

## 海洋大循環の熱力学

下川信也\*・小澤久\*\*

### Thermodynamics of the Oceanic General Circulation

Shinya SHIMOKAWA\* and Hisashi OZAWA\*\*

*\*Disaster Prevention Research Group,  
National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention, Japan  
simokawa@bosai.go.jp*

*\*\*Institute for Global Change Research, Frontier Research System for Global Change, Japan  
ozawa@jamstec.go.jp*

#### Abstract

The mechanism of transitions among multiple steady states of thermohaline circulation is investigated from a thermodynamic viewpoint. For this purpose, a new quantitative method is developed to express the rate of entropy production for a large-scale open system and its surroundings by the transports of heat and matter. This method is independent of explicit expressions of small-scale dissipation processes, and is therefore applicable to general circulation models. Multiple steady states under the same set of boundary conditions are shown to exist in an oceanic general circulation model as a result of perturbing high-latitude salinity. The rate of entropy production is calculated during the transition among the multiple steady states by this new method. For transitions among southern sinkings, the transition tends to occur from a state with a lower rate of entropy production to a state with a higher rate of entropy production independent of the signs of the perturbations, but the transition in the inverse direction does not occur. These transitions can thus be said to be irreversible in the direction of the increase of the rate of entropy production. On the other hand, for transitions from northern sinking to southern sinking, the transition can occur to a state with a lower rate of entropy production. However, the decrease is found to be associated with a perfect collapse of the initial circulation as a result of a perturbation to the sinking region (an effective strong perturbation). All these results support the hypothesis that a nonlinear system, when perturbed, is likely to move to a state with maximum entropy production. It is suggested that the rate of entropy production represents global stability in nonlinear systems in general, including our climate system.

**Key words** : Non-equilibrium thermodynamics, Open dissipative system, Maximum entropy production, Multiple steady states, Deep water circulation

#### 1. はじめに

よく知られているように、海洋や大気の流れは乱流と考えることができる。その乱流の状態は、レイノルズ数という無次元数で規定される。しかし、現在のところ、高レイノルズ数の乱流の状態、すなわち、海洋や大気

状態を完全に予測することはできていない。例えば、天気予報も一週間程度ならば当たるが、いくらよい数値モデルを使っても、あるいは、いくら速いスーパーコンピュータを使っても、季節予報となるとなかなか当たらない。これは力学的方法、すなわち、Navier-Stokes 方程式

\*独立行政法人 防災科学技術研究所 総合防災研究部門

\*\*地球フロンティア研究システム 地球変動研究所

を数値積分する方法の限界を示している。本研究の動機は、海洋や大気のような乱流のふるまいを理解する新しいアプローチのひとつとして熱力学的方法を提案したいということにある。

海洋系は、熱フラックス、淡水フラックス（降雨と蒸発）、風応力及び潮汐を通して外系とつながっている開放散逸系と考えることができる（図1）。その開放散逸系では、系が平衡へと向う割合、すなわち、エントロピー生成率が重要となる（例えば、杉本, 1985）。開放散逸系の具体例としては、ベナール型対流、砂漠の風紋、地球などさまざまなレベルのものがある（図2）。例えば、地球は太陽（6,000 K）と宇宙（3 K）の非平衡によって作り出された開放散逸系と考えることができる。本研究の目的のひとつ目は、開放散逸系としての海洋系の熱力学の性質を調べることにある。

非平衡熱力学の分野では、その開放散逸系の安定性に関してエントロピー生成率最大の仮説が知られている（Sawada, 1981）。エントロピー生成率最大の仮説というのは、非平衡度及び非線形度の高い系においては、エントロピー生成率が最大となる状態で安定化するという仮説である。この仮説は、Maximum Entropy Production という意味で、MEP と呼ばれる。これは直感的には、非平衡系は、もともとより大きな環境の非平衡を解消しようとして発達するのであるから、その環境の非平衡を

より効率よく解消できる状態、すなわち、エントロピー生成率の高い状態に遷移していくであろうという主張である。これに対して、非平衡熱力学の分野では、エントロピー生成率最小の原理もまた知られている（Prigogine, 1955; Glansdorf & Prigogine, 1964）。しかし、この原理は、平衡・線形に近い領域（すなわち、熱伝導の領域）でのみ成り立つ原理であり、大気や海洋のような極めて非平衡度及び非線形度の高い系においては、前者、すなわち、エントロピー生成率最大の仮説が成立するものと考えられる。

非平衡系の発達の具体例として、例えば、流体を下から温め上から冷やすような場合を考える（図3）。温度差（環境の非平衡）が小さいときは、熱は熱伝導によって運ばれる。しかし、温度差が大きくなってくると、熱をより効率よく運ぶために熱対流（秩序構造）が発達する。熱対流がもともと熱をより効率よく運ぶために発達

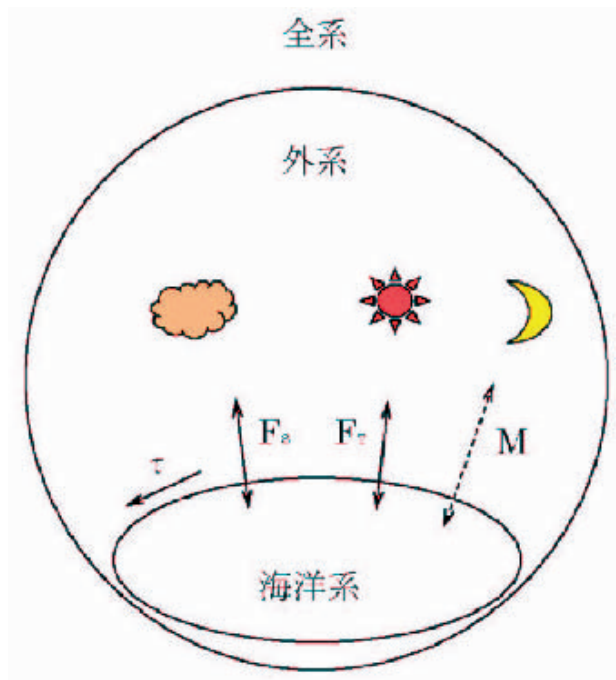


図1 開放散逸系としての海洋系。F<sub>r</sub>は熱フラックス、F<sub>s</sub>は淡水フラックス（降雨と蒸発）、Mは潮汐、τは風応力を表す。

Fig.1 Ocean system as an open dissipative system. F<sub>r</sub>, F<sub>s</sub>, M, and τ represent heat flux, fresh water flux (precipitation and evaporation), moon tide and wind stress, respectively.

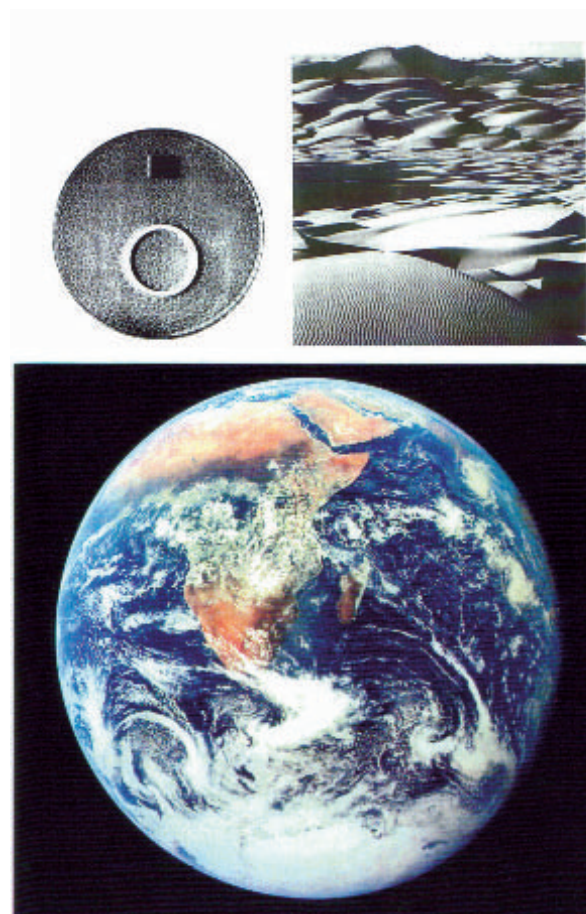


図2 開放散逸系の具体例（左上：ベナール対流（Velarde & Normand, 1980）、右上：砂漠の風紋（by W. Weidlich）、下：地球（Ahrens, 1994, available from <http://visibleearth.nasa.gov/> and <http://earthobservatory.nasa.gov/>））

Fig.2 Examples of open dissipative system (top left: Bénard convection (Velarde & Normand, 1980), top right: Wind-ripples on desert (by W. Weidlich), bottom: the Earth (Ahrens, 1994, available from <http://visibleearth.nasa.gov/> and <http://earthobservatory.nasa.gov/>)).

したのであるならば、その熱対流の構造は熱をさらに効率よく運ぶ方向に発達してゆくであろうと考えるのは合理的であると思われる。そして、熱をより効率よく運ぶ状態というのは環境の非平衡をより効率よく解消する状態であり、それはエントロピー生成率がより大きい状態となる。ここでは、境界温度が一定の場合を考えたが、境界温度が変化する場合でも、エントロピー生成率がより大きい状態に発達するという傾向は変わらない可能性がある。例えば、上記の熱対流の例では、境界の温度差  $\Delta T$  が変化するとそれに伴って熱輸送  $F$  が変化し、エントロピー生成率 ( $\propto F\Delta T$ ) が大きくなる方向に変化する可能性がある。実際、さまざまに異なった境界条件の下での熱や運動量の輸送特性が、同じ MEP の状態から説明できることがわかってきているが、ここでは詳しくは述べない (例えば, Ozawa *et al.*, 2001)。

MEP の具体例としては、例えば、Paltridge (1975, 1978) は、大気と海洋の水平熱輸送に伴うエントロピー生成率が最大となる条件のもとに、現実的な地球の諸量の分布を再現した。図4はそのことを示したものである。図からわかるように、観測値とエントロピー生成率最大の条件のもとの予測値はよい一致を示している。より詳しい研究が、Grassl (1981), Shutts (1981), Mobbs (1982), Noda & Tokioka (1983), Ozawa & Ohmura (1997) などによってなされ、これを支持する結果を得ている。MEPはこのほかにもさまざまな開放散逸系 (例えば、固体地球のマントル-コア系の定常状態, Vanyo & Paltridge, 1981, バナール型対流のセルの数の遷移, Suzuki & Sawada, 1983,  $\text{NH}_4\text{Cl}$  結晶成長の形態の遷移, Hill, 1990など) について成立する可能性が示されている (MEPに関する最近のレビューには、Lorenz, 2003; Ozawa *et al.*, 2003がある)。しかし、海洋系において MEP を検証した研究はまだない。

その海洋系には同一境界条件下の多重解が存在することが知られている (Stommel, 1961; Bryan, 1986; Marotzke & Willebrand, 1991)。例えば、Marotzke らは、

海洋大循環モデルにおいて、同一境界条件下で、図5のような異なる循環パターンをもつ4つの多重解が存在することを示した。これらのうち、現在の海洋の循環は、左上のパターンのようにになっている。つまり、Marotzke らは、このほかに、現在の境界条件下で、少なくとも3つの循環のパターンが存在していることを示したことになる。それぞれの循環パターンに応じて、気候の状態も大きく変わる。深層循環自身は一巡するのに数千年かかるような長期の循環であるが、循環パターン間の遷移は数十年程度で起こると考えられている。そして、その循環パターン間の遷移は、それほど大きくない淡水の擾乱 (例えば、南極や北極の氷が融けるようなこと) で起こりうる。したがって、このような循環パターンの遷移のメカニズムを探ることは、我々の生活にとっても重要なこととなる。しかし、その遷移のメカニズムはよくわか

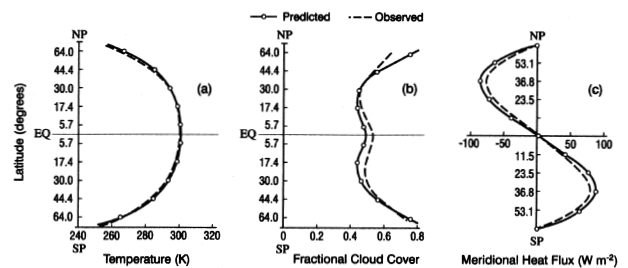


図4 エントロピー生成率最大の仮説の具体例 (気候系, Paltridge, 1975)。左から温度、雲量、水平熱輸送の緯度分布を表す。点線が観測値、実線がエントロピー生成率最大の条件のもとの予測値を表す。

Fig. 4 Example of the principle of maximum entropy production (climate system, Paltridge, 1975). Global distributions of temperature (left), fractional cloud cover (middle), meridional heat flux (right) in the earth. Solid line: predicted with maximum entropy production and dashed line: observed.



図3 非平衡系の発達の具体例 (熱伝導と熱対流)  
Fig. 3 Example of development of non-equilibrium system (heat conduction and heat convection).

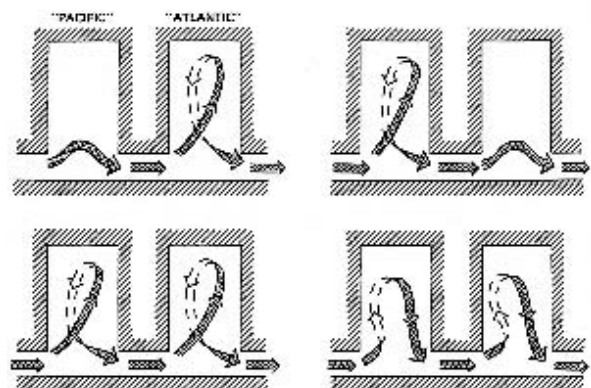


図5 海洋系の同一境界条件下の多重解の例 (Held, 1993 による Marotzke & Willebrand, 1991 の解説から)

Fig. 5 Example of multiple steady states under the same set of boundary conditions (from a review by Held, 1993 for Marotzke & Willebrand, 1991).

っていない。本研究の目的のふたつ目は、海洋大循環モデルを用いて、海洋系の同一境界条件下の多重解間の遷移において、MEPを検証することにある。

本稿は以下のように構成されている。2節で、海洋系のような大規模な開放散逸系における熱と物質の輸送によるエントロピー生成率を計算する方法について述べる。3節で、使用した数値モデルと数値実験の方法の詳細について述べる。数値実験は、開放散逸系としての海洋系の熱力学的性質を調べるためのスピンアップ実験と海洋系の同一境界条件下の多重解間の遷移においてMEPを検証するための遷移実験とに分かれる。4節ではスピンアップ実験の結果、5節では遷移実験の結果について述べる。6節では、それらの結果から考察されるMEPの適用条件について述べる。7節では、まとめと今後の展望について述べる。

## 2. 海洋系のエントロピー生成率

ここでは、エントロピー生成率の計算方法について述べる。海洋系とその外系の熱と塩分の輸送によるエントロピー生成率は、非圧縮及び単位体積あたりの熱容量が一定であると仮定すると、次のようになる。

$$dS/dt = \int \rho c/T \partial T/\partial t dV + \int F_h/T dA - \alpha k \int \partial C/\partial t \ln C dV - \alpha k \int F_s \ln C dA \quad (1)$$

$S$ はエントロピー、 $\rho$ は密度、 $c$ は定積比熱、 $T$ は温度、 $F_h$ は海表面での外向き熱フラックス、 $\alpha$ は塩分イオンの解離の効果(=2)、 $k$ はボルツマン定数、 $F_s$ は海表面での外向き塩分フラックス、 $V$ は海洋の全体積、 $A$ は海表面の全面積を表す。右辺第一項は海洋系の熱輸送によるエントロピー増加率、第二項は外系の熱輸送によるエントロピー増加率、第三項は海洋系の塩分輸送によるエントロピー増加率、第四項は外系の塩分輸送によるエントロピー増加率を表す。この合計が全系の熱と塩分の輸送によるエントロピー生成率となる。詳細は省略するが、この式は、Clausius (1865)の熱力学的なエントロピーの定義に基づいて導出されている。この式の導出の詳細については、原論文(Shimokawa & Ozawa, 2001)を参照されたい。この方法の特徴は、大循環モデルで表現できないようなマイクロな物理過程を直接的には含んでいないので、大循環モデルにも適用することができることにある。

## 3. 数値モデルと数値実験の方法

使用した海洋大循環モデルは GFDL ( Geophysical

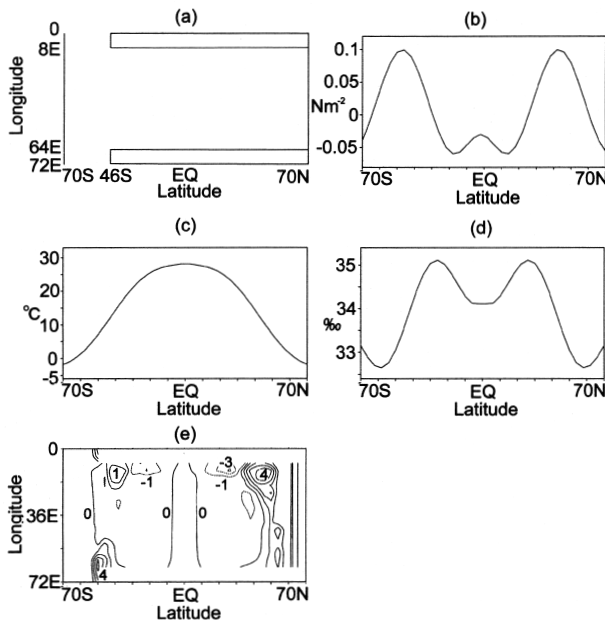


図6 モデル領域と外力。(a)モデル領域、(b)風応力(Nm<sup>-2</sup>、東向きが正)(c)海表面温度(°C)、(d)海表面塩分(‰)、(e)スピンアップの最終状態から診断的に求められた塩分フラックスから換算した淡水フラックス(コンター間隔は1.0 m year<sup>-1</sup>)

Fig.6 (a) Model domain, and forcing fields of the model as functions of latitude, (b) forced zonal wind stress defined as positive eastward ( N m<sup>-2</sup> . ), (c) prescribed sea surface temperature ( °C . ), (d) prescribed sea surface salinity ( ‰ ), and (e) Fresh water flux diagnosed from N<sub>RBC</sub> at year 5000 for spin-up ( The contour interval is 1.0 m year<sup>-1</sup> ).

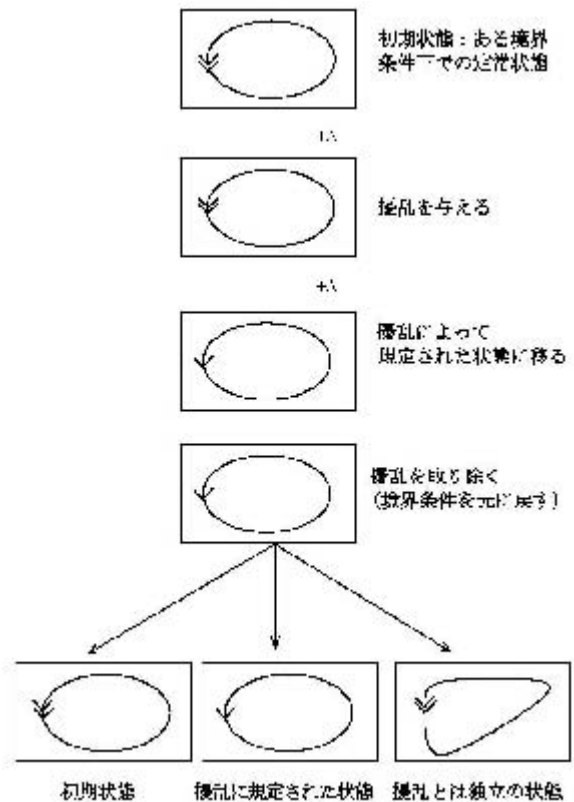


図7 遷移実験の概念図(本文参照)

Fig.7 Schematic representation of transition experiments ( see text ).

Fluid Dynamics Laboratory, 米国) の MOM (Modular Ocean Model) である (Bryan, 1969; Pacanowski, 1995). 方程式系は, プシネスク近似と静力学平衡を仮定している. 物理過程としては, 対流調節を含む. モデル領域は, 東西 72 度, 南北 140 度の大西洋を模した, 南極周極流のある矩形海洋である (図 6a). 水平解像度は 4 度, 鉛直解像度は 12 層, 深さは 4,500 m 一定) である. 水平拡散係数は  $10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , 水平粘性係数は  $8 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , 鉛直拡散係数は  $10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , 鉛直粘性係数は  $2 \times 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  である.

実験は, 次の 3 つの段階に分かれる; (1) 静止場からのリストーリング境界条件下での積分 (スピナップ, 5000 年), (2) 北半球高緯度への塩分の擾乱を含む混合境界条件下での積分 (500 年), (3) その擾乱を取り除いた混合境界条件下での積分 (1000 年). (1) のリストーリング境界条件とは, モデルの第一層の温度及び塩分をある固定値に近づけるような境界条件のことである. その固定温度及び塩分は, 緯度のみによる赤道対称の分布を想定している (図 6b 及び 図 6c). 風応力は, 東西成分のみで, これも緯度のみによる赤道対称の分布を想定している (図 6d). 初期場は, 速度は 0 (静止場), 温

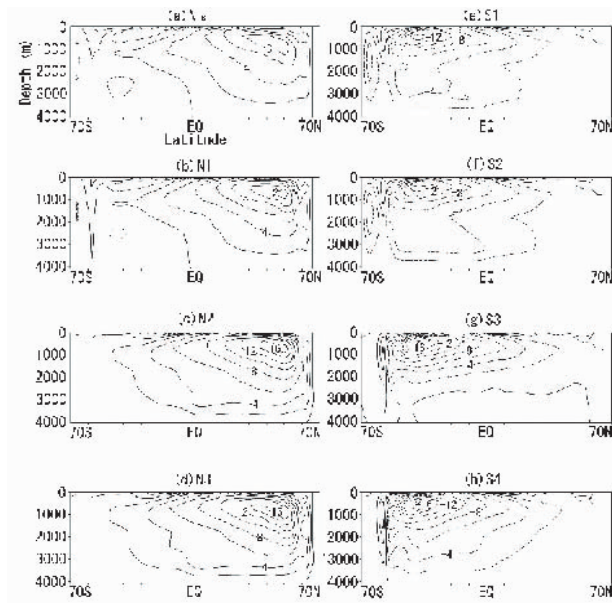


図 8 得られたすべての多重解. 各図は子午面平均した流線関数を表す. コンターの間隔は 2 SV ( $\text{SV} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). 正の値は時計回り (北沈込, 頭文字 N で示す) の循環, 負の値は反時計回り (南沈込, 頭文字 S で示す) の循環を表す.

Fig. 8 All steady states obtained from this study. The patterns presented are zonally integrated meridional stream functions. The contour interval is 2 SV ( $\text{SV} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). The positive values represent clockwise (northern sinking) circulation (indicated by the capital letter "N"). The negative values represent anti-clockwise (southern sinking) circulation (indicated by the capital letter "S").

度は深さと緯度の関数, 塩分は 34.9 ‰ 一定である. (2) の混合境界条件とは, 温度に関してはリストーリング条件, 塩分に関しては固定フラックス条件を使うような境界条件のことである. その固定塩分フラックスは, スピナップの最終状態  $N_{\text{RBC}}$  (図 8a) から診断的に求められる (図 6e). また, 塩分フラックスの擾乱  $\Delta$  は,  $2 \times 10^{-7} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$  (淡水フラックスに換算すると約  $-0.1 \text{ m year}^{-1}$  に相当) で, 北緯 46 度より北に適用される. (1) の結果, 北沈込をもつ定常状態 ( $N_{\text{RBC}}$ , 図 8a) に達する. (2) の結果, 擾乱によって規定される状態に移る. (3) の結果は, 次の 3 つの場合に分かれる (図 7): すなわち, (a) 初期状態へ戻

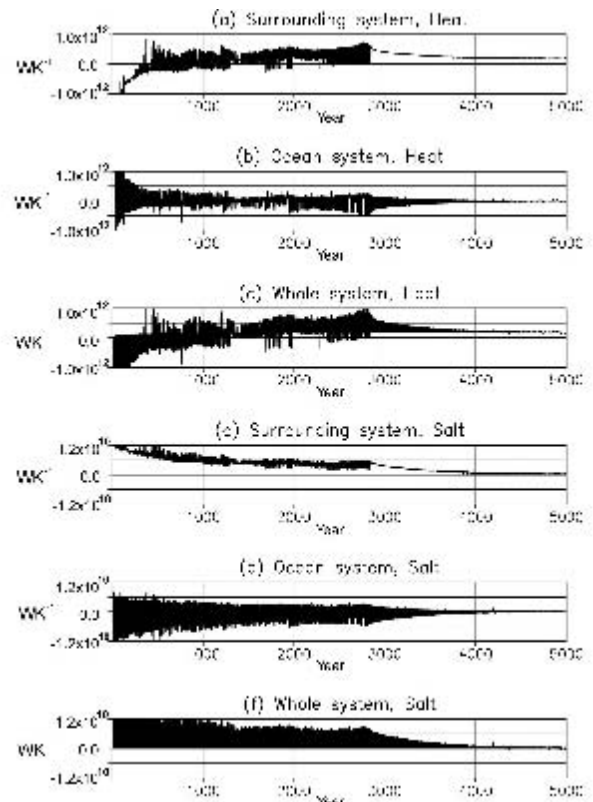


図 9 スピナップ実験におけるエントロピー生成率の時系列. (a) 熱の輸送による外系のエントロピー増加率, (b) 熱の輸送による海洋系のエントロピー増加率の時系列. (c) 熱の輸送による全系のエントロピー生成率の時系列 ((a) + (b)). (d) 塩分の輸送による外系のエントロピー増加率, (e) 塩分の輸送による海洋系のエントロピー増加率の時系列. (f) 塩分の輸送による全系のエントロピー生成率の時系列 ((d) + (e)). 単位は  $\text{W K}^{-1}$ .

Fig. 9 Entropy increase rates calculated for the spin-up experiment. (a) Entropy increase rate of the surrounding system by heat transport, (b) that of the ocean system by heat transport, (c) that of the whole system [(a) + (b)] by heat transport, (d) that of the surrounding system by salt transport, (e) that of the ocean system by salt transport, and (f) that of the whole system [(d) + (e)] by salt transport. The unit is  $\text{W K}^{-1}$ .

る。(b) 擾乱によって規定された状態に留まる。(c) 擾乱とは独立の第3の状態へ移る。結果として、新しい定常状態が得られた場合は、その定常状態を初期値として、(2)と(3)の手順を繰り返す。新しい定常状態が得られなかった場合は、与える擾乱の大きさを変えて(2)と(3)の手順を繰り返す。このような一連の手続きの結果、同一境界条件下での多重解が得られる。

図8は、そのようにして得られた多重解を表す。本実験では、同一境界条件下で、3つの北沈込の循環をもつ解(N1, N2, N3)と4つの南沈込の循環をもつ解(S1, S2, S3, S4)が得られた。それぞれ循環の強さと構造が異なる。N<sub>RBC</sub>はリストローリング境界条件下での唯一の解である。

4. スピニアップ実験の結果

図9は、スピニアップ実験における式(1)によって計算された熱と塩分の輸送によるエントロピー増加率の時系列を表す。3000年以前には大きな振動が見られるが、4000年以降この振動はほぼ消滅し定常状態に達する。その定常状態においては、海洋系の熱と塩分の輸送によるエントロピー増加率は共にほぼ0だが、外系のそれらは共に正の値を示す。海洋系のエントロピー増加率が0(エントロピーが一定)であることは、海洋系が定常状態にあることを示している。しかし、海洋系には、その定常状態においても、定常的な循環による熱と塩分の赤道から極への輸送(散逸過程)が存在し、エントロピーを生成している。したがって、その生成されたエントロピーは、すべて外系に排出されていることになる。これが、外系においてエントロピー増加率が正である(エントロピーが増加し続ける)ことの源となる。また、その意味で、外系は定常状態にはないことがわかる。図10は、以上の結果を概念的にまとめたものである。この描像は、海洋系のみならず地球や生命などすべての定常状態の開放散逸系に共通のものと考えられる。

外系のエントロピー増加率は、熱の輸送によるものは

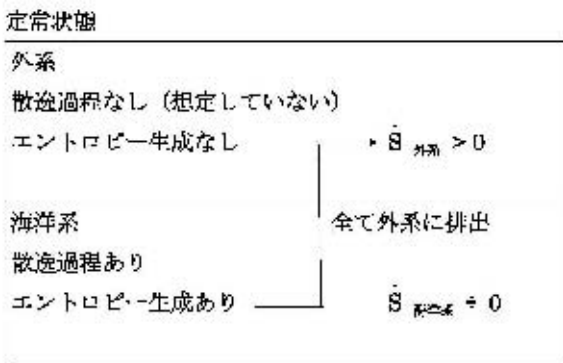


図10 スピニアップ実験の結果のまとめ(本文参照)  
 Fig.10 Summary of the results of the spin-up experiment (see text).

約  $1.9 \times 10^{11} \text{ W K}^{-1}$ 、塩分の輸送によるものは約  $3.6 \times 10^8 \text{ W K}^{-1}$  であり、前者は後者より3桁大きい。その熱の輸送によるエントロピー増加率の値は、Gregg (1984)による推定とほぼ一致する。本研究では、熱フラックスと塩分フラックスによる散逸のみを考慮したが、現実には風応力と潮汐による散逸も存在する(図2参照)。しかし、風応力による散逸は約  $2 \times 10^9 \text{ W K}^{-1}$  ( $= 0.007 \text{ W m}^{-2}$ , Peixoto & Oort, 1992)、潮汐による散逸は約  $3 \times 10^9 \text{ W K}^{-1}$  ( $= 0.01 \text{ W m}^{-2}$ , Egbert & Ray, 2000)であるので、上記の値( $1.9 \times 10^{11} \text{ W K}^{-1}$ )に比べて無視することができる。

5. 遷移実験の結果

図11は、遷移実験の結果を、特に多重解間の遷移の様子がわかるようにまとめたものである。南沈込間の遷移においては、系は常にエントロピー生成率の増加する方向に遷移している。例えば、S3からスタートすると、正の擾乱を与えても負の擾乱を与えても、よりエントロ

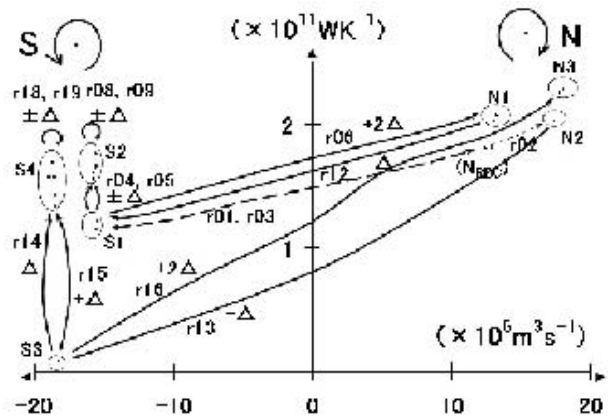


図11 遷移実験の結果のまとめ。縦軸はエントロピー生成率 ( $\text{W K}^{-1}$ )、横軸は流線関数の最大値(つまり、循環の強さ、 $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ )を表す。左側にある点は南沈込の循環をもつ解(Sの頭文字で示す)、右側にある点は北沈込の循環をもつ解(Nの頭文字で示す)、矢印は遷移の方向、矢印の横にある記号は実験番号と(遷移のためのトリガーとして与えた)擾乱の大きさと符号を表す(例:r04と $-\Delta$ )。

Fig.11 Summary of the results of the transition experiments. The vertical axis indicates the rate of entropy production ( $\text{W K}^{-1}$ ), and the horizontal axis shows the maximum value of the zonally integrated meridional stream function (i.e., the strength of the circulation,  $10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). The dots on left side correspond to the steady states with southern sinking circulation (indicated by the capital letter "S"). The dots on right side correspond to the steady states with northern sinking circulation (indicated by the capital letter "N"). The arrows show the direction of the transitions. The symbols besides the arrows show the experiment number and the perturbation used as a trigger for the transition (e.g., r04 and  $-\Delta$ ).

ピー生成率の大きなS4に遷移する (r14, r15). 一方, S4からスタートすると, 正の擾乱を与えても負の擾乱を与えても, エントロピー生成率の小さなS3には戻らず, S4に留まる (r18, r19). 同様のことがS1とS2の間でも起こっている (r04, r05, r08, r09). すなわち, これらの場合の遷移は, エントロピー生成率の増加する方向について非可逆であり, MEPを支持していることがわかる.

一方, 北沈込から南沈込への遷移においては, エントロピー生成率の小さな状態に遷移している (r12, r13). これらの場合の遷移は, MEPに反しているようにみえる. しかし, これらの場合には, 現状の循環の沈込域に直接その循環を壊すような向きに擾乱が加えられており, その結果現状の循環が完全に崩壊したのち新しい循環に遷移している (図12 b1~b3). すなわち, これらの場合の遷移は, 非常に強い擾乱による強制的遷移であり, MEPに馴染まないと考えられる. 逆に, 現状の循環の浮上域に擾乱が加えられている南沈込から北沈込

への遷移においては, もとの循環と新しい循環が共存しつつ, 新しい循環に遷移している (図12 a1~a3). すなわち, これらの場合の遷移は, 適切な大きさの擾乱による自発的な遷移であり, MEPに馴染むと考えられる. 以上から, 海洋系の同一境界条件下の多重解間の遷移はMEPを支持すると考えることができる (そのほかの実験の詳細については, 原論文 (Shimokawa & Ozawa, 2002) を参照されたい).

得られた多重解を遷移の履歴の観点からみると, S1-S2-N1 (r04-r12) 及びS3-S4-N3またはN2 (r13-r21) の2つのグループに分けることができる. これらの多重解は従来から循環の特徴的なパラメータとしてしばしば使われてきた流線関数の最大値 (例えば, Marotzke & Willebrand, 1991) では必ずしも区別できないが, エントロピー生成率では明確に区別できることがわかる. 例えば, S3とS4の間では, その遷移の前後において流線関数の最大値はほとんど変化していないが, エントロピー生成率は大きく変化している. このことは, エントロピー生成率が一般に非線形系の安定性を表すよい指標となることを示唆する.

### 6. MEPの適用条件

この節では, 以上の結果からMEPの適用条件について考察する. 沢田 (1992) は, MEPは定常状態にのみ適用でき, 対象とする非線形系の遷移の特徴的な時間より短い時間スケールの現象には適用できないということを示した. 実際, 我々の数値実験の結果は, 遷移過程においては, エントロピー生成率に大きな振動が存在し, その値は初期及び最終の値よりも大きくも小さくもなりうることを示している (図9及び図12). その意味で, エントロピー生成率は遷移前の定常状態 (初期状態) と遷移後の定常状態 (最終状態) とで比べられるべきであろうと考えられる. また, 沢田 (1992) は, MEPは熱力学の第二法則のように統計的な意味でのみ成立するということを述べている. 実際, 我々の数値実験の結果は, 海洋系には多重解が存在し, 擾乱がない (あるいは, 小さい) 場合にはエントロピー生成率の低い状態も実現されうることを示している (図11). これらの結果は, MEPは, エントロピー生成率のグローバルな最大ではなく, ローカルな最大 (極大) の状態に向かう傾向を記述する原理であることを示すのかもしれない. しかし, この場合でも, 適切な大きさの擾乱が与えられ, 考える時間スケールを対象とする非線形系の遷移に特徴的な時間よりも十分に長くとるならば, 系はやはり究極的にはエントロピー生成率のグローバルな最大の状態に向かうであろうと考えられる.

### 7. まとめと今後の展望

以上をまとめると,

- ・海洋系とその外系の熱と塩分の輸送に伴うエントロピー生成率を計算する新しい方法を導出した. この方法は, 大循環モデルで表現できないようなミクロな物理

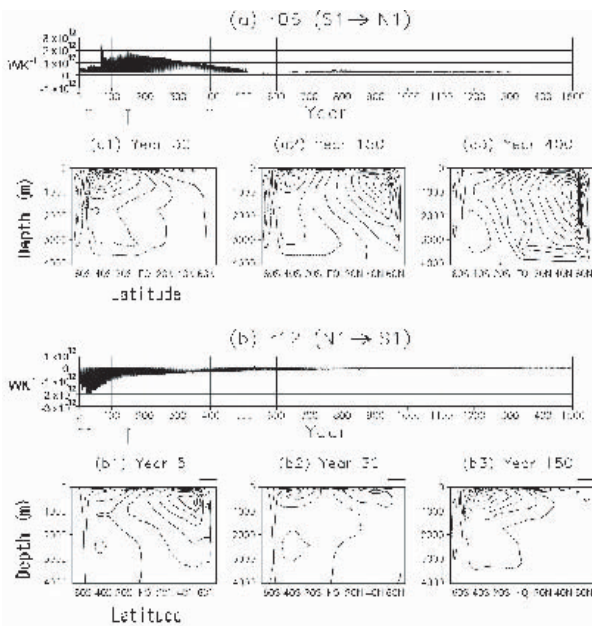


図12 遷移実験におけるエントロピー生成率と循環の構造の発達の例. (a) 及び (b) の上図はエントロピー生成率の時系列 (単位は  $W K^{-1}$ ), 下図は子午面平均した流線関数 (コンター間隔は  $2.0 SV (SV=10^6 m^3 s^{-1})$ ) を表す. (a1) ~ (a3) 及び (b1) ~ (b3) の右上の横棒は擾乱を与えた緯度範囲を表す.

Fig. 12 Examples of the time evolution of the entropy production rate and the circulation structure in the transition experiments. Upper panels of (a) and (b) show time series of the total rates of entropy production ( $W K^{-1}$ ). The lower panels (a1-a3 and b1-b3) show the zonally integrated meridional stream functions (The contour interval is  $2.0 SV (SV=10^6 m^3 s^{-1})$ ). The horizontal line at the upper right-hand side of a1-a3 and b1-b3 shows the latitudinal range over which the perturbations are applied.

過程を直接的には含んでいないので、大循環モデルにも適用することができる。

- ・その方法を海洋大循環モデルに適用することによって、海洋系の定常状態におけるエントロピー生成率を評価した。定常状態において、海洋系のエントロピー増加率は0、外系のエントロピー増加率は正で、後者は主に熱の輸送による。このことは、海洋系の定常的な循環にともなう熱と塩分の輸送によって生成されたエントロピーが、海表面を通してすべて外系に排出され、海洋系を含む全系を最終的な平衡に向わせていることを示す。
- ・その方法を海洋大循環モデルに適用することによって、海洋系の同一境界条件下の多重解間の遷移においてMEPを検証した。数値実験の結果は、擾乱が初期の循環を完全に崩壊させてしまうほど強く働く場合を除いて、系は常にエントロピー生成率の増加する方向に遷移し、MEPを支持することを示した。また、これらの結果は、エントロピー生成率が一般に非線形系の安定性を表すよい指標となることを示唆する。

以上の成果は、主に Shimokawa & Ozawa (2001, 2002) 及び Shimokawa (2002) に発表された。

1節で述べたように、MEPはさまざまな開放散逸系について成立する可能性が示されている。さらには、最近 Lorenz *et al.* (2001) はMEPが火星やタイタン(木星の衛星)の大気の定常状態についても成立する可能性を示した。また、流体力学の分野では熱対流や乱流シアフローについての最大輸送説(Malkus, 1954, 1956; Busse, 1970)が知られているが、最近 Ozawa *et al.* (2001) はMEPがその最大輸送説をその一部として含むより一般的な概念であることを示した。これらの研究は、MEPの一般性を示すものと考えられる。しかし、このようなMEPの一般性にも関わらず、現在までのMEPについてのサポートは主に経験的なものである。理論的背景を探る試みもいくつかなされてはいるが(Paltridge, 2001; Dewar, 2003; 小澤ら, 2003)、未だ確定的なものはない。それゆえ、MEPの適用条件を決めるために、よりさまざまな開放散逸系についてMEPが成立するかどうかを調べると共に、理論的背景を探るさらなる試みが求められる。

#### 謝辞

本研究は、防災科学技術研究所(部門長裁量費)及び地球フロンティア研究システムによってサポートされました。本研究を推進するにあたって有益な助言と励ましをいただいた大村纂教授(スイス国立工科大学)、山形俊男教授(東京大学)、日比谷紀之教授(東京大学)、佐久間弘文博士(地球シミュレータセンター)に感謝いたします。

#### 参考文献

- 1) Ahrens, T. J. (1994): The origin of the Earth. *Physics Today*, **47** (8), 38-45. (The picture is available from

<http://visibleearth.nasa.gov/and> <http://earthobservatory.nasa.gov/>)

- 2) Bryan, F. (1986): High-latitude salinity effects and interhemispheric thermohaline circulation. *Nature*, **323**, 301-304.
- 3) Bryan, K. (1969): A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *J. Comput. Phys.*, **4**, 347-376.
- 4) Busse, F. H. (1970): Bounds for turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, **41**, 219-240.
- 5) Clausius, R. (1865): Ueber verschiedene für die anwendung bequeme formen der hauptgleichungen der mechanischen wärmetheorie. *Ann. Phys. Chem.*, **125**, 353-400.
- 6) Dewar, R. (2003): Information theory explanation of the fluctuation theorem, maximum entropy production and self-organized criticality in non-equilibrium stationary states. *J. Phys. A Math. Gen.*, **36**, 631-641.
- 7) Egbert, G. D., and R. D. Ray (2000): Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature*, **405**, 775-778.
- 8) Glansdorff, P., and I. Prigogine (1964): On a general evolution criterion in macroscopic physics. *Physica*, **30**, 351-374.
- 9) Grassl, H. (1981): The climate at maximum entropy production by meridional atmospheric and oceanic heat fluxes. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **107**, 153-166.
- 10) Gregg, M. C. (1984): Entropy generation in the ocean by small-scale mixing. *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 688-711.
- 11) Held, I. M. (1993): Large-Scale dynamics and global warming. *Bull. Ame. Meteorol. Soc.*, **74**, 228-241.
- 12) Hill, A. (1990): Entropy production as the selection rule between different growth morphologies. *Nature*, **348**, 426-428.
- 13) Lorenz, R. D., J. I. Lunine, P. G. Withers and C. P. McKay (2001): Titan, Mars and Earth: entropy production by latitudinal heat transport. *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 415-418.
- 14) Lorenz, R. D. (2003): Full steam ahead. *Science*, **299**, 837-838.
- 15) Malkus, W. V. R. (1954): The heat transport and spectrum of thermal turbulence. *Proc. Roy. Soc. London*, **A225**, 196-212.
- 16) Malkus, W. V. R. (1956): Outline of a theory of turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, **1**, 521-539.
- 17) Marotzke, J., and J. Willebrand (1991): Multiple equilibria of the global thermohaline circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1372-1385.
- 18) Mobbs, S. D. (1982): External principles for global climate models. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **108**, 535-550.
- 19) Noda, A., and T. Tokioka (1983): Climates at minima of the entropy exchange rate. *J. Meteorol. Soc. Japan*,



- 61, 894-908.
- 20) Ozawa, H., and A. Ohmura (1997): Thermodynamics of a global-mean state of the atmosphere - a state of maximum entropy increase. *J. Climate*, **10**, 441-445.
  - 21) Ozawa H., A. Ohmura, R.D. Lorenz and T. Pujol (2003): The second law of thermodynamics and the global climate system: a review of the maximum entropy production principle. *Rev. Geophys.*, **41**, 1018, doi:10.1029/2002 RG 000113.
  - 22) Ozawa H., S. Shimokawa and H. Sakuma (2001): Thermodynamics of fluid turbulence: A unified approach to the maximum transport properties. *Phys. Rev.*, **E64**, 026303, doi:10.1103/Phys RevE.64.026303.
  - 23) 小澤久, 下川信也, 大村纂 (2003): 乱流散逸系における可逆仕事の生成率とエントロピー生成率の最大化. *日本物理学会講演概要集*, **58**-2, 237.
  - 24) Pacanowski, R. C. (1995): MOM2 documentation: user's guide and reference manual. GFDL Ocean Group Technical Report 3, Princeton.
  - 25) Paltridge, G. W. (1975): Global dynamics and climate - a system of minimum entropy exchange. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **101**, 475-484.
  - 26) Paltridge, G. W. (1978): The steady-state format of global climate. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **104**, 927-945.
  - 27) Partridge, G. W. (2001): A physical basis for a maximum of thermodynamic dissipation of the climate system. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **127**, 305-313.
  - 28) Peixoto, J. P., and A. H. Oort (1992): *Physics of Climate*. Amer. Inst. Phys., New York.
  - 29) Prigogine, I. (1955): *Introduction to thermodynamics of irreversible processes*. John Wiley & Sons Inc., New York.
  - 30) Sawada, Y. (1981): A thermodynamic variational principle in nonlinear non-equilibrium phenomena. *Prog. Theor. Phys.*, **66**, 68-76.
  - 31) 沢田康次 (1992): パターン形成と熱力学. *数理科* 学, **No.350**, 9-11.
  - 32) Shimokawa, S. and H. Ozawa (2001): On the thermodynamics of the oceanic general circulation: entropy increase rate of an open dissipative system and its surroundings. *Tellus*, **A53**, 266-277.
  - 33) Shimokawa, S. and H. Ozawa (2002): On thermodynamics of the oceanic general circulation: Irreversible transition to a state with higher rate of entropy production. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **128**, 2115-2128.
  - 34) Shimokawa, S. (2002): Thermodynamics of the oceanic general circulation: entropy increase rate of a fluid system. PhD thesis, Tokyo University.
  - 35) Shutts, G. J. (1981): Maximum entropy production states in quasi-geostrophic dynamical models. *Q. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **107**, 503-520.
  - 36) Stommel, H. (1961): Thermohaline convection with two stable regimes of flow. *Tellus*, **13**, 224-230, 1961.
  - 37) 杉本大一郎 (1985): エントロピー入門-地球・情報・社会への適用, 中央公論社 (中公新書774), 東京.
  - 38) Suzuki, M. and Y. Sawada (1983): Relative stabilities of metastable states of convecting charged-fluid systems by computer simulation. *Phys. Rev.*, **A27**, 478-489.
  - 39) Vanyo J. P. and G. W. Paltridge (1981): A model for energy dissipation at the mantle-core boundary. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **66**, 677-690.
  - 40) Velarde M. G. and C. Normand (1980): Convection. *Scientific American*, **243** (1), 92-108.

#### 補足

2004年秋に関連テーマの英文書籍 “Non-equilibrium Thermodynamics and the Production of Entropy: Life, Earth, and Beyond” が A. Kleidon & R. D. Lorenz 編で Springer社より出版される予定である。

(原稿受理: 2003年10月14日)

## 要 旨

深層循環の多重解間の遷移のメカニズムを熱力学的視点から考察した。この目的のために大規模な開放散逸系とその外系の熱と物質の輸送によるエントロピー生成率を計算する新しい方法を導出した。この方法は、ミクロな散逸過程の直接的な表現を含まないので、大循環モデルにも適用することができる。海洋大循環モデルの高緯度に塩分の擾乱を与えることにより、同一境界条件下での多重解を得た。その多重解間の遷移の過程において、今回導出した方法を用いてエントロピー生成率を計算した。南沈込間の遷移においては、擾乱の符号に関わらず、常にエントロピー生成率の大きい状態に遷移しており、逆方向の遷移は起こらない。これらの結果は、海洋系のエントロピー生成率の増加する方向についての非可逆的な遷移を示している。一方、北沈込から南沈込への遷移においては、エントロピー生成率の小さな状態に遷移している場合があるが、これらの場合は沈込域への直接的な擾乱（実効的に強い擾乱）が初期の循環を完全に崩壊させた場合に限られている。これらの結果は、非線形系は擾乱によってエントロピー生成率最大の状態に向かうという仮説を支持している。また、これらの結果は、エントロピー生成率が一般に気候系を含む非線形系のグローバルな安定性を表すよい指標となることを示唆している。

**キーワード：**非平衡熱力学，開放散逸系，エントロピー生成率最大，多重解，深層循環