Fig. 8 で PL は位相差 (Phase Lag) を表わし, 単位は度 (degree) である。解の安定・不安定はこれまで同様に実線, 破線で区別される。

Fig. 8 は周期10000年の場合の0次元及び1次元モデルで位相差 0° , 30° , 45° , 90° のそれぞれについての結果である。基本的には0次元モデルでも1次元モデルでも位相差に対して同じような応答を示している

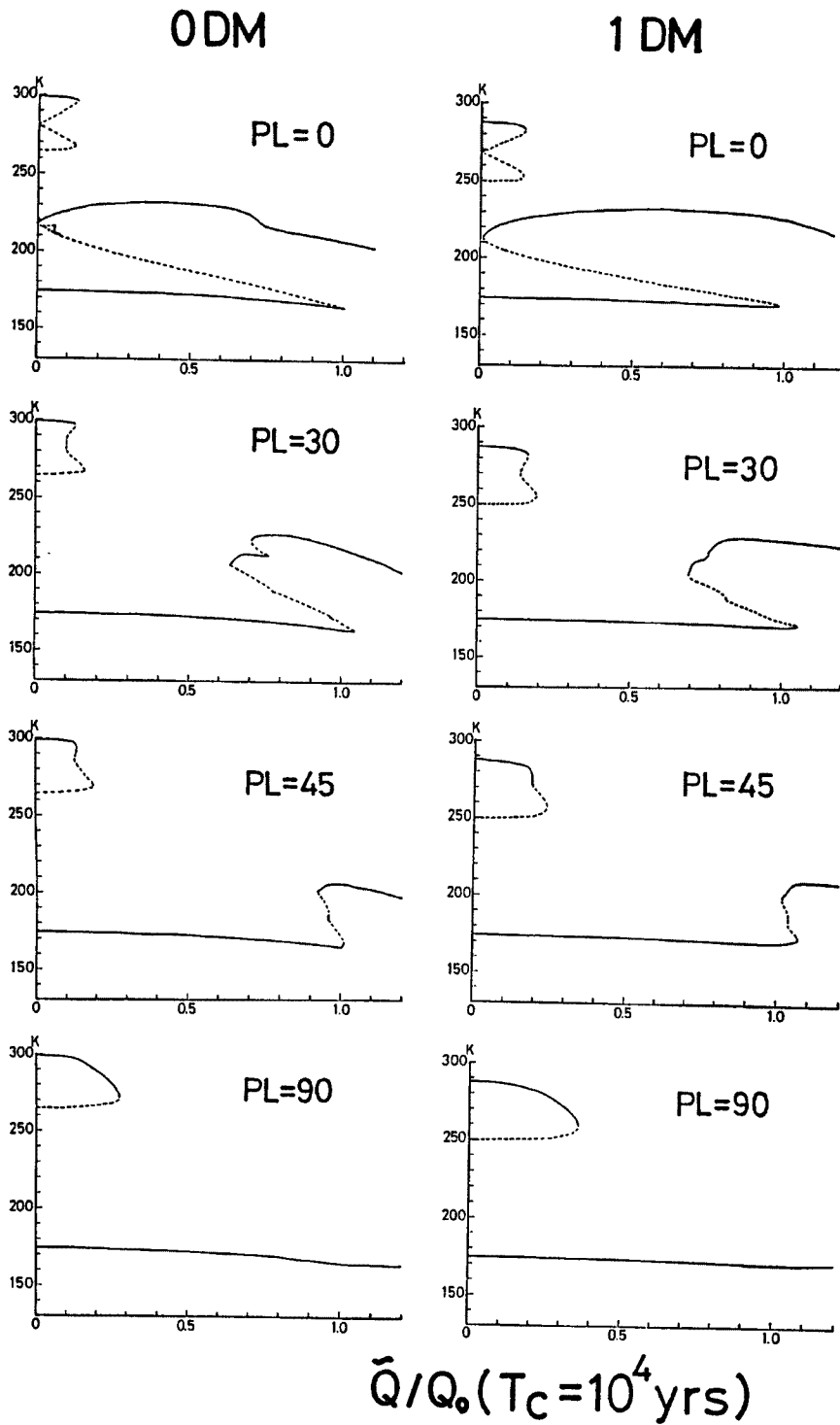


Fig. 8 Constant part of the solutions for 1-dimensional model, where the time lag between albedo and temperature is taken into consideration.

ことがわかる。つまり位相差による変化が特に大きいのは中間の安定解であり、位相差が大きくなるに従っ

$$1DM \quad (T_c = 10^4 \text{ yrs}, \tilde{Q}/Q_0 = 0.05)$$

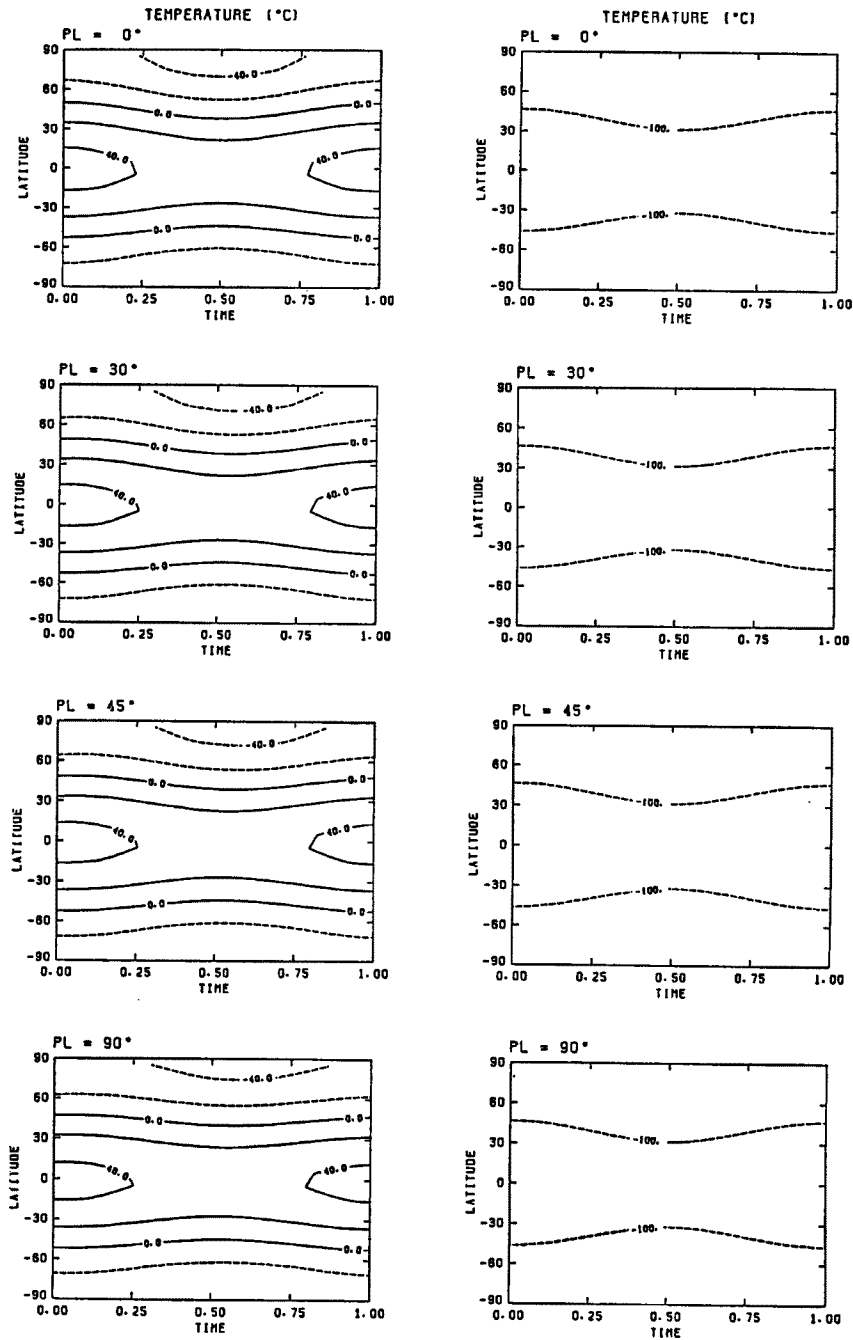


Fig. 9. Latitude-time section of the stable solution with the phase lag of albedo-temperature feedback, corresponding to the solutions A and C in Fig. 7.

て強制項の振幅の大きい領域へと移る。

これに対して、高温及び低温の安定解に対するこの位相差の影響を調べたのが **Fig. 9** である。**Fig. 9** では、周期10000年の1次元モデルにおいて $\tilde{Q}/Q_0=0.05$ の周期的強制を与えたとき、**Fig. 7** の a 及び c に相当する安定解が、アルベードの時間変化に位相差のある場合どのように振舞うかを時間緯度断面図によって示している。結果は、高温側の解(図の左の列)においては多少の変化が見られた。特に北極地方の最も寒冷になる時期が位相差の導入によりずれていることがわかる。一方で低温側の解(図の右の列)においては変化は全く見られない。これは気温がとても低く時間変化も小さいために、全期間全球が凍結してアルベードが変化しないためである。

このように時間変化の比較的小さい高温及び低温の2つの安定解は、アルベードの温度に対する位相差にはあまり影響されない。

3.3 雲のアルベードに対する影響

最後に、雲のアルベードに対する影響を、**Fig. 3** に示したパラメタゼーションを採り入れた場合の結果を **Fig. 10** に示す。この図は、1次元モデルを使った場合の解を示している。先に示したような Sellers 型のパラメタゼーションを使った場合の解(**Fig. 4** 参照)に比べると多重解の存在する領域にかなり複雑な出入りがある。ここで $\bar{Q}/Q_0=1$ という現在の太陽放射に相当する解を調べてみると7重解が存在する。その温度は高い方から順に288.5, 283.6, 283.4, 264.5, 260.9, 230.8, 173.8Kとなっている。このうち

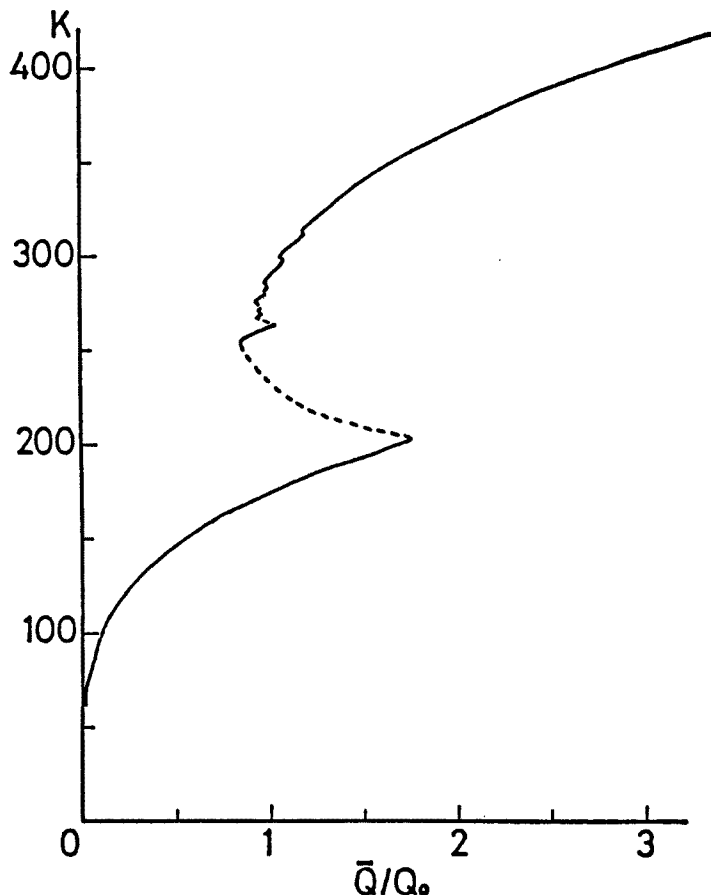


Fig. 10 The steady solutions for the constant forcing, when the effect of cloud on the albedo is taken into consideration.

安定解は1, 3, 5, 7番目, 残りは不安定解である。また, 1, 6, 7番目の解は Sellers 型のアルベードパラメタリゼーションを採用したときの3重解に相当しており, 4, 5番目の解は Fig. 3 のパラメタリゼーションの280K 付近の突起によるものと考えられる。2, 3番目の解については計算方法に依存する解なのか, あるいは物理的に意味のある解なのか明らかではない。

またこのような多重解の存在範囲の出入りの程度は, Fig. 3 の雲の影響を考慮したパラメタリゼーションにおける280K 付近の突起の高さに依存しており, この突起が小さくなれば, Fig. 10 の解における細かな出入りもなくなってくる。

ここでは, さらに周期強制項を加えた場合については求めていないが, 上の結果から, 現在の気温状態に近いところに大きく振動する安定解が得られるものと期待される。

4. 結 び

いわゆる熱エネルギー平衡モデルを使って, 太陽からの放射量の大きさ(太陽定数)が周期的に変動しているとして, その振幅が変化したときに多重解が出現するかどうかについて調べた。太陽定数が長期にわたって特定の周期的変動をしてきたことを示すデータはないので, ~1年から~10万年の幾つかの周期を取り上げて検討した。その結果以下のようなことが得られた:

- i) ~10² 年程度以下の割合短い周期においては, 従来の強制外力項一定の条件で得られる, 2つの高温・低温安定平衡解につながる解が得られる。これに対して, より長周期になると, 比較的小さい周期的外力に対しても, 中間の安定解が加わる。
- ii) さらに(氷の)アルベード変化の気温変化に対する時間的遅れを考慮した場合には, それが小さい場合にのみ, 上記の中間の安定解が得られる。しかし時間的遅れが大きくなれば, かなり大きな周期外力に対してのみ中間の安定解が得られる。

上記は, 氷のアルベード効果のみをパラメタライズしたものであり, 現在に近い高温状態に対する解と全球が氷で覆われた低温状態に対応する極端な解, および周期強制項の大きさによっては中間の大きな周期変動する解が得られた。この中間の解をただちに今までに出現してきたとされる氷期・間氷期の交替に対応させるには, その変化があまりに大きいことからして, かなりの無理がある。しかし, (Fig. 3 に示されたような)雲のアルベードに対する効果を考慮した場合には, 現状の気温に近い温度範囲に入る幾つかの多重解が得られる可能性があることが示された。現在のところ, このように雲のアルベード効果がパラメタライズされることを示す十分な観測的証拠はない。しかし雪氷より高い温度範囲で雲のアルベードに対する何らかの効果が存在し, またそれを第1近似的に表現しているものと考えて, さらに周期強制外力項の影響を検討することも重要であろう。今後これらを含めて, 海陸分布の東西方向の非対称性, 南北両半球の非対称性などの上記のような多重解に及ぼす影響について研究を進めたい。

謝 辞

計算には, 京都大学理学部附属気候変動実験施設の計算機システム (FACOM M340R) および京都大学大型計算機センターを使用した。

参 考 文 献

- 1) Yamamoto, R., T. Iwashima, Sanga, N.-K. and M. Hoshiai: Climatic jump; A Hypothesis in climatic diagnosis, J. Meteor. Soc. Japan, Vol. 63, 1985, pp. 1157-1160.
- 2) Yamamoto, R., T. Iwashima, Sanga, N.-K. and M. Hoshiai: An analysis of climatic jump, J. Meteor. Soc. Japan, Vol. 64, 1986, pp. 273-281.

- 3) Lorenz, E. N.: Nondeterministic theories of climatic change, *Quart. Res.*, Vol. 6, 1976, pp. 495-506.
- 4) Iwashima, T. and R. Yamamoto: Time-space spectral general circulation model I. Time-space spectral model of low-order barotropic system with periodic forcing, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 64, 1986, pp. 183-196.
- 5) 山元龍三郎・岩嶋樹也・サンガ　ンゴイエ　カザディ・星合誠：気候ジャンプ，京大防災研年報，第29号，B-1 1986，pp. 297-313.
- 6) 山元龍三郎・岩嶋樹也・サンガ　ンゴイエ　カザディ・星合誠：大気大循環における気候ジャンプ，京大防災研年報，第30号 B-1，1987，pp. 309-325.
- 7) Sellers, W.: A global climatic model based on the energy balance of the earth-atmosphere system, *J. Appl. Met.*, Vol. 8, 1969, pp. 392-400.
- 8) Robock, A.: The seasonal cycle of snow cover, sea ice and surface albedo, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 108, 1980, pp. 267-285.
- 9) Bhattacharya, K., M. Ghil, and I. L. Vulis: Internal variability of an energy-balance model with delayed albedo effects, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 39, 1982, pp. 1747-1773.
- 10) Fraedrich, K.: Structural and stochastic analyses of a zerodimensional climate system, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 104, 1978, pp. 461-474.
- 11) Faegre, A.: An intransitive model of the earth-atmosphere system, *J. Appl. Met.*, Vol. 11, 1972, pp. 4-6.
- 12) 山元龍三郎：気候の変動を診断する，*科学*，Vol. 54, 1984, pp. 76-83.