軸対称形渦流崩壊における渦塊の形成過程とその構造*
(第3報, 非定常境界条件と形成過程に関する実験)末松良一^{*1}, 伊藤忠哉^{*1}, 加藤典彦^{*1}Growing Process and Structure of Axisymmetric Vortex Breakdown
(3rd Report, Experiments on the Growing Process of Bubble)

Yoshikazu SUEMATSU, Tadayo ITO, and Norihiko KATO

This study investigates the growing process of an axisymmetric (bubble type) vortex breakdown. In the preceding reports, the growing process of the bubble was discussed, based on the inviscid linear theory of the internal wave, and also examined by the numerical analysis of the Navier-Stokes equations. In this paper, experiments of the unsteady swirling pipe flow is conducted to confirm the theoretical results concerning the growing process. Generation of a group of internal wave by the abrupt change of the upstream boundary condition, its propagation and dispersion are measured by a Laser-Doppler-Velocimeter, and obtained data are compared with the results of inviscid theory. By the method of intermittent or periodic injection of dye, the growing process of a bubble is clearly visualized. The obtained results of the growing process showed a good agreement with the theory.

Key Words: Unsteady Flow, Fluid Vibration, Vortex Breakdown, Internal Wave, Swirling Flow, Flow Visualization

1. ま え が き

軸速度をもつ旋回流が, 旋回軸に沿うある位置で流動の様相を急変する渦流崩壊現象の発生機構については, Ludwig の流動不安定説⁽¹⁾, 跳水現象と対比した Benjamin の有限遷移説⁽²⁾, また Leibovich の孤立波説⁽³⁾など諸説が提案されているがまだ定説はないようである⁽¹¹⁾.

著者らは, 先の研究⁽⁴⁾⁻⁽⁷⁾において, 管内旋回流を対象にして, 渦流崩壊現象は旋回流中に生起する内部波(慣性波)を伴う流れ場として理解できることを指摘し, 多様な崩壊形態は周方向におけるかく乱のモードに対応するものとして統一的に説明できることを示した。

本研究は, 軸対称形崩壊を対象として, 渦塊の発生或長過程という非定常問題の検討に主眼を置き, 第1報⁽⁸⁾では, 非粘性線形理論モデルを基礎として, 上流端の流れ場の時間的变化に応じて生起する内部波の下流への伝ば現象として渦塊の発生成長過程をとらえた。また第2報⁽⁹⁾では, 非定常のナビエ・ストークス方

程式および連続式を数値的に解くことにより, 流れ場の性格を検討し, 上記理論モデルによる結果との対比を行い, 同モデルを導く際に前提した諸仮定の適合性をも論じた。

本報は, 既報で提案した理論的説明の実験による検証を内容とする。まず定常な流れ場の測定を行い, 主流場に対して検討を加え, さらに非定常な上流端境界条件を与えた場合の流速の測定により, 内部波の下流への伝ばを確認する。次に, 渦塊の発生過程を染料を断続的に注入して可視化観測することにより, 渦塊を形成する流体粒子の履歴を推定するとともに, 理論結果との対比を行う。また, 上流端境界条件の変化速度の相違によって生じる渦塊の上流側よどみ点の軸位置の移動の差異を観測し, これに理論的説明を与える。

2. 実験装置および方法

本章では一様円形断面の管路を対象として, 軸対称形渦流崩壊現象の発生過程を観測, 測定するために使用した装置および実験方法について述べる。

図1に実験装置の概略を示す。この装置は第1報で示したそれと一部を除いてほぼ同じである。すなわち, ポンプより上流側定水頭タンク A に送られた水は羽根角可変の案内羽根 C により旋回を与えられて供試

* 昭和62年10月2日 北陸信越支部信越地方新渦講演会において講演, 原稿受付 昭和62年3月2日。

*¹ 正員, 名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町)。

流路 D (内径 60 mm, 長さ 1000 mm) に入り, 下流側流量調節弁 K, I を経て外部に排出される。本報に用いた装置では, 流体に旋回を与える案内羽根の羽根角をモータ M により変化させ, その変化量および変化速度を任意に設定できるようにした。さらに現象の可視化のために染料を注入する細管 J を改良し, 流れ場に影響を与えず染料を一定の周期で断続的に注入できるようにした (図 1 内の詳細図参照)。

次に, 流れ場の流速測定には前報同様, レーザ流速計を用い, 軸速度および旋回速度の半径方向分布を X-Y レコーダに記録した。さらに非定常な流れ場の測定においては, ペン書きレコーダに上記各速度の時間変化を記録した。

実験では, 弁 K を通過する流量 Q および細管 H からの吸込み流量 q を一定に保ちつつ, 羽根角 Ψ をモータ M により変化させることにより, 種々の非定常な上流端境界条件を与え, これによって生ずる流れ場の時間変化を, 染料により可視化された流脈線の一定時間ごとの撮影および観測と, レーザ流速計による流速の測定によって調べた。モータをデジタル制御して, 羽根角の設定を $1/50^\circ$ の精度で行うことにより, 崩壊の発生を伴う非定常過程に十分な再現性が得られた。なお, 細管 H による流体の吸込みは渦塊(軸対称)以外の非軸対称形崩壊の発生の抑制を意図したもので, その流れ場への影響については 3 章で検討する。

3. 軸対称形崩壊の発生過程の実験

2 章で述べた装置を用い, 羽根角の初期条件および変化に要する時間 (変化速度) を種々に変えて実験を行った。非定常な流れ場の測定および可視化実験により得られた結果について以下に記す。

3.1 定常な流れ場 ここでは, 非定常な流れ場の測定に先立ち, 定常な流れ場を測定した結果について述べる。なお以下の測定結果は渦流崩壊が発生していない条件下で行ったものである。

図 2 に軸位置 $z/a=4$ (a : 管半径, 供試流路上流端を $z=0$ とする, 図 1 参照) における軸速度と, 旋回速度の半径方向分布をレイノルズ数 $Re=(w_m a/\nu, w_m$: 平均軸速度, ν : 動粘度) を一定にして, 羽根角 Ψ を種々の値に保った場合の測定結果を示す。軸速度分布は, 旋回がない場合 ($\Psi=0^\circ$, 図 1 参照) には, 管半径の約 75% にわたり, ほぼ一様な分布をしているが, 旋回を与えると管軸近傍において増速し, 旋回が強いほどその傾向が顕著になることがわかる⁽¹⁰⁾。また, 旋回速度分布においては, 羽根角 Ψ が大きくなるほど全体的に旋回速度が増すが, 分布形状についてはあまり変化が見られず, いずれも半径位置 $r/a=0.3$ 付近で最大値をとり, 管軸近傍ではほぼ直線的な分布をなしている。この部分については剛体回転の流れ場とみなすことができる。

次に, 図 3 に種々の軸位置における軸速度および旋回速度の半径方向分布を示す。軸速度分布は, 軸位置が増すと管軸近傍の増速部が次第に減り滑らかな形状となる。また旋回速度分布の形状については軸速度ほど顕著な変化は見られないが, その大きさは軸方向にわずかに減少する。

さて, 渦流崩壊は主として管軸近傍において発生する現象であり⁽⁷⁾, 軸心近傍の軸速度および旋回速度と密接な関係があると思われる。したがって, この両者からなる無次元数として, 管軸近傍のロスビー数 Ro_c を次の形に定義する。

$$Ro_c = w_c / (a \Omega_c)$$

ここに, w_c : 管軸上の軸速度, Ω_c : 管軸における旋回角速度 (管軸近傍における旋回方向速度の傾き, 図 2 参照) である。図 4 に羽根角 Ψ をパラメータとして Ro_c の軸方向変化を示す。軸位置が増加するにつれて Ro_c は増加するが, この傾向は羽根角の増加とともに小さくなり, $\Psi=25^\circ$ の場合には, Ro_c の値はほぼ一定となる。軸対称形崩壊が観測されるのは, 羽根角をさらに増した $\Psi=30^\circ$ 程度以上の場合であり, このこ

図 1 実験装置の概略

とは4章で行う解析において主流のロスビー数を軸方向に一定とした仮定の妥当性を裏付けるものであると言える。

以上は細管による吸込み(図1参照)を行っていない場合の流れ場の測定結果であるが、次にこの吸い込みによる影響を調べた結果について述べる。図5に管軸上の軸速度の軸方向変化を示す。これは吸込み流量 q を全流量の19%とし、細管の先端の軸位置を $z_0/a=17$ とした場合の羽根角 $\Psi=28^\circ$ および 30° における測定結果である。 $\Psi=28^\circ$ のとき $z/a=11$, $\Psi=30^\circ$ のとき $z/a=9$ 付近に軸速度の極小値を持つことがわかる(この極小値が負値となると、渦塊の発生が観測される⁽⁷⁾)。細管の設定軸位置を種々に変化させて測定を行った結果、吸い込みの影響は、細管の先端から上流側に $3a$ 程度の範囲のみに限られることを確認した。本研究で対象とする軸対称形渦流崩壊は他の形(定常ならせん形および二重ならせん形)の崩壊より上流側に発生するので吸込み管の設定軸位置は軸対称形渦流

崩壊の発生・成長を妨げず、かつ他の形の崩壊を抑制するように選んだ($z_0/a=8\sim 12$, 渦塊の発生軸位置4~8)。

3.2 流れ場の時間的変化 本節では、流れ場を定常に保った後、上流端で案内羽根の羽根角を一定角速度で変化させ、非定常な上流端境界条件を与えた場合の流れ場の時間的変化を調べた結果について述べる。

図6は $Re=1780$ の条件下で羽根角 Ψ を30s間に 30° から 35° まで変化させた場合の可視化実験の結果である。染料は0.5s周期で断続的に注入した。定常状態[図6(a)]ではほぼ等間隔になっていた染料(流脈線)は、次第にある軸位置に集まり[図6(b)], やがて一体となり[図6(c)], その位置で流脈が膨らみ、渦塊が形成されていく[図6(d), (e)]。さらに、この断続流脈線による渦塊形成過程の写真から、ある時刻以降に上流端から出た染料はそ行あるいは停滞して、渦塊を形成するが、それ以前の染料は渦塊に取り込まれることなく下流へ流れ去ることもわかる。このことは前報で示した線形理論モデルおよびナビエ・ストークス式による流体粒子の履歴の計算結果と定性的に一致する⁽⁹⁾。なお、図6中の印は同一の流体粒子の位置を示す。

図2 軸速度および旋回速度の半径方向分布 (吸込みなし, $q=0$)

図3 軸速度分布($\Psi=20^\circ$, $Re=2070$)および旋回速度分布($\Psi=15^\circ$, $Re=2220$)の軸方向変化 (吸込みなし, $q=0$)

図4 Ro_c の軸方向変化

図5 軸心軸速度の軸方向変化

図7に第1報で提案した線形理論モデルを用いて計算した断続流脈線を示す。図7は $Ro=0.48$ の剛体回転一様軸速度の主流場に、上流端で旋回速度に振幅〔後述式(4)の C 〕0.6のステップ状変動を与えた場合の計算結果である。最初の定常状態では一定間隔であった断続流脈線が次第にある軸位置 ($Z \approx 1.9$) に集まり、そして徐々に渦塊を形成していく過程は上記実験結果と定性的によく一致する (なお実験においては染料の拡散に起因して断続流脈線がつながって見えることの模擬として、流脈の計算に際しては隣接する流脈の線分がある一定距離以内に接近した場合には、その時点以降はそれらを連結する形で表示した)。

以上渦塊の発生過程につき流動形態の変化に視点を置いて述べたが、次に渦塊の軸位置の時間的変化を調べた結果について述べる。図8は、測定結果を横軸に渦塊の軸位置 (渦塊上流側よどみ点軸位置)、縦軸に案内羽根の羽根角 Ψ を変化させ始めてからの経過時間 $\bar{t}$ をとって示したものである。ここに、羽根角の変化

範囲は 30° から 35° 、変化時間 t_Ψ は 2, 10, 20, 30 s の場合が示してある (図7の横軸の軸位置は、本実験装置で測定可能な軸位置範囲 $z/a \geq 1$ で示した)。なおレイノルズ数は $Re=1740 (q/Q=0.2)$ である。羽根角の変化時間 t_Ψ が比較的長い場合 (30, 20 s) には、下流側で発生した渦塊は時間とともに上流側へ移動し定常位置に落ち着くが、変化時間が短い場合 (10, 2 s) には渦塊は上流側で発生し、一度下流へ移動した後、再び上流側へ向かい、定常位置に落ち着く。このように上流端の境界条件の変化速度により下流側の流れ場の変化の仕方には違いが見られることがわかる。その理由については4章で考察する。

4. 理論モデルとの比較および考察

本章においては既報で導いた波動形かく乱 (内部波、慣性波) を用いた流れの表式による計算結果と、3章の実験結果とを比較、検討する。

4.1 波動形かく乱の表式とかく乱の伝ば速度

(染料注入周期 0.5 s, $Re=1780$)

図6 渦塊形成の断続染料による可視化写真の一例

図7 断続流脈面の時間経過 ($Ro=0.48$)

ここでは前報までに提示した波動形かく乱の理論解析を略記するとともに、実験結果との対比に関連してかく乱の伝ば速度について要約する。

解析には以下の仮定を設ける。

- (1) 流体は非圧縮、非粘性とする。
- (2) かく乱が生起する以前の定常流(主流)は剛体回転、一様軸速度の円筒流とする。

(3) かく乱は軸対称とし、その大きさは主流に比して一位の微小量とする。上記の前提下に円筒座標系 (r, θ, z) を用いたオイラーの方程式と連続式を基礎式にとり、かく乱に関して線形化を行う。さらに、かく乱を次のような複素形におく。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= U(r)e^{\lambda t - imz}, & \bar{v} &= V(r)e^{\lambda t - imz} \\ \bar{w} &= W(r)e^{\lambda t - imz}, & \bar{p} &= P(r)e^{\lambda t - imz} \end{aligned} \right\} \dots\dots(1)$$

ここに、 λ : 固有値 ($\lambda = \alpha + in$, n : 変動角速度), m : 軸方向波数, U, V, W は r のみの関数で複素数値をとる。

仮定(2)より、主流を次式で表す。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= 0, & \bar{v} &= \Omega r, & \bar{w} &= w_m \\ \bar{p} &= p_0 + \rho(\Omega^2/2)r^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots(2)$$

さらに、諸量を次のように無次元化する。

$$\left. \begin{aligned} T &= \Omega t, & R &= r/a, & Z &= z/a \\ u_n &= u/(a\Omega), & v_n &= v/(a\Omega), & w_n &= w/(a\Omega) \\ M &= am, & \Lambda &= \lambda/\Omega, & N &= n/\Omega \\ \text{ロスビー数 } Ro &= w_m/(a\Omega) \end{aligned} \right\} \dots\dots(3)$$

ここに、 u, v, w は r, θ, z 方向の速度成分, p : 圧力, ρ : 流体密度, $u = \bar{u} + \bar{u}$ など, p_0 は管軸上の圧力である。若干の計算の後、かく乱の実数解は次の形に解析的に得られる⁽⁸⁾。

図8 時間経過に伴う渦塊の移動

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_n &= CJ_1(\sigma R) \cos (NT - MZ - \phi) \\ \bar{v}_n &= -C\{2/(N - MR_0)\}J_1(\sigma R) \\ &\quad \times \sin (NT - MZ - \phi) \\ \bar{w}_n &= C(\sigma/M)J_0(\sigma R) \sin (NT - MZ - \phi) \end{aligned} \right\} \text{ただし}$$

$$\sigma = M\{-1 + 4/(N - MR_0)^2\}^{1/2} \dots\dots(4)$$

ここに、 C, ϕ はかく乱の振幅と位相を表す任意定数であり、 J_0, J_1 はそれぞれ零次および一次の第1種ベッセル関数である。また σ の値は管壁での境界条件 ($R=1$ で $\bar{u}_n=0$) から $J_1(\sigma)$ の零点として無限個の正数値が得られるが、実際現象は多くの場合は低次のモードに対応する形で生起することを考慮し、ここでは最低次のモードのみを着目して、 $\sigma = \sigma_1 = 3.832$ とした。また軸方向波数 M を実数とすると、固有値 Λ は純虚数 ($\alpha=0$) となり、角周波数 N との関係は次式となる (この式はかく乱が分散波であることを示している)。

$$N = MR_0 \pm 2\sqrt{M^2/(\sigma^2 + M^2)} \dots\dots(5)$$

上式より、波動形かく乱の位相速度 C_p と群速度 C_g が次式の形に得られる。

$$\left. \begin{aligned} C_p &= N/M = Ro \pm 2/(\sigma^2 + M^2)^{1/2} \\ C_g &= \partial N / \partial M = Ro \pm 2\sigma^2/(\sigma^2 + M^2)^{3/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots(6)$$

ここに、位相速度 C_p は単一の波動が進行する速度、群速度 C_g は上記波動近傍の位相速度を持つ波群の伝ばする速度を表す。前報でも記したように、本研究で対象とする定常な軸対称形崩壊は、位相速度 $C_p=0$ の静止波に対応する流れ場として理解できるが、上流端境界条件の変化に伴って生じた静止波を含む波群の伝ば速度は上記の群速度 C_g に対応する。図9は $Ro=0.48$ の場合について、上記の C_p と C_g を波数 M を横軸にとって示したものである (M の同一値に対して2種の波が存在する)。式(6)より、 Ro が $2/\sigma_1=0.522$ に

図9 位相速度 C_p 、群速度 C_g と軸方向波数 M の関係

近いほど静止波の群速度は零に近づき、波群の伝ばが比較的緩やかに流れ場の変化として現れるという結果を導きうる。

次に、半無限領域 ($0 < Z < \infty$) を考え、上流端境界条件としてかく乱の旋回速度成分 $\tilde{v}_n$ の振幅の時間変化を与えた場合の流れ場の表式を求める。まずインパルス波の伝ばを考える。この流れ場は軸方向に正弦波状で時間的に中立安定なかく乱のすべての波数成分の重ね合わせによって得られる。さらに、時間 T を微小時間 ΔT に分割し、インパルスの大きさが ΔT 内では定値をとるパルスで近似し、このパルス状かく乱を重ね合わせることににより次式を得る。

$$\begin{aligned} \tilde{v}_n(T_*, Z) = & \sum_{i=0}^{k-1} \frac{C_i}{2\pi} J_1(\sigma_i R) \\ & \times \int_0^\infty \left[\frac{2}{N+MR_0} \sin \left\{ (N+MR_0) \frac{\Delta T}{2} \right\} \right. \\ & \times \cos \left\{ (N+MR_0) \left(T_* - T_i - \frac{\Delta T}{2} \right) - MZ \right\} \\ & + \frac{2}{N-MR_0} \sin \left\{ (N-MR_0) \frac{\Delta T}{2} \right\} \\ & \times \cos \left\{ (N-MR_0) \left(T_* - T_i - \frac{\Delta T}{2} \right) \right. \\ & \left. \left. + MZ \right\} \right] dM \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

なお、 ΔT ごとに上流端 ($Z=0$) で与えるパルスの大きさ C_i は上流端境界条件を満足するように順次算出する。

(a) 旋回速度 ($r/a=0.3$)

(a) 旋回速度

(b) 軸心軸速度

(b) 軸速度

図 10 流速の時間変化の測定結果 ($Re=1310$)

図 11 理論モデルによる計算結果 ($Ro=0.5$)

4.2 渦塊の発生成長過程 ここでは4.1節の理論モデルに基づき上流端境界条件(旋回速度分布の急変)に応ずる波動の伝ばの結果としての流れ場を算出し(第1報参照), 3章で行った実験結果と比較, 検討する。

図10に, $Re=1310$ の条件下に, 羽根角 ψ を 28° から 30° へほぼステップ状に変化させた場合(変化時間 $t_p=0.8$ s)の, 種々の軸位置における旋回速度[図10(a), 測定半径位置 $r/a=0.3$]と管軸上の軸速度[図10(b)]の時間変化の測定結果を示す。羽根角を変化させる以前と以後の定常な流れ場には, 図5に示したように, 渦塊は存在しないが, 管軸上の軸速度の極小値が存在し, 渦塊には至らない振幅の静止波が存在する。図10は, 実際の旋回流中に生ずる波群の伝ばと分散のようすを示している。すなわち, 羽根角をほぼステップ状に変化させた後, 旋回速度, 軸速度ともに, $Z=3.3$ においては $t=14$ sから変動が現れ始め, $t=25$ sでほぼ定値に落ち着くが, 軸位置が下流になるほど変動の開始時間が遅れるとともに波形が複雑化し, 波群の分散が生じているようすがうかがわれる。図11は, 図10の実験結果との定性的対比を目的として, 理論モデルより求めた計算結果である。すなわち, $Ro=0.5(<2/\sigma_1)$ の条件下で, 上流端の旋回速度にステップ

状の速度変化を与えたときに生じる波動形かく乱の旋回速度成分および軸速度成分の振幅の, 各軸位置における時間変化を示したものである。実験管路における定常な流れ場と理論モデルにおける主流(剛体回転, 一様軸速度)との違いにより, 図10と図11の定量的比較は困難であるが, 図11の計算結果は, 波動形かく乱の伝ばと分散のようすおよび最終的には定常な流れ場に落ち着く点などに関しては図10の測定結果と一

図12 軸心軸速度の軸方向変化
($Ro=0.5$, かく乱振幅 $C=1.2$)

(a) ステップ状上流端境界条件の場合

(b) 緩やかな上流端境界条件の場合

図13 上流端境界条件の違いによる流脈線の時間変化の相違($Ro=0.5$, かく乱振幅 $C=1.2$)

致する。

次に、3章の実験で見られた崩壊発生後の渦塊の特徴的な移動 (図8参照) について考察する。図12は、 $Ro=0.5$ の主流場の上流端において旋回速度のかく乱振幅をステップ的に増加させた場合の、各時刻における管軸上の軸速度の軸方向変化の計算結果である。図12からわかるように、静止波の波群に先立ち、波長の短い進行波の波群が伝ばする。上流端で与えた急速な速度変化は、この波長の短い波群による大きな変動を生じさせ、時間経過の早い時期 ($T=6$) に、管軸上の軸速度に逆流部を発生させる。この逆流領域は、波群の伝ばにより時間とともに下流へ移動し、最終的には、静止波のみによる逆流領域の軸位置に停留する。既報で述べたように、軸対称形崩壊 (渦塊) は、負の軸速度を持つ逆流領域の存在で特徴づけられる現象であるので、図12の条件下では、渦塊は比較的早い時期に発生し、時間経過とともに管軸上を下流へ移動しながら成長し、ある軸位置に定常的に落ち着くことがいえる。

図13(a)は、図12と同一条件下における流脈線 (上流端の定点を一定時間間隔で通過した流体粒子を、 $R-Z$ 面に点記したもの) の計算結果である。この結果は、図12に関連して述べた上の推論とよく一致する。すなわち、 $Ro=0.5$ の条件下で上流端にステップ状の速度変化を与えた場合には、早い時期に渦塊の萌芽である流脈線の膨らみが生じ、渦塊の形成を伴いながら下流側へ移動し定常軸位置に落ち着くことがわかる ($T>50$ では渦塊の位置は変わらない)。一方、図13(b)は上流端で与える速度変化がステップ状ではなく、図13(a)と同じ旋回速度まで変化時間 $T_c=50$ を要して緩やかに変化させた場合の流脈線の計算結果である。

この場合には、静止波以外の波長成分のかく乱の振幅は相対的に小さく、したがって、波動の分散による渦塊の形成過程への影響も小さくなり、静止波に対応する軸位置で渦塊は発生成長する。

以上により、 Ro 数が $2/\sigma_1$ に近い条件下で上流端境界条件を急激に変化させた場合に、波群の伝ばおよび分散により渦塊の発生軸位置が下流へ移動することが定性的に説明される。

一方、図8中に見るように、渦塊が下流側から移動して定位置に落ち着くという実験事実は、主流を不変とする前提下 (Ro 数一定) における前記の理論モデルによっては直接説明することはできない。この上流への移動は上流端境界条件 (羽根角 Ψ の変化) により、主流場そのものも最終的には前とは異なったものとなる (Ro 数の減少) ことによると推察される。前報の数値実験結果⁽⁹⁾によれば、羽根角が大きい場合、すなわち旋回が強い場合ほど渦塊の発生位置は上流側になるという結果が得られている。

5. あ と が き

以上、本報においては、一様円管内旋回流に生起する軸対称形渦流崩壊現象を対象とし、渦塊の発生成長という非定常過程を断続的に染料を注入することにより可視化観測した。さらに、流速の時間的変化を測定し、上流端境界条件の変化に応じて生起する内部波の下流への伝ばを確認した。また実験結果と、既報で提案した非粘性理論モデルの帰結とを対比して、モデルの妥当性を検証した。さらに、上流端境界条件を変化させた場合に観測される渦塊の特徴的な移動にも説明を加えた。

なお、本研究の計算には名古屋大学大型計算機センターの M-382 を使用した。終わりに、実験面において多くのご協力をいただいた松浦英雄氏に深謝する。

文 献

- (1) Ludwig, H., *Z. Flugwiss.*, 13 (1965), 437.
- (2) Benjamin, T. B., *J. Fluid Mech.*, 28 (1967), 65.
- (3) Leibovich, S. and Randall, J. D., *J. Fluid Mech.*, 58 (1973), 495.
- (4) 末松・伊藤, 機論, 46-411, B (昭55), 2114.
- (5) 末松・ほか3名, 機論, 47-417, B (昭56), 792.
- (6) 末松・ほか3名, 機論, 47-421, B (昭56), 1736.
- (7) 末松・ほか2名, 機論, 51-471, B (昭60), 3488.
- (8) 末松・ほか3名, 機論, 51-467, B (昭60), 2288.
- (9) 末松・ほか2名, 機論, 52-480, B (昭61), 2819.
- (10) Faler, J. H. and Leibovich, S., *Phys. Fluids*, 20-9 (1977), 1385.
- (11) Leibovich, S., *AIAA J.*, 22-9 (1983), 1192.