

混合流体の対流不安定とカオス

岡山大工

柳瀬 真一郎 (Shinichiro Yanase)

§ 1. 熱拡散対流とソーラポンド

2つの拡散する媒質または1つの媒質と温度が流体に浮力としての駆動力を与えることによって流体中に生じる対流を二重拡散対流と言う。2つの要素が媒質と温度の場合は熱拡散対流とよばれていて、塩水で生じる熱塩対流は海洋物理学との関連で古くから研究されているが、近年は工業的な利用も考えられている。熱塩対流は非常に多様で変化に富んだ現象を含むが、その中でも工業的な応用の可能性を期待させるものとしてソーラポンドが知られている¹⁾。これは塩分の作る密度勾配が対流を押え込むために高温の水が天然あるいは人工の湖水中に蓄えられる状態である。夏の間、太陽ふく射を浴びた湖水の温度は意外なほど上昇し、上でのべた機構によって対流が抑制されると高温状態は冬期を経過しても保たれる場合がある。このような状態にある自然の湖は、数は多くないがいくらか報告されている。Tabor¹⁾によれば以下のようなものがある。

Medve Lake	; Transylvania
Lake in Orville	; ワシントン州 (U.S.A.)
Lake Vanda	; 南極大陸
Lake near Eliat	; イスラエル

中でも Lake Vanda は、外気が -20°C であるのに約66mの湖底では $+25^{\circ}\text{C}$ に保たれている。このような現象を太陽熱の保存に利用しようとする試みがイスラエルを中心に人工ソーラポンドとして推進されている。図1に示す様なもの

で比較的浅い（1－2 m）水の層の底を黒く塗っておくと、太陽ふく射により底から水温が上昇する²⁾。一方底層へ塩分（ MgCl_2 ，または NaCl ）を注入することによって対流を抑制し、水温の低下を防ぐ。蓄えられた熱量を利用するために底層から高温の水を取り出し熱交換機等によって外部系へエネルギーを受け渡す。現在いくつかの実験プラントが働いていて、実用段階に達しているものもあるが課題は山積みされているようである。

§ 2. 熱塩対流とカオス

近年、熱塩対流はカオスとの関連で新たに注目をあびている。Lorenz のベナード対流に対する打ち切りモデル³⁾はカオス研究の端緒を開いたものであるが、現実のベナード対流のカオスを表現しているものではないでないことが最近よく認識されるようになってきた。実際 Lorenz モデルでカオスの現れる様な臨界点から大きく離れたレイリー数では、わずか3モードの打ち切りモデルは元の系を正確に表すことができないのは容易に想像される。Curry ら⁴⁾は、展開のモード数を増して行くと少数モードで現れたカオスが消滅することを示した。一方、熱塩対流に対して Veronis の適用した打ち切りモデル⁵⁾は、対流の発生する臨界点のごく近くで倍周期分岐型（pitch-fork bifurcation）で到達するカオス解を持つことが示されている⁶⁾。最近 Moore らによって直接2次元流体方程式を数値実験して得られた結果⁷⁾によれば、打ち切りモデルと同じ様なパラメーター領域でカオスが現れ、打ち切りモデルがカオス解まで含めて定性的に偏微分方程式の解を表現していることがわかった。従って、カオスを打ち切りモデルと元の方程式の両方から研究できるという点でカオス研究に好個の材料を提供してくれることとなり、非常に数多くの研究がなされている。これに関しては著者のレビューも参照していただきたい⁸⁾。

臨界点付近で現れる熱塩対流のカオスは打ち切りモデルで定性的に表現されることが特徴的であるが、なぜ打ち切りモデルでよく表現されるのかという理由はそれほど明らかでない。最低次の打ち切りモデルが無条件に適用できるほど小さな振幅でないことは明かであるから、熱塩対流のカオスの発生原因を解明しなければ明快な答えは出せないと思われる。数学的にはカオスに到達するルートの分類等色々な説明が可能であるが、この問題の満足できる回答を得るためには、数学的であるよりはむしろ物理的になぜカオスが発生するのかという研究方向が必要であると思われる。

このカオスには重要な特徴がもう一つあって、打ち切りモデルでも元の偏微分方程式でもレイリー数を大きくして行くと定常状態に到達しカオスはなくなってしまう。従って、このカオスは極めて限られた条件下で生じる、ロールの不規則振動であって、乱流へつながるものではないことは明かである。このことから、このカオスを特殊であるが非常に単純なものであるとみなすことができる。はるかに大きなレイリー数で熱塩対流で生じるであろう別種のカオスとの性質の違いを調べることは、非常に興味深い。

8.3. 3次元熱塩対流

前章で述べられているように熱塩対流の臨界点近傍で発生するカオスは単純な構造をもった現実的なものであるから、その詳細な性質を研究することは有意義である。2次元的な性質は十分に研究されていると思われるので、本研究では3次元的な流れを考えた時にカオスがどのようなになるのかを調べてみた。以前著者ら⁹⁾は境界における温度場が時間周期的に変化するときには、カオスが臨界点の直後から現れるためほぼ完全に打ち切りモデルで取り扱え、打ち切りの項数を増しても定性的な変化はないことを示した。そこで今回はこの場合に3次元的な流

れを想定しカオスに対する影響を調べることにする。

$z^* = -L$ と L に置かれた2枚の平行平板間の熱塩流体層を考える。座標系を図2のように取り、重力 g は $-z^*$ 方向に働いていて平板の温度は上側が $T_0 - \Delta T(t)$ 下側が $T_0 + \Delta T(t)$ に保たれているとし、塩濃度は $z^* = L$ で $S_0 - \Delta S$ 、 $z^* = -L$ で $S_0 + \Delta S$ に保たれているとする。但し、 ΔS は定数であるが、 $\Delta T(t)$ は時間に依存する場合を含めて考える。流体の密度 ρ^* は温度 T^* 、塩濃度 S^* によって

$$\rho^* = \rho_0 [1 - \gamma (T^* - T_0) + \gamma_s (S^* - S_0)] \quad (3.1)$$

で与えられるとする。この時、流れの静止した平衡状態が存在し、塩濃度分布は z^* 方向に線形となる。今、 $\Delta T(t) = \Delta T (1 + A \cos \Omega t)$ とすると、 $\Omega \ll 1$ の時温度分布は z^* 方向に線形となる¹⁰⁾。これを平衡解0とする。平衡解0以外の解を調べるため攪乱を加える。無次元化を長さ L 、温度 ΔT 、塩濃度 ΔS で行う。 τ 、 σ をそれぞれ温度と塩濃度の平衡状態からのずれ u 、 v 、 w をそれぞれ速度とすると、フジネスク近似のもとで次のような無次元方程式が得られる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + (u \cdot \nabla) u = - \frac{\partial p}{\partial x} + P_r \Delta u, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} + (u \cdot \nabla) v = - \frac{\partial p}{\partial y} + P_r \Delta v, \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial \tau} + (u \cdot \nabla) w = & - \frac{\partial p}{\partial z} + P_r \Delta w \\ & + P_r (R_a \tau - R_s \sigma), \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \tau - (1 + A \cos \Omega t) w = \Delta \tau, \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \sigma - w = c_k \Delta \sigma, \quad (3.7)$$

ここで

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) = u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z},$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2},$$

である。式中に現れる4つの無次元量は次のように定義される。

$$\left. \begin{aligned} R_a &= \gamma g \Delta T L^3 / (\kappa_T \nu), \\ R_s &= \gamma_s g \Delta S L^3 / (\kappa_s \nu), \\ P_r &= \nu / \kappa_T, \quad S_c = \nu / \kappa_s, \\ c_k &= P_r / S_c. \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

ここで ν は動粘性係数、 κ_s は塩分の拡散係数であり、 R_a はレイリー数、 R_s は塩レイリー数、 P_r はプラントル数、 S_c はシュミット数である。 c_k はレビス数 (the Levis number) と呼ばれることもある。常温の水では $P_r = 7$ 、 $S_c = 700$ であるから $c_k = 10^{-2}$ となる。一方、 $c_k \ll 1$ の場合に理論的に興味深い結果が得られているのは面白い一致である。なお本計算では $c_k = 10^{-2}$ と置いている。

境界条件は速度に関しては最も簡単な非粘性境界条件を採用し、温度及び塩濃度については伝導性とする。従って、

$$\partial u / \partial z = \partial v / \partial z = w = \tau = \sigma = 0 \quad (z = \pm 1) \quad (3.9)$$

異なった境界条件についての取扱もなされているが、徹底的な研究が行われ興味深い結果が得られているのは(3.9)の境界条件にたいしてである。

§ 4. 打ち切りモデル

4. 1 関数展開

$x-y$ 方向に無限に広がった領域を考え変数をフーリエ級数に展開する。

$$f(x, y, z, t) = \sum_{l=-L}^L \sum_{m=-M}^M \hat{f}_{lm}(t) \exp[i(l'x + m'y)],$$

$$l' = k_x l, \quad m' = k_y m. \quad (4.1)$$

ここで、 f は u, v, w, p, T, S を表す。圧力項を消去すると以下のような式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \hat{q}_{lm} + i \{m' \langle (u \cdot \nabla) u \rangle_{lm} - l' \langle (u \cdot \nabla) v \rangle_{lm}\} \\ = P_r [\partial^2 / \partial z^2 - l'^2 - m'^2] \hat{q}_{lm}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left(1 - \frac{1}{l'^2 + m'^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \hat{w}_{lm} \right\} + \langle (u \cdot \nabla) w \rangle_{lm} \\ + \frac{i}{l'^2 + m'^2} \left\{ l' \left\langle \frac{\partial}{\partial z} [(u \cdot \nabla) u] \right\rangle_{lm} + m' \left\langle \frac{\partial}{\partial z} [(u \cdot \nabla) v] \right\rangle_{lm} \right\} \\ = P_r \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - l'^2 - m'^2 \right) \left(1 - \frac{1}{l'^2 + m'^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \hat{w}_{lm} \\ + P_r (R_a \hat{\tau}_{lm} - R_s \hat{\sigma}_{lm}), \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \hat{\tau}_{lm} + \langle (u \cdot \nabla) \tau \rangle_{lm} - (1 + A \cos \Omega t) \hat{w}_{lm} \\ = (\partial^2 / \partial z^2 - l'^2 - m'^2) \hat{\tau}_{lm}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma}_{lm} + \langle (u \cdot \nabla) \sigma \rangle_{lm} = \hat{w}_{lm} \\ = c_k (\partial^2 / \partial z^2 - l'^2 - m'^2) \hat{\sigma}_{lm}, \quad (4.5)$$

$$u_{lm} = \frac{i}{l'^2 + m'^2} \left(l' \frac{\partial \hat{w}_{lm}}{\partial z} - m' \hat{\xi}_{lm} \right), \quad (4.6)$$

$$v_{lm} = \frac{i}{l'^2 + m'^2} \left(m' \frac{\partial \hat{w}_{lm}}{\partial z} + l' \hat{\xi}_{lm} \right). \quad (4.7)$$

ここで $\langle f \rangle_{lm}$ は関数 $f(x, y, z, t)$ の (lm) フーリエ成分を表す。 $q, \hat{q}_{lm}$ は

$$\left. \begin{aligned} q(x, y, z, t) &= \partial u / \partial y - \partial v / \partial x, \\ \hat{q}_{lm} &= i (m' \hat{u}_{lm} - l' \hat{v}_{lm}), \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

で与えられ、 z 方向の渦度成分を表す。 $l = m = 0$ に対しては

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{u}_{00} + \langle (u \cdot \nabla) u \rangle_{00} = P_r \partial^2 \hat{u}_{00} / \partial z^2, \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{v}_{00} + \langle (u \cdot \nabla) v \rangle_{00} = P_r \partial^2 \hat{v}_{00} / \partial z^2, \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\tau}_{00} + \langle (u \cdot \nabla) \tau \rangle_{00} = \partial^2 \hat{\tau}_{00} / \partial z^2, \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\sigma}_{00} + \langle (u \cdot \nabla) \sigma \rangle_{00} = c_k \partial^2 \hat{\sigma}_{00} / \partial z^2, \quad (4.12)$$

$$\hat{w}_{00} = 0, \quad (4.13)$$

である。以上により、流れは z 方向の速度 $\hat{w}_{lm}$ と、 z 方向の渦度 $\hat{q}_{lm}$ によって取り扱えることがわかる。境界条件 (3.9) を満たすように z 方向に関数展開を行う。

$$\hat{f}_{lm}(z, t) = \sum_{n=1}^N f_{lmn}(t) \sin \{n\pi(z+1)/2\}, \quad (4.14)$$

$$\hat{g}_{lm}(z, t) = \sum_{n=1}^N g_{lmn}(t) \cos \{n\pi(z+1)/2\}. \quad (4.15)$$

ここで、 $\hat{f}_{lm}$ は $\hat{w}_{lm}$, $\hat{\sigma}_{lm}$, $\hat{\tau}_{lm}$ を表し、 $\hat{g}_{lm}$ は $\hat{q}_{lm}$, $\hat{u}_{lm}$, $\hat{v}_{lm}$ を表す。y方向への変化を無視すると、2次元流れに対する方程式が得られる。さらにその方程式を少数自由度で打ち切るとカオス解を持つ打ち切りモデルが得られる。この方法を用いた熱塩対流の研究は枚挙に暇がないほどである。今回は、これまでに比較的研究されることの少ない3次元打ち切りモデルを取り扱った。

4. 2 最底次の打ち切りモデル

非線形相互作用による新しい項の生成を考えると各変数にたいして

$$F(x, y, z, t) = \sum_{\substack{l, m \\ |l|+|m| \leq N-1}} \sum_{n=1}^N F_{lmn}(t) \exp [i(l'x+m'y)] \times \begin{cases} \sin \\ \cos \end{cases} \{n\pi(z+1)/2\}, \quad (4.16)$$

の様に展開すればよいことがわかる。ここで $N=2$ と取ると最底次の打ち切りモデルが得られる。さらに簡単にするために、 $k_x = k_y = k$ と取ることにする。さらに初期条件を

$$W_{101}, W_{011} \neq 0, \quad \text{OTHERS} = 0, \quad (4.17)$$

と取ることになれば、展開で必要な項は W_{101} , W_{011} , τ_{101} , τ_{011} , τ_{002} , σ_{101} , σ_{011} , σ_{002} , u_{101} , v_{011} 及びこれらに複素共役で、これら以外の項はすべてゼロとなる。連立方程式は以下のようなになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\pi^2}{4k^2} + 1 \right) \omega_{101} = -Pr \left(\frac{\pi^2}{4k^2} + 1 \right) \left(\frac{\pi^2}{4} + k^2 \right) \omega_{101} \\ + Pr (Ra \tau_{101} - Rs \sigma_{101}),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\pi^2}{4k^2} + 1 \right) \omega_{011} = -Pr \left(\frac{\pi^2}{4k^2} + 1 \right) \left(\frac{\pi^2}{4} + k^2 \right) \omega_{011} \\ + Pr (Ra \tau_{011} - Rs \sigma_{011}),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tau_{101} - (1 + A \cos \Omega t) \omega_{101} = - \left(\frac{\pi^2}{4} + k^2 \right) \tau_{101} \\ + \frac{\pi}{2} \omega_{101} \tau_{002},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tau_{011} - (1 + A \cos \Omega t) \omega_{011} = - \left(\frac{\pi^2}{4} + k^2 \right) \tau_{011} \\ + \frac{\pi}{2} \omega_{011} \tau_{002},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tau_{002} + \frac{ik}{2} (u_{-101} \tau_{101} - u_{101} \tau_{-101} + u_{0-11} \tau_{011} \\ + u_{011} \tau_{0-11}) \\ + \frac{\pi}{4} (\omega_{011} \tau_{0-11} + \omega_{0-11} \tau_{011} + \omega_{101} \tau_{-101} + \omega_{-101} \tau_{101}) \\ = -\pi^2 \tau_{002},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{101} - \omega_{101} = -C_k \left(\frac{\pi^2}{4} + k^2 \right) \sigma_{101} + \frac{\pi}{2} \omega_{101} \tau_{002},$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{011} - \omega_{011} = -C_k \left(\frac{\pi^2}{4} + k^2 \right) \sigma_{011} + \frac{\pi}{2} \omega_{011} \tau_{002},$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \sigma_{002} + \frac{ik}{2} \left(u_{-101} \tau_{101} - u_{101} \tau_{-101} + v_{0-11} \tau_{011} \right. \\
& \quad \left. + v_{011} \tau_{0-11} \right) \\
& + \frac{\pi}{4} \left(w_{011} \tau_{0-11} + w_{0-11} \tau_{011} + w_{101} \tau_{-101} + w_{-101} \tau_{101} \right) \\
& = -\pi^2 \sigma_{002},
\end{aligned}$$

$$u_{101} = (\pi i / (2k)) w_{101}, \quad v_{011} = (\pi i / (2k)) w_{011}, \quad (4.18)$$

となる。この打ち切りモデルは流れの形としては格子状であって、ベナード対流においては、Schlüter, Lorz and Busse¹¹⁾によって、パラメーター展開により臨界点近傍では不安定であると結論されている。従って、本研究で取り扱う流れはさらに多くのモードを加えれば不安定となり崩れる可能性もあるが、今回の目的は、3次元的な効果を加えた打ち切りモデルの性質を調べることにあるので、流れのパターンの安定性については考慮していない。

§ 5. 数値計算の結果

今回の計算は、 $k = 1$ として行った。これは線形安定性で最も増幅率の大きい波数である^{9, 10)}。なお k の値は文献 9 の波数と比べると $1/2$ となっており、またレイリー数 Ra 、塩レイリー数は Rs は $1/16$ となっている。これらの相違は、基準長さ、基準温度、基準塩度の違いによっている。

5. 1 $A = 0$

最初に境界に於ける温度が時間的に一定である場合を考える。図3に示されているように熱塩対流の打ち切りモデルでは、静止解0以外に、安定な定常解S、不安定な定常解Uと周期解Lとが存在する。今回は、初期条件を

$$w_{011} = 1 + i, \quad w_{101} = w(1 + i)$$

とし、 w の値を0から1の間で変化させて調べた。 $w=0$ とすれば2次元ロールとなり w の値を大きくすると3次元的な効果が強く現れる。レイリー数と塩レイリー数に関しては、 $R_0=42.5$, $R_s=0.625$ として計算した。その結果を図4, 5に示す。縦軸は流れの運動エネルギーを示し、

$$\left. \begin{aligned} E_{101} &= (1/2) \langle u_{101}^2 + v_{101}^2 + w_{101}^2 \rangle, \\ E_{011} &= (1/2) \langle u_{011}^2 + v_{011}^2 + w_{011}^2 \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

であり、 $\langle \rangle$ は単位体積についての空間平均である。どの場合でも $t < 40$ では、周期解Lであり、 $t > 60$ では安定な定常解Sに移る。初期条件が $w < 1$ の場合は、遷移時期に E_{101} と E_{011} の間で激しいエネルギーの交換が行われることは注目すべき点である。ここで不思議な点は、 $L \rightarrow S$ の遷移がレイリー数 R_0 を変えずに発生している点であるが、著者は周期解Lの安定性について詳しく調べていないのでこの点についてこれ以上の言及をすることはできない。熱塩対流のカオスはこの場合の2次元ロールについて詳しく調べられているが、本研究では、 $A > 0$ にたいしてカオスを調べることにしているので $A = 0$ のカオスに触れることはしない。

5. 2 $A > 0$

次に、境界に於ける温度が時間的に周期的な変動を行う場合を考える。 $A = 0.5$, $\Omega = 0.25$ として計算した。この問題の2次元的な研究は著者を含む数人によって既に研究されている^{9, 12)}。結果を要約すると、臨界レイリー数のすぐ上で、カオス状態が始まる。レイリー数を大きくして行くと、計算した範囲では、

非カオス状態とカオス状態とが交互に出現する。この様子は時間振動のない場合と類似している。しかしこの系は $A=0$ の場合のような定常解 S 、 U また周期解 L を持たないのでカオス解の基本的な性質がまったく同じであるとは思えない。

$A=0$ の場合と同様に w の値を1と0の間で変化させて3次元効果のカオスに与える影響を調べた。図6-9にその結果を示す。 E_{101} 、 E_{011} は(5.1)式で与えられているが、外場が周期 2π で振動しているため、1周期毎に平均を取った。従ってグラフは周期平均を結んだ折れ線である。

2次元でカオスになる状態($R_s=36.56$, $R_\omega=0.625$)は、3次元モデルにしても定性的な変化はなかった(図6)。 E_{101} と E_{011} が不規則的ながらまったく同様に变化するのは面白い。一方、2次元でカオスにならない状態($R_s=36.88$, $R_\omega=0.625$)は、初期条件によって奇妙な変化をした(図7-9)。図に示されているように、 $w=1.0, 0.8, 0.5$ ではカオスにならない。ところが $w=0.2$ ではカオス状態が出現する。詳細に調べてみると、

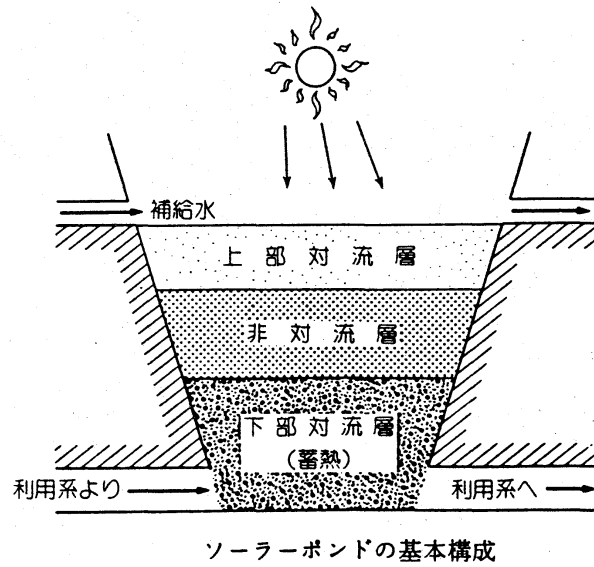
$$0.1 \lesssim w \lesssim 0.2$$

の場合にだけカオスとなることがわかった。従って、この系に対しては、3次元化はカオス化を促進するといえる。

参考文献

- 1) H. Tabor : Solar Energy 27 (1981) 181-194.
- 2) 谷辰夫：ソーラー，エネルギー（1986）丸善、東京.
- 3) E. N. Lorenz : J. Atms. Sci. 20 (1963) 130-141.
- 4) J. H. Curry, J. R. Herring, J. Loncaric and S. A. Orszag :
J. Fluid Mech. 147 (1984) 1-38.
- 5) G. Veronis : J. Mar. Res. 23 (1965) 1-17.
- 6) E. Knobloch and W. O. Weiss : Phys. Lett. 85A (1981) 127-130.
- 7) D. R. Moore, J. Toomre, E. Knobloch and N. O. Weiss :
Nature 303 (1983) 663-667.
- 8) 柳瀬真一郎 : ながれ 7 (1988) 3-14.
- 9) S. Yanase and N. Gotoh : J. Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 2387-2395.
- 10) S. Yanase : J. Phys. Soc. Jpn. 55 (1986) 1130-1138.
- 11) A. Schlüter, D. Lortz and F. Busse :
J. Fluid Mech. 23 (1965) 129-144.
- 12) B. J. A. Zielinska, D. Mukamel, V. Steiberg and S. Fishman :
Phys. Rev. A32 (1985) 702-705.

図 1



(文献2, 図4.2)

図 2

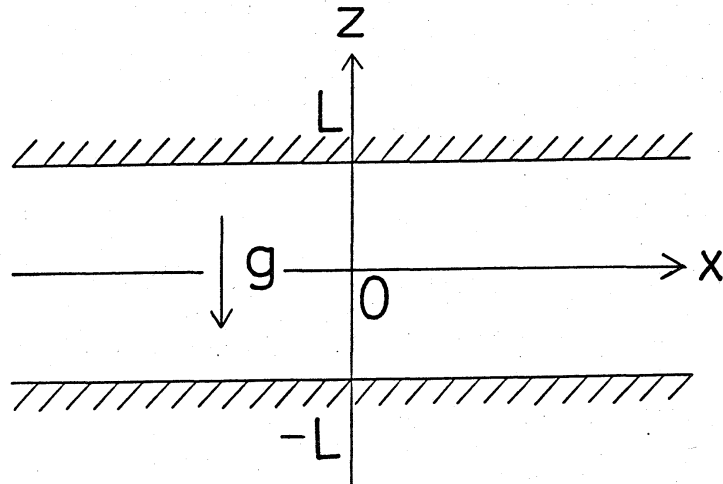
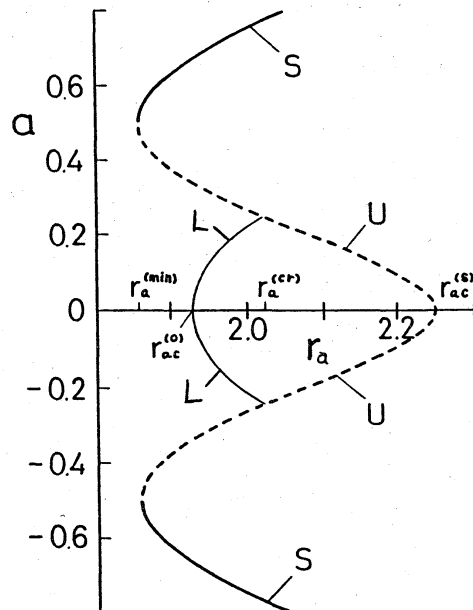


図 3



(文献8の説明参照)

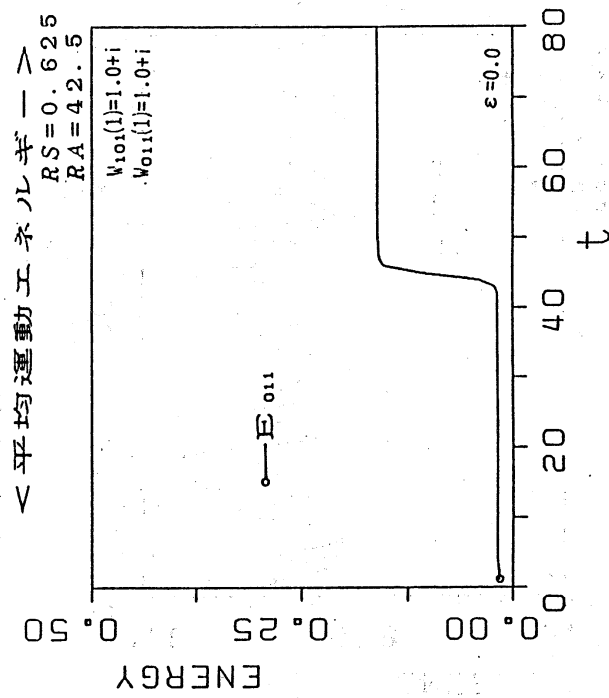
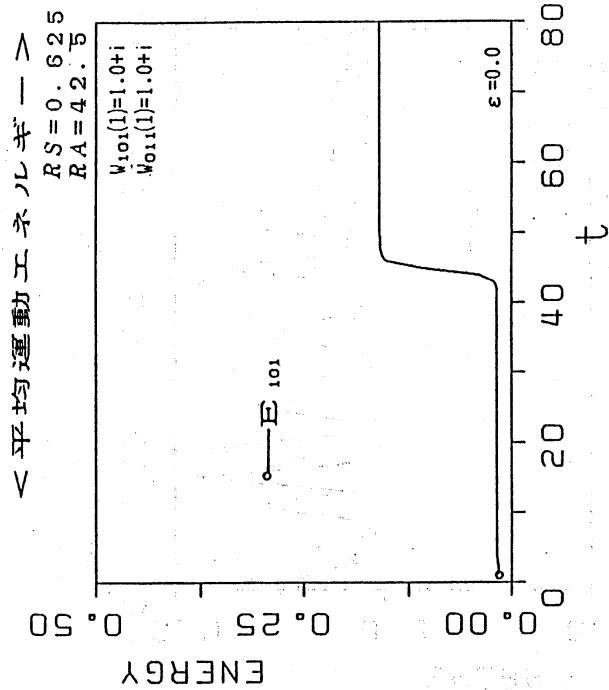


図4

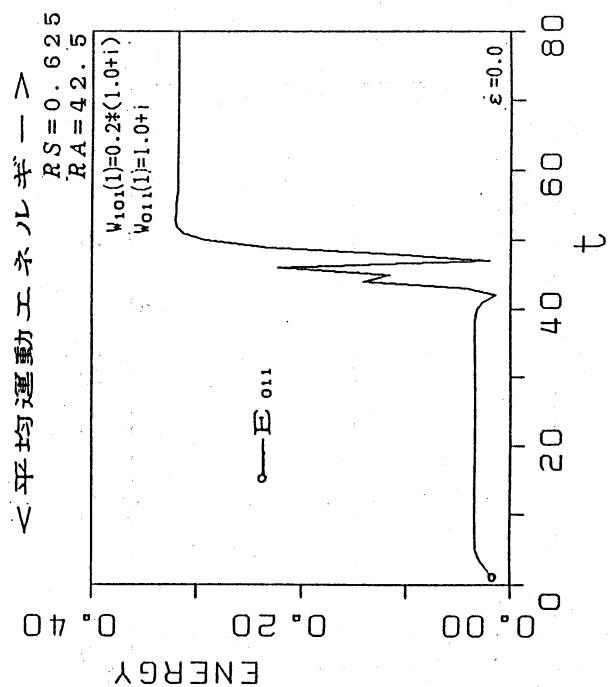
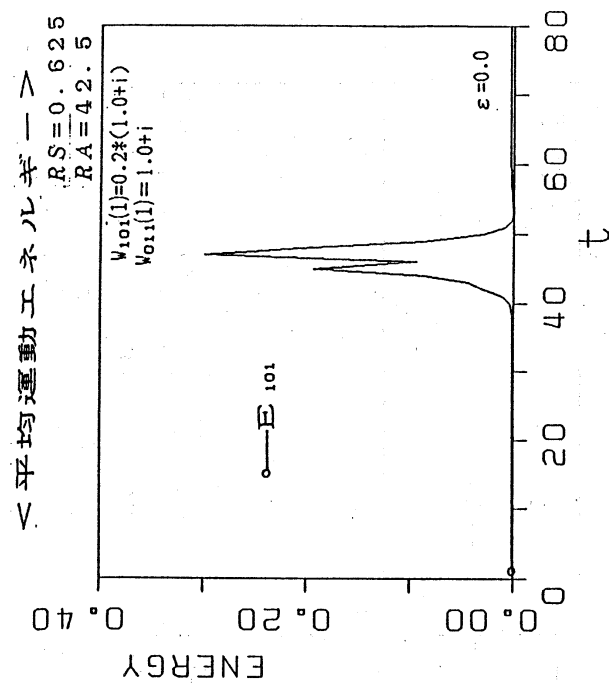
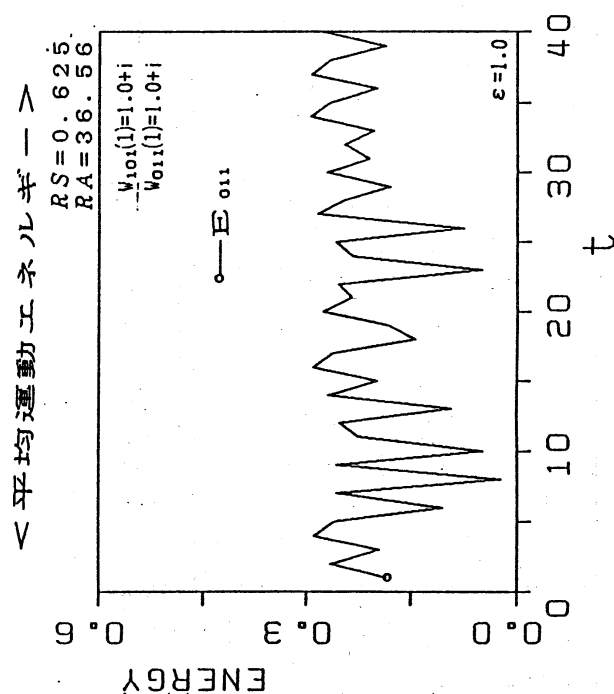
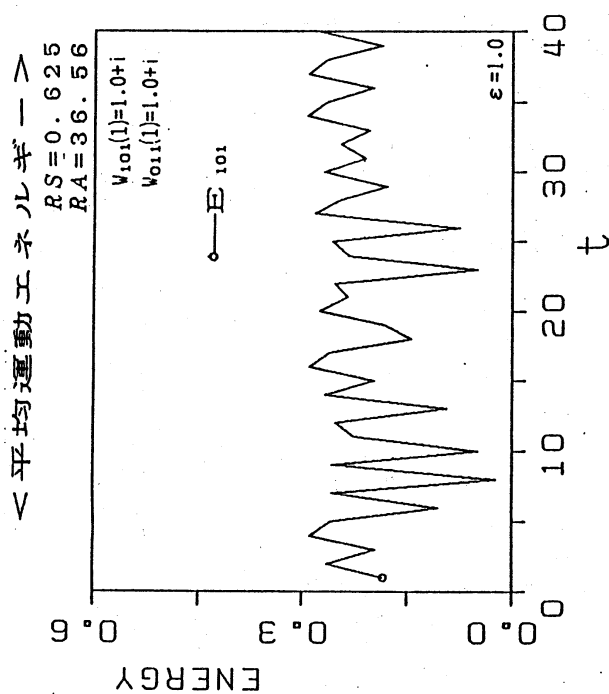
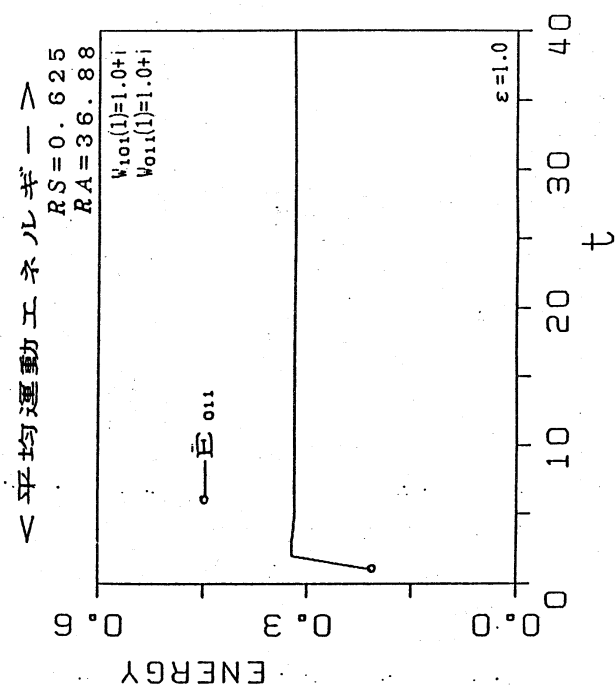
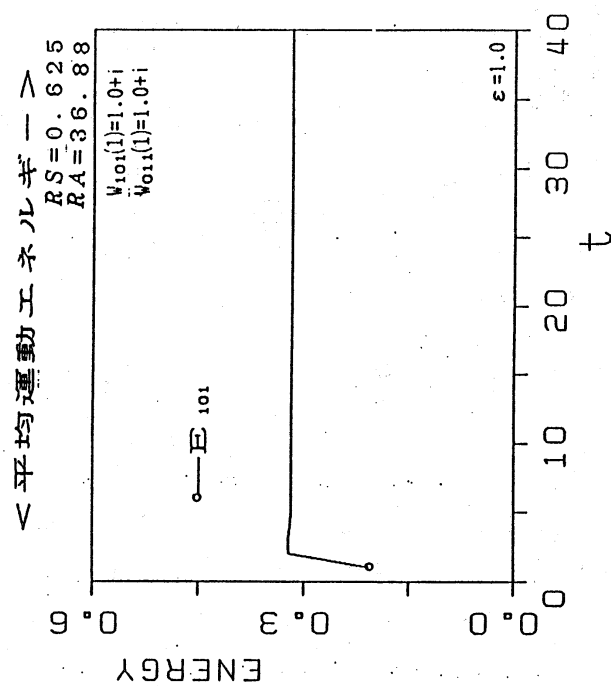


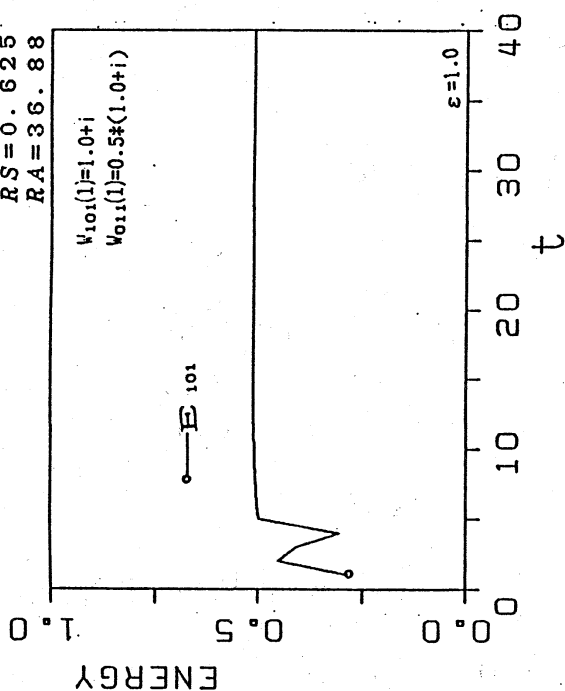
図5



<平均運動エネルギー>

RS=0.625
RA=36.88

$V_{101}(1)=1.0+i$
 $W_{011}(1)=0.5*(1.0+i)$



<平均運動エネルギー>

RS=0.625
RA=36.88

$V_{101}(1)=1.0+i$
 $W_{011}(1)=0.5*(1.0+i)$

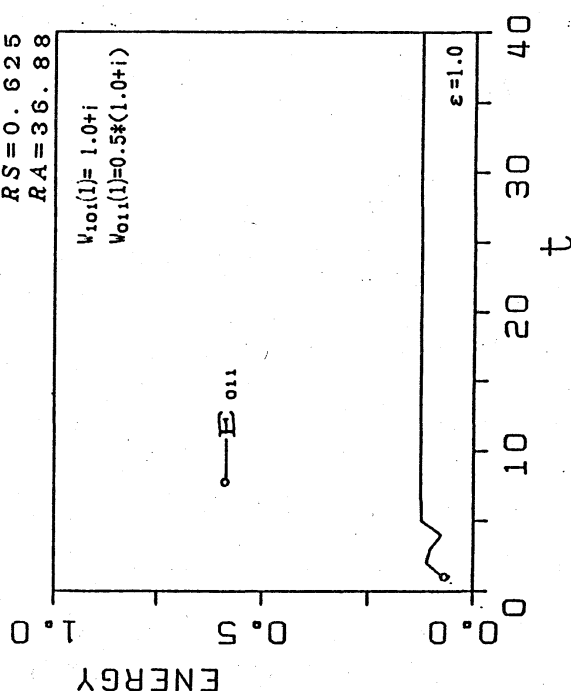
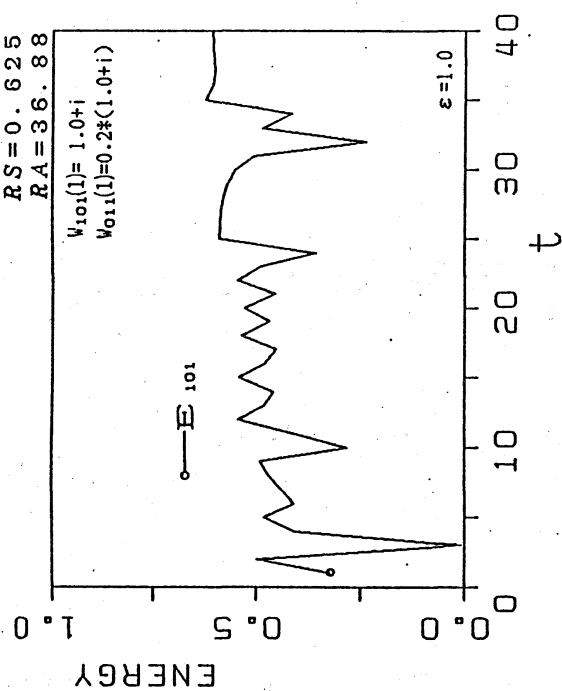


図8

<平均運動エネルギー>

RS=0.625
RA=36.88

$V_{101}(1)=1.0+i$
 $W_{011}(1)=0.2*(1.0+i)$



<平均運動エネルギー>

RS=0.625
RA=36.88

$V_{101}(1)=1.0+i$
 $W_{011}(1)=0.2*(1.0+i)$

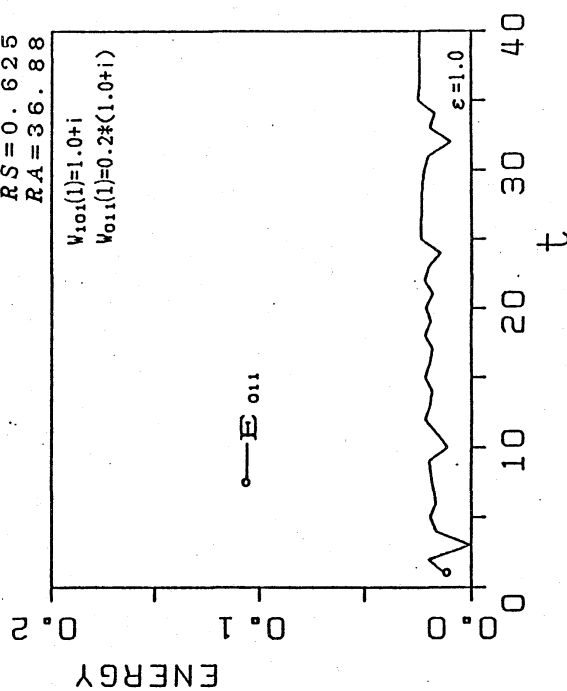


図9