

670 (1981).

- 7) S. Komura, K. Osamura, H. Fujii and T. Takeda, to be published.
- 8) S. Komura, K. Osamura, H. Fujii and T. Takeda, to be published in the proceedings of Yamada Conference VI on Neutron Scattering from Condensed Matter, Hakone, 1982, Physica B.

散逸構造の形成過程と緩和

— 渦流形成の場合 —

東工大・理 川久保達之, 新宮原正三, 樋屋嘉実

§ 1. はじめに

空間的拡がりをもつ非平衡開放系は一般にコヒーレントな散逸構造を形成する場合が多い。しかしながら、何故秩序だった構造が形成されるのか、その過程は必ずしも明らかではない。ここでは吸い込み口のまわりに形成される渦流を例にとって、渦が形成されていく過程を実験的に調べると共に、ナビエ・ストークスの方程式を基礎とした2次元流近似での計算機シミュレーションを行い、実験との比較はした。

§ 2. 実験

矩形の水槽の底に孔をあけ、そこからポンプで流体を吸い出し、これを水槽の両脇から返して循環させると、深さを一定に保ちながら流れを観測することができる。流体として水にグリセリンを混合して動粘性係数 $\nu = 2.8 \text{cSt}$ にしたものを使い、表面に Al の粉末を浮かべて流れによる粉末の軌跡を写真に撮ったものが図 1 である。中央の円が 8mm ϕ の流出口であり、 Q はそこから毎秒流出する水の量である。これによると流出量 Q が小さいときは小さな渦があちこちに発生するが、これらの渦は絶えず離合集散していて時間的にも空間的にも極めて不安定である。 $Q = 137 \text{cc/s}$ では、流出口のまわりに 4 つの渦が形成され右上と左下の対角にある渦が対をなして右回り、左上と右下の対が左回りに回転している。更に Q を増すと優勢な右回りの対が他を圧倒し、全体が 1 つの渦にまとまり極めて安定したものになる。このように吸い込み口のまわりの渦の成長は沢山の小さな渦の統合を経て実現するといつてよい。

しかしながら、安定な渦の場合でも、中心の吸い込み口から離れる程流れはランダムである。この事情を見るために、周囲の水の流れ込みがなるべく等方的になるように正 12 角形の容器を作り、12 角形の各辺にとり入れ口をつけて水を取り込む一方、それらの合計した量を中心の流出口から流出させてできる流線の写真を撮った。この場合は矩形の容器で見られたような

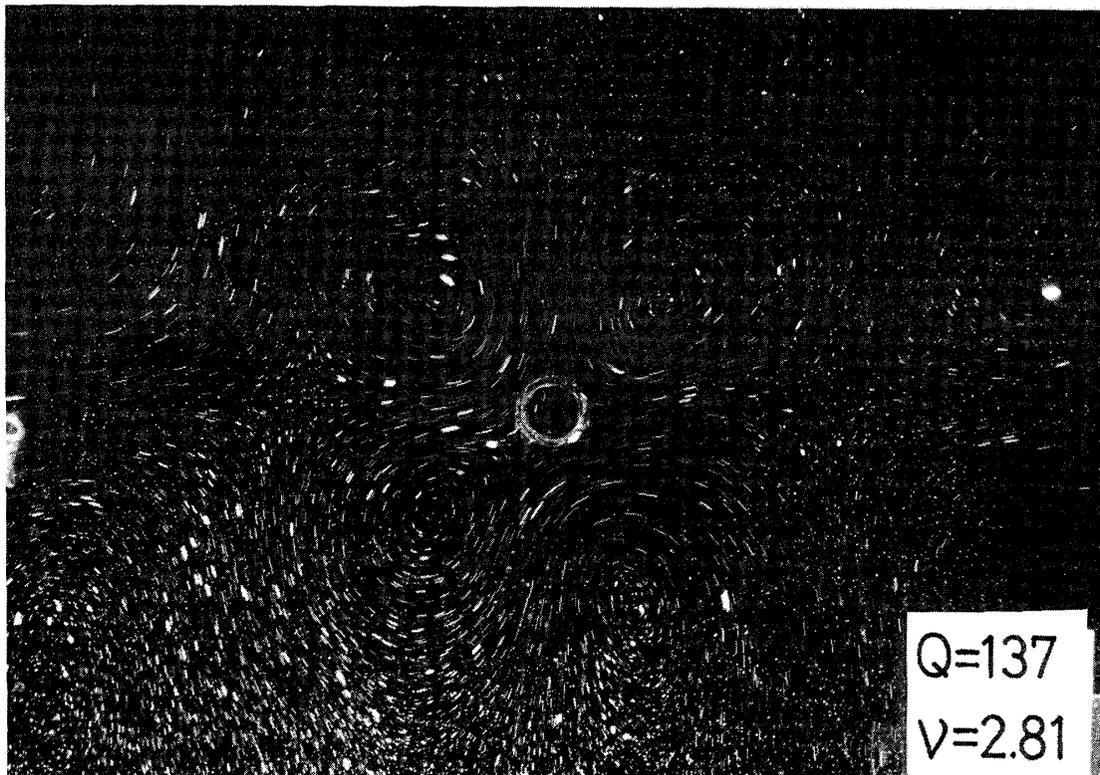
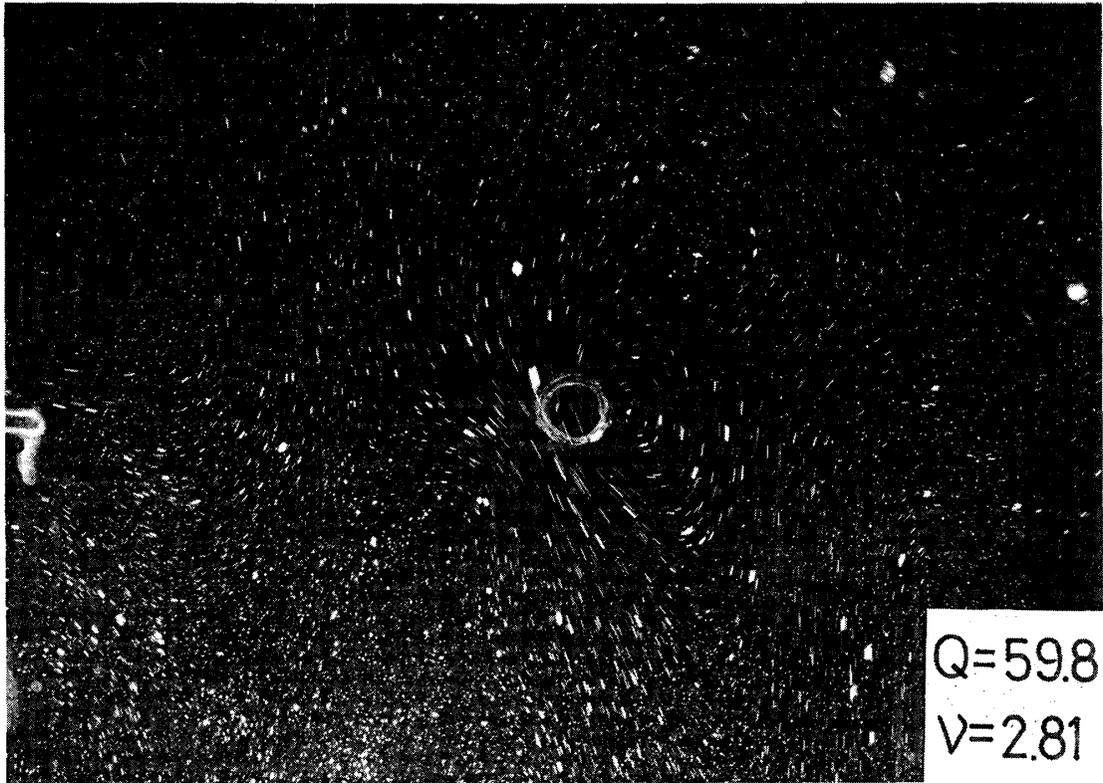




図1 矩形水槽中での吸い込み口のまわりの流線, Q は吸い込み口からの流出量 (cc/sec), ν は動粘性係数 (cSt)。

4つの渦は見られず, 不安定な流れの状態からいきなり1つの渦が成長する。成長した渦についての方位角方向の流速 v_θ と角運動量 $L = r v_\theta$ (r は中心からの距離)の r に対する分布の2例を図2に示す。この図におけるばらつきは時間的なゆらぎではなく, 空間的なゆらぎであり, 実線は平均値を示す。これによるとこの半径の円内では角運動量の平均値はほぼ保存されており, その値は Q と共に増加している。また角運動量のゆらぎは外側では大きく, 内側に進むにつれて減少していて, 渦は内側ほど空間的に秩序だった構造になっていることがわかる。さらに著しい事実として, 周辺で導入される v_θ や L のゆらぎの大きさは流出量 Q が大きい程大きく

$$\langle \Delta v_\theta^2 \rangle_{r=\text{const}} \propto Q^2 \quad (1)$$

の関係を満たしていることがわかった。一般に流体系では, 外から導入する流れが乱れを起こすがそのゆらぎの分散は流入量の2乗に比例すると考えてよさそうである。

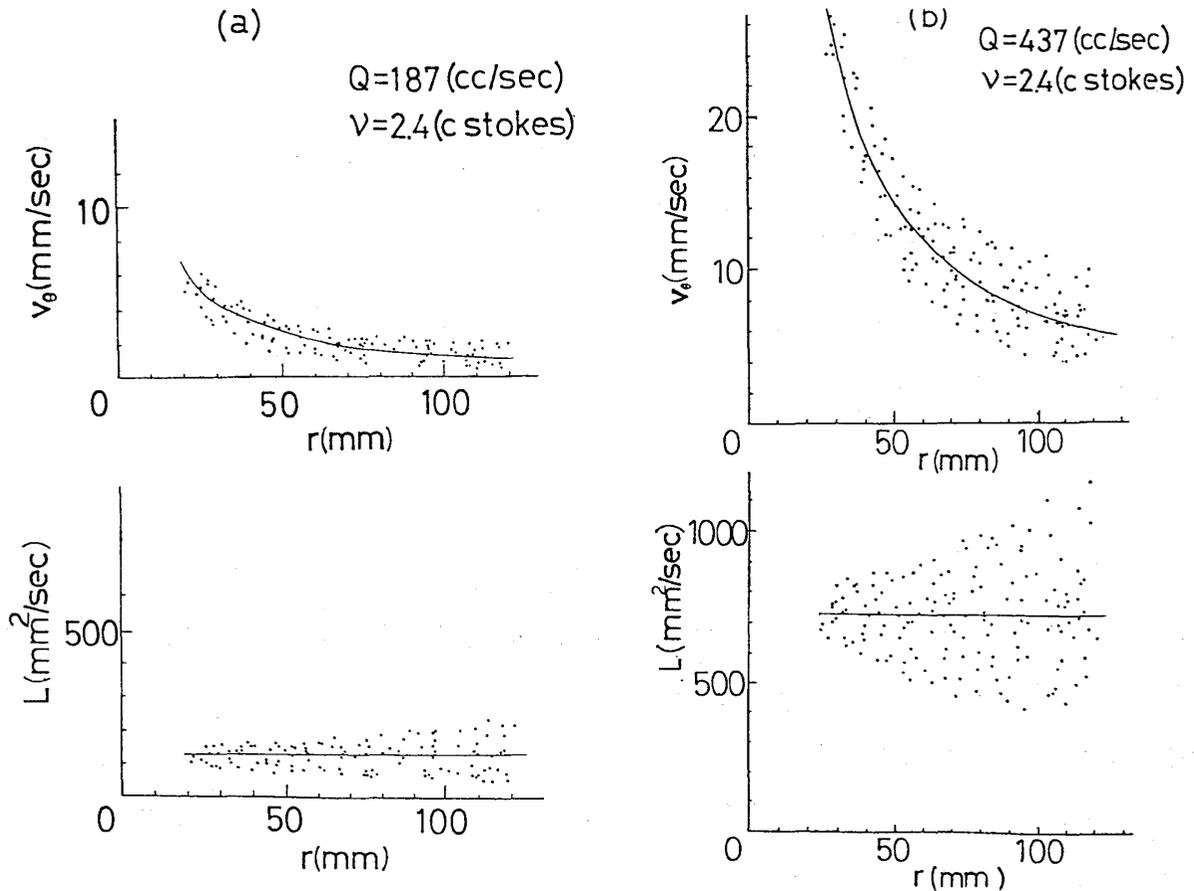


図2 正12角形水槽中での流速の方位角成分 v_θ および角運動量 $L = r v_\theta$ の分布。

§ 3. 計算機シミュレーション

実際の渦は3次元構造をもっているが、一先ず、ナビエ・ストークスの方程式を基礎にした2次元流れの近似を用いて計算機シミュレーションを行い、前節の実験結果と比較した。極座標で表わしたナビエ・ストークスの方程式、

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_r}{\partial t} = & -V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} + \frac{V_\theta^2}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \\ & + \nu \left(\frac{\partial^2 V_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_r}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial V_\theta}{\partial t} = -V_r \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \nu \left(\frac{\partial^2 V_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_\theta}{\partial r} - \frac{V_\theta}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} \right) \quad (3)$$

と連続の式

$$\frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_r}{\partial \theta} = 0 \quad (4)$$

から出発する。ここで ρ は密度, p は圧力, ν は動粘性係数である。ここで動径方向の流速を吸い込み口へ向かって流れる平均流とそのまわりの擾動に分け

$$V_r = -Q/2\pi r + v_r \quad (5)$$

方位角方向の流れは擾動のみであるとして

$$V_\theta = v_\theta \quad (6)$$

として, (5), (6)を(2), (3)に代入し, (4)を考慮して v_r, v_θ に関する発展方程式を導き, 計算機によって定常解を求めた。その際 v_θ に関する外側の境界条件として(1)の経験則にてらして Q に比例する乱数を用い, v_r の境界値は0とした。

図3は上述のように外部の円周上にランダムな流れを与えた場合の定常状態に達したときの渦のパターンの1例である。境界では左回りと右回りの流れを与えてあるが, 中心に進むにつれて境界で優勢な左回りの流れが右回りの流れを制し, 中央部分では全体として左回りの渦に統一されている。図4は図2の実験事実に対応する v_θ および L の分布の計算機シミュレーションの結果である。図4(a), (b)を比較すると平均値は動粘性係数 ν が同じときは Q と共に増加している。またゆらぎの挙動も実験事実と同じく中心に進むにつ

$$Q/2\pi = 2.0$$

$$\nu = 0.2$$

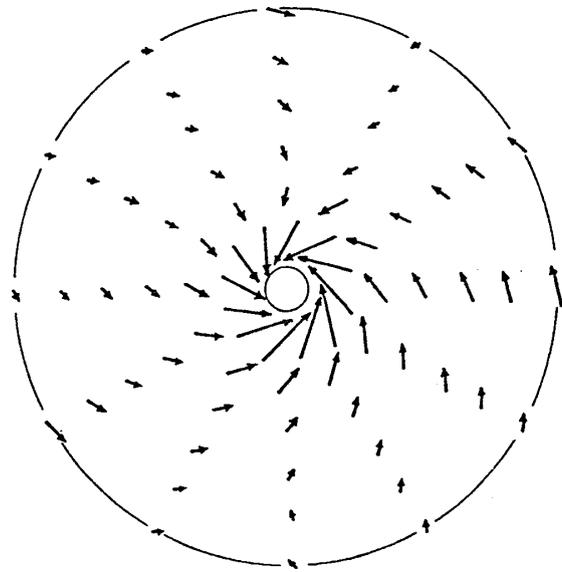
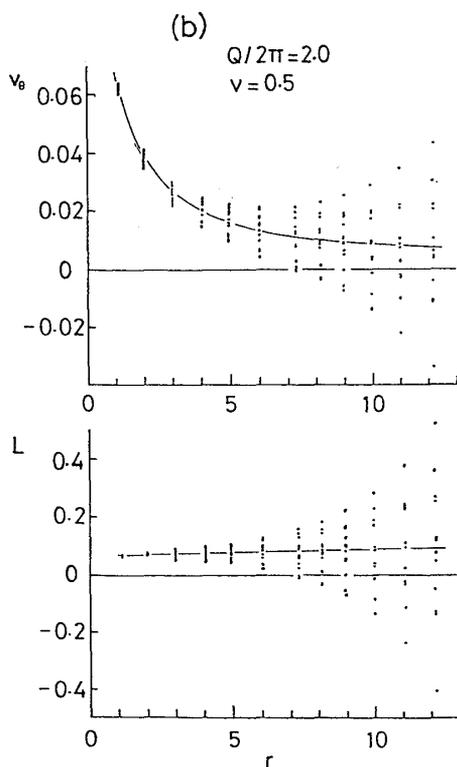
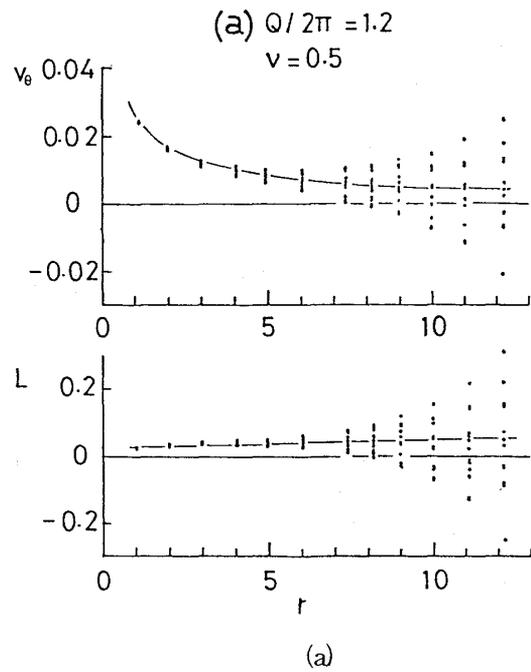


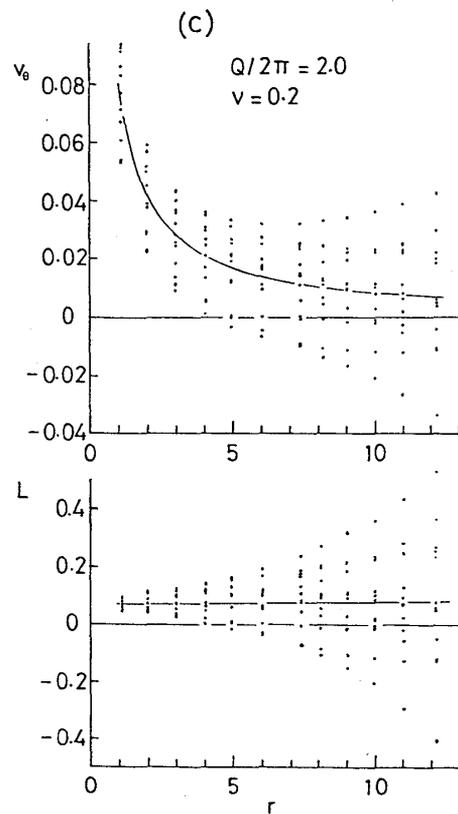
図3 計算機シミュレーションによる渦のパターン。

れて減少するが、その減少の割合はランダムな流れが内部へ進むにつれて空間的にコヒーレントな構造に成長するための緩和の度合を表わすと考えてよい。このような緩和は図4(b)(c)のように Q が等しく ν が違う場合を比較してみると、 ν によって左右されていることがわかる。すなわち動粘性係数が大きい方がコヒーレントな構造をつくりやすい。

結論として、このような空間的拡がりをもつ散逸構造の秩序化にはそれを表現する散逸的な物理量(いまの場合 v_θ や L)の空間についての平均値の他にゆらぎがどのく



(b)



(c)

図4 計算機シミュレーションによる v_θ および L の分布

小貫 明

らい小さいかということも重要であって、渦流の形成の場合、前者は流出量（それは同時に外から供給している流入量でもある）によって決まるが、後者は粘性係数によって決まるということがわかった。

熱流下での超流動転移および渦乱流

九大・理 小 貫 明

熱流下での臨界現象については理論家の注目するところではなかったが、豊富な可能性を含んでいる。物質をとりあえず次の3つのカテゴリーに分類する。

- (a) 熱伝導率 λ の発散がなくまた流体力学的不安定性のないもの。多くの磁性体や合金など。この場合は粗視化された Ginzburg-Landau 方程式のレベルで局所平衡の考えが許される。即ち、局所的温度として $\tau_0 + (d\tau/dx)x$ を使ってよい。 x は場所を表わす。
- (b) 2成分溶液では λ は有限だが熱拡散効果のため、Soret instability が生じやすい。gas-liquid 転移する液体では λ が発散し局所平衡は使えず、しかも Benard instability が生じやすい。
- (c) 超流動ヘリウム。 ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$ や He-film もこの部類に入れておく。この系では超流動成分が運ぶことより特異な現象がおこる。以下は3次元の ${}^4\text{He}$ での計算を解説する。詳しくは、Jour. Low. Temp. Phys.に掲載される。

主な現象として次の2つが際立っている。

- (i) 不均一構造ができること。これは磁場下の超伝導体の多様な構造を想起させる。
- (ii) 超流動成分の存在する領域では、ある程度以上熱流が大きいと、vortex が集団的にできからみあう。このため小さいながらも熱抵抗が生じ、温度勾配ができる。

(i)については過去の理論はない。従前のアプローチとしては一様な熱流の存在する状態の不安定性に注目している。例えば Mikeska や Langer のもの。He I と He II の interface については実験家には気づかれていたが、理論がないため、曖昧なまま見過ごされてきた。(ii)の vortex 乱流については膨大な実験があるが、理論としては Vinen (1957) と Schwartz (1978) のみあげられる。いずれにしろ自由エネルギーが存在しないため数学的困難が大きい。

§ 2. He I と He II の Interface