



画面で学ぶ ブラフボディーの流力振動

1. 円柱の流力振動

Flow-Induced Oscillations of Circular Cylinders

2. 矩形柱の流力振動

Flow-Induced Oscillation of Rectangular Cylinders

3. 振動流における物体の流体力学

Fluid Dynamics around a Bluff Body Submerged in Oscillatory Flow

4. 直列2円柱および2矩形柱の流力振動

*Flow-Induced Oscillation of Two Circular Cylinders and
Two Rectangular Cylinders in Tandem Arrangement*

円柱や矩形柱のように表面上で流れのはく離が生じる非流線形の断面形状をもつ物体をブラフボディー(bluff body)とよぶ。表面からはく離したせん断層は物体周辺に逆流領域やはく離バブルを形成し、さらに後流領域には渦列が放出j形成される。このようなブラフボディーでは、はく離した流れや後流渦により、ある条件下で誘起される振動、すなわち流力振動 (Flow-induced vibration) が生じる。ここでは、ブラフボディーのうち代表的な断面形状である円柱と矩形柱の静特性を述べ、次に、ブラフボディーにおいてはく離せん断層や後流渦からなる周辺流れと物体の相互干渉によって生じるフラッターなどの流力振動についての研究を展望する。

— 流体力学の薦め —
ブラフボディの流力振動 その2
矩形柱の静特性と流力振動

*Fluid-dynamic Characteristics and Flow-Induced Oscillation
of Rectangular Cylinders*

岡島 厚

Professor Emeritus, Kanazawa University

1. 矩形柱の静特性： Fluid-dynamic characteristics of rectangular cylinders

後流に渦が形成されるブラフ・ボディのうち、種々な断面比の矩形柱の静特性、特にレイノルズ数変化と断面比に対する抗力係数、後流の渦ストローハル数の変化、そして矩形柱周りの流れパターンの変容について、実験結果やLESシミュレーションの結果を用いて説明する。

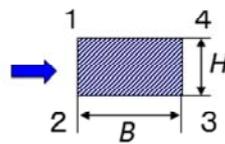
2. 矩形柱の流力振動： Flow-Induced Oscillation of rectangular cylinders

種々な断面比の矩形柱では、流れ方向振動、直角方向振動の渦励振やギャロッピングなどの自励振動(フラッター)が生じる。種々な矩形断面柱の流力振動現象を、実験結果やLESシミュレーション結果を用いて説明する。

1. Fluid-dynamic characteristics of rectangular cylinders

種々な断面比の矩形柱の静特性

Key Words: Reynolds numbers Side ratios



研究方法

1. Flow visualization

流れの可視化パターン（アルミ粉末法,スモークワイヤ法）

参考文献 5, 6, 10

2. Measurements of Strouhal numbers and base pressure: 後流渦の周波数と背圧測定

参考文献 1, 6, 7, 8, 9, 11, 12

3. Flow patterns by a hot wire measurements:

熱線計測による流れパターンの可視化パターン

参考文献 2, 3, 4

4. 3-dimensional numerical computation by LES:

LES法による3次元数値シミュレーション

参考文献 13, 14

研究の方法

1. Flow visualization : 流れの可視化パターン（アルミ粉末法、スモークワイヤ法）

5、6、10

参考文献

2. Measurements of Strouhal numbers and base pressure : 後流渦の周波数と背圧測定

1、6、7、8、9、11、12

参考文献

3. Flow patterns by a hot wire measurements : 熱線計測による流れパターンの可視化パターン

2、3、4

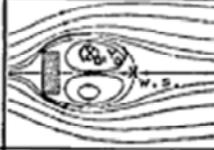
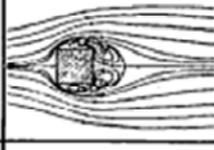
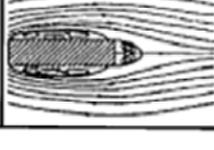
参考文献

4. 3-dimensional numerical computation by LES: LES法による3次元数値シミュレーション

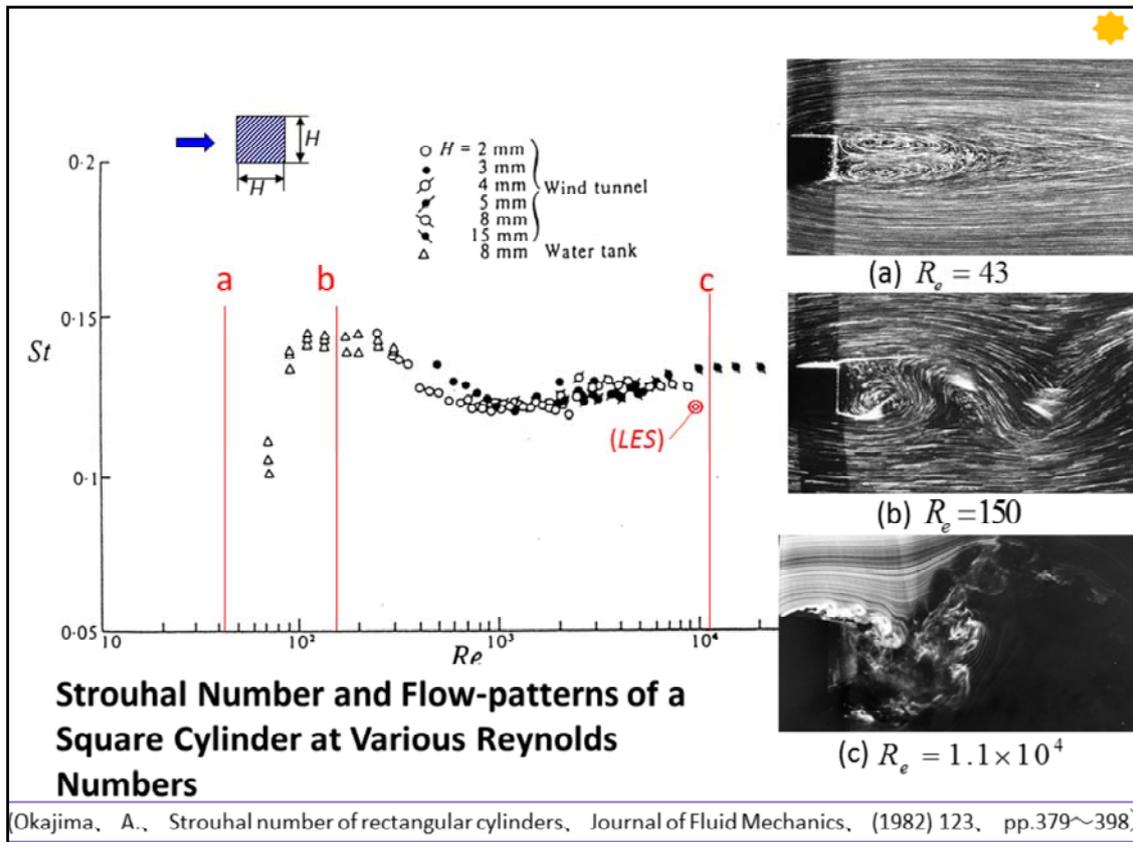
13、14

参考文献

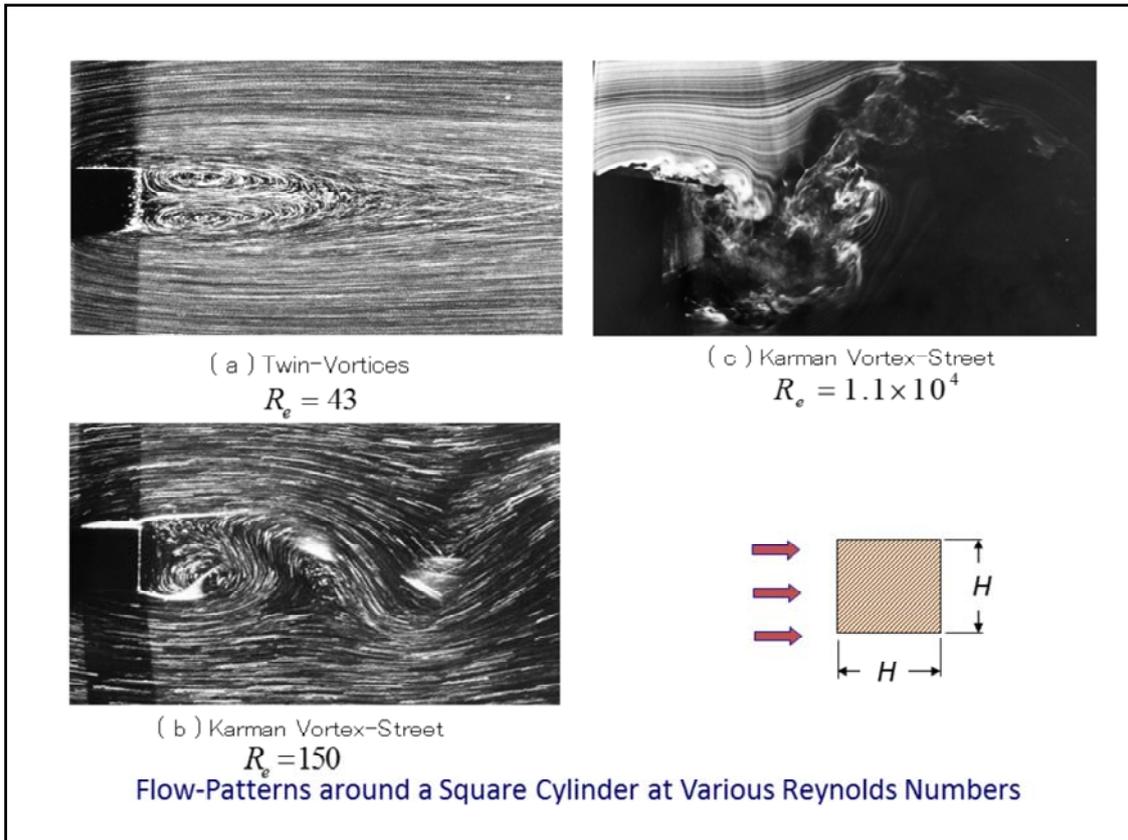
表-1 迎角 $\alpha=0^\circ$ の角柱まわりの時間平均流れ

B/H	Time mean flow patterns	Wake stagnation point $X_{w.s.}$	Center of circulatory flow		Maximum width of $\bar{v}=0$	Reversing flow vel.	C_{pb}	S_t	Others
			X_c	Y_c					
0.4		1.95	0.88	±0.47	1.62	-0.42	-1.60	0.130	
1.0		1.50	0.73	±0.47	1.58	-0.20	-1.64	0.125	Eddy of trailing edge
			0.20	±0.63					
2.0		3.70	2.00	±0.60	2.22	-0.22	-0.70	0.083	Eddy of trailing edge
			0.32	±0.80					
4.0		3.00	2.50	±0.25	1.88	-0.08	-0.35	0.118	Reattachment point $X \approx 1.70$
			-0.35	±0.75					

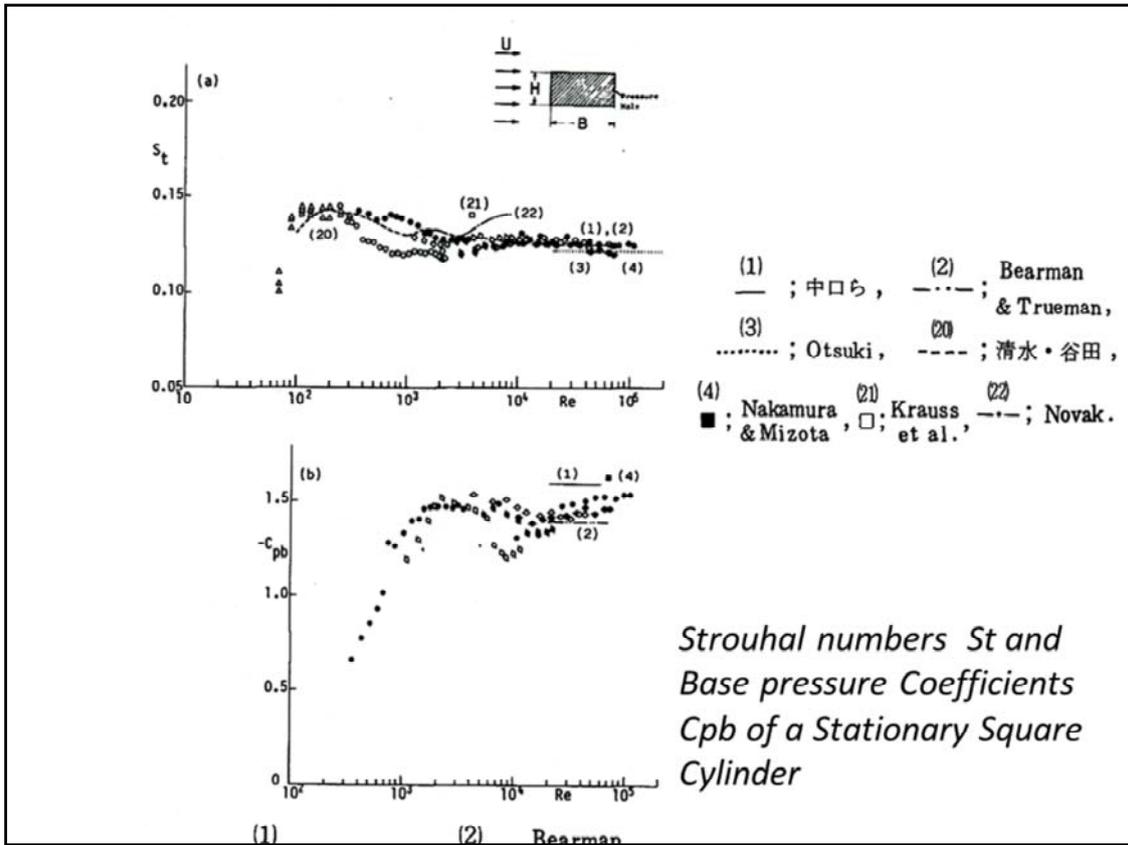
表には、 $B/H=0.4, 1, 2$ および 4 の矩形柱につき、図のような時間平均流線から得られた伴流よどみ点位置 $X_{w.s.}$ 、循環流の中心位置 (X_c, Y_c)、後流の最大幅 Y_w 、中心軸上の最大逆流流速 U_{max} 、 C_{pb} 、 S_t 、後述する後縁付着渦の有無、上下面で流れが再付着する場合にはその位置などを比較しながら一覧表として示した。すなわち、 $B/H=1$ 矩形柱の矩形柱背後の循環流は、 $B/H=0.4$ や 2 矩形柱に比べ比較的矩形柱に近いところに位置している。 $B/H=2$ 矩形柱の後流の幅は他の矩形柱に比べてかなり大きい。 $B/H=1, 2$ 矩形柱とも上下面近くには背後と独立な循環流が形成されている。すなわち、剥離領域内部の後縁付近で主流と反対方向の剥離が生じ、しかもそれが上面で再付着しているためである。 $B/H=1, 2$ 矩形柱ではこのように定性的には同様の流れとなるが、 $B/H=2$ 矩形柱については逆流領域は大きく、下流にまで及んでおり後流の幅も広い。次に再付着型矩形柱まわりの流れとして $B/H=4$ 矩形柱の場合、流れは時間平均的に見れば、後縁から若干上流の上下面で再付着しており、圧力分布にみられる角 4 付近における圧力回復の傾向と一致している。さらに矩形柱背後には細長い循環流が形成されている。従って、 $B/H=4$ 矩形柱の後流幅は狭く、 $B/H > 2.8$ における矩形柱の S_t 数の値が急増する現象に対応している。なお、時間平均的に観察すれば、 $B/H=4$ 矩形柱まわりの流れは図に示すようになるが、実際の流れは矩形柱上下面近傍の循環流は定常な状態を保っているのではなく、後掲のようにカルマン渦の S_t 数で振動している。



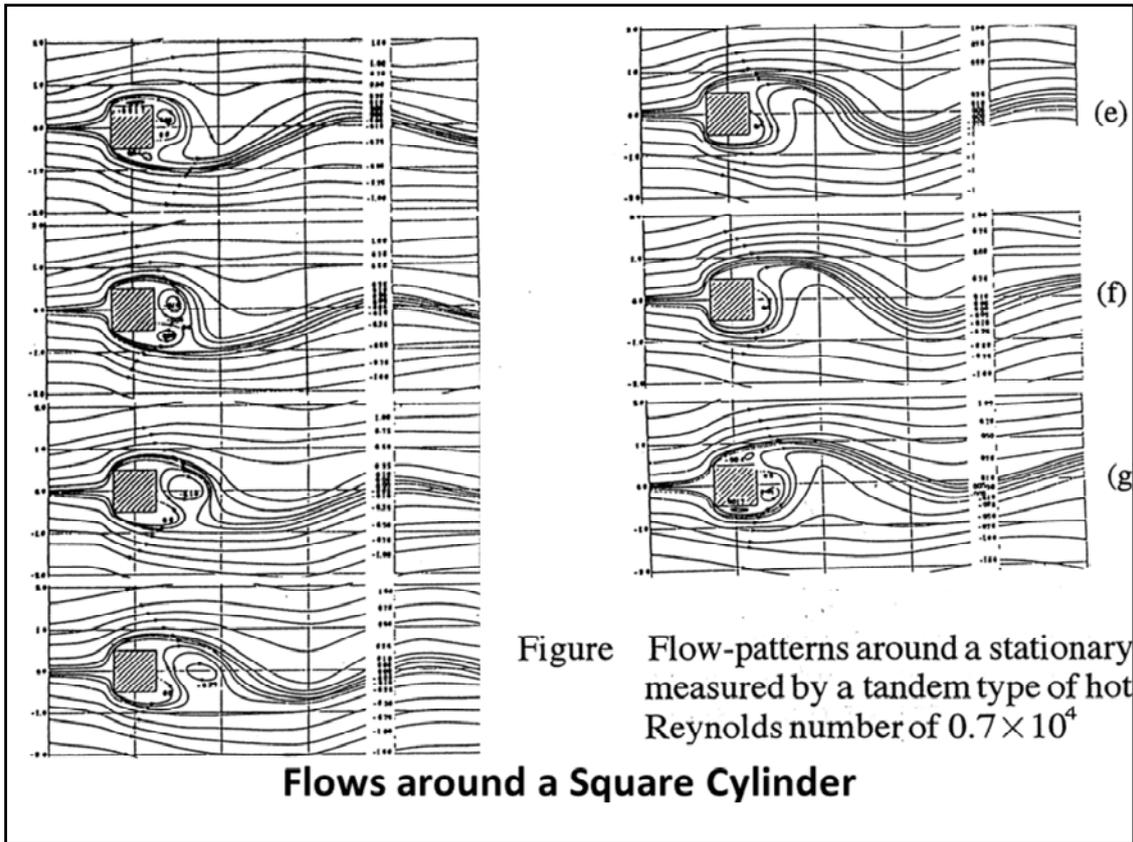
B/H比1の矩形柱周りの流れ： 右図に、 $Re=43$ のように極端に低い Re 数における正方形断面柱 ($B/H=1$) 周りの流れを示す。図の水槽におけるアルミ粉末法による流線から、前縁ではく離してもすぐ付着し、はく離の痕跡は前縁ではほとんど認められず、後縁ではく離して背面に双子渦が形成されていることがわかる。そして円柱の場合と同様 $Re=150$ に示すように、 Re 数増加に伴い後流には渦列が形成される。図はそれぞれアルミ粉末法による流線と数値計算による結果と比較して示してあるが、両者は良く一致し、前縁ではく離した流れは正方形断面柱背後で巻き込み渦列が生ずる。一方、 Re 数の高い、 $Re=1.1 \times 10^4$ の場合には図に示すごとく、前縁ではく離した流れは細かい渦状となって乱流に遷移するが、物体表面には再付着することなく、背後で後流渦を形成している。このような流れの変化に対し後流に生ずる渦列の St 数は Re 数に対して図のように変わる。図には、風洞実験および水槽実験（図中、 Δ 印で示す）で種々な大きさの模型によって得られた測定値がプロットしてあるが、重複する Re 数においては互いに良く一致している。図のごとく、 St 数の値は後流渦発生と共に $Re=100$ 程度までは Re 数増加に従い急増し、 $Re=100 \sim 300$ では $St=0.14$ 、 $Re > 300$ では、幾分減少して $St=0.13$ で大きな変化はない。 $Re=10^3$ 付近で模型の大きさによる若干のばらつきが認められる。



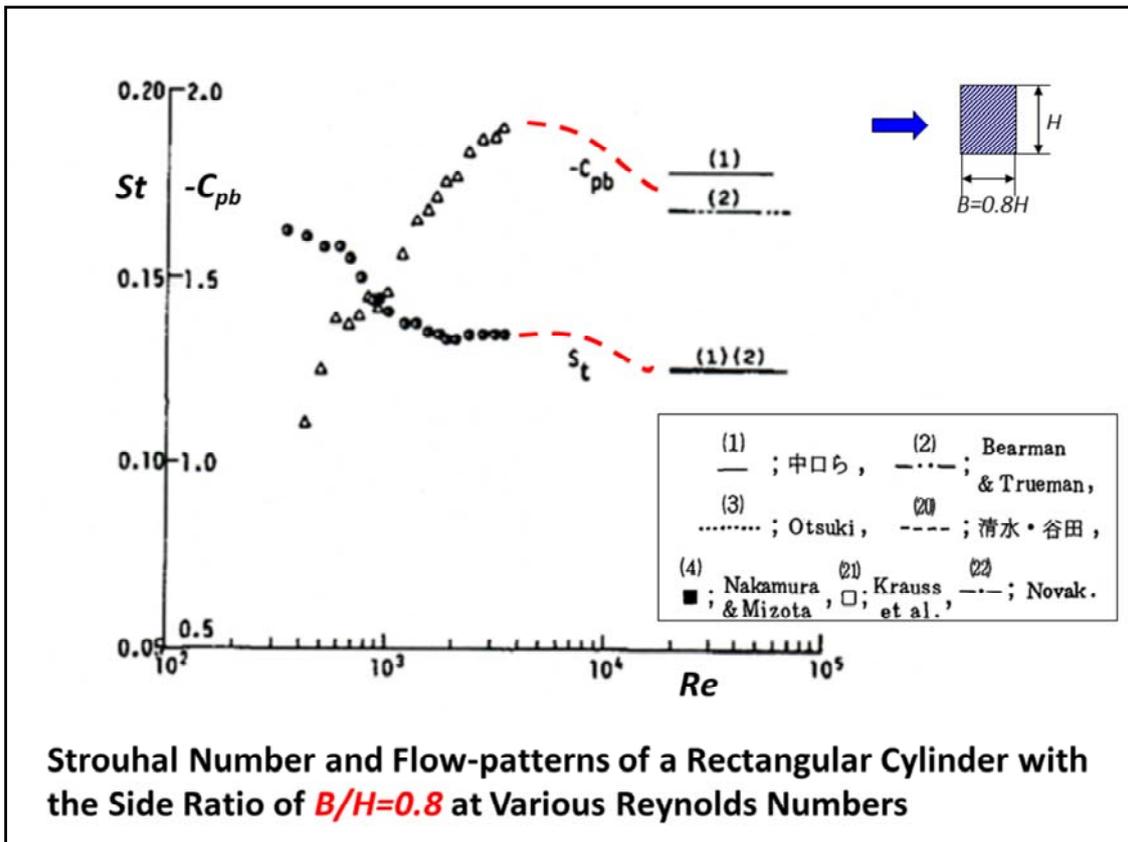
図の水槽におけるアルミ粉末法による流線から、前縁ではく離してもすぐ付着し、はく離の痕跡は前縁ではほとんど認められず、後縁ではく離して背面に双子渦が形成されていることがわかる。そして円柱の場合と同様、図(b)($Re=150$)、図(c)($Re=250$) に示すように、 Re 数増加に伴い後流には渦列が形成される。図はそれぞれアルミ粉末法による流線と数値計算による結果と比較して示してあるが、両者は良く一致し、前縁ではく離した流れは正方形断面柱背後で巻き込み、渦列が生じている。一方 Re 数の高い、 $Re=1.1 \times 10^4$ の場合には図(d)に示すごとく、前縁ではく離した流れは細かい渦状となって乱流に遷移するが、物体表面には再付着することなく、背後で後流渦を形成している。



Re=43のように極端に低いRe数における正方形断面柱(B/H=1)周りの流れを既掲の図に示した。このような流れの変化に対して後流に生ずる渦列のSt数および背圧係数はRe数に対して図のように変わる。図には風洞実験および水槽実験(図中、△印で示す)で種々な大きさの模型によって得られた測定値がプロットしてあるが、重複するRe数においては互いに良く一致している。図に示すごとくSt数の値は後流渦発生と共にRe=100程度まではRe数増加に従い急増し、Re=100~300ではSt=0.14、Re>300では、幾分減少してSt=0.13で大きな変化はない。Re=10³付近で模型の大きさによる若干のばらつきが認められる。図中、中口ら(1)、Bearman & Trueman (2)、Otsukiら(3)、Nakamura & Mizota(4)、清水・谷田(20)、Krauss(21)、Novak(22)の結果を比較のために示したが、良い一致が見られる。全体的に見れば正方形断面柱のSt数はRe>10²では大きな変化はなく、Re数の変化に対し連続的に変わっている。一方、C_{pb}の値は後流渦形成と共に低下する。B/H=1のC_{pb}の値はRe=(0.5~1)×10⁴で特に模型の大きさの相違によるデータのばらつきが若干目立つが、Re>2×10⁴ではいずれの模型による値もBearmanらの値(2)や中口らの値(1)に近づいている。

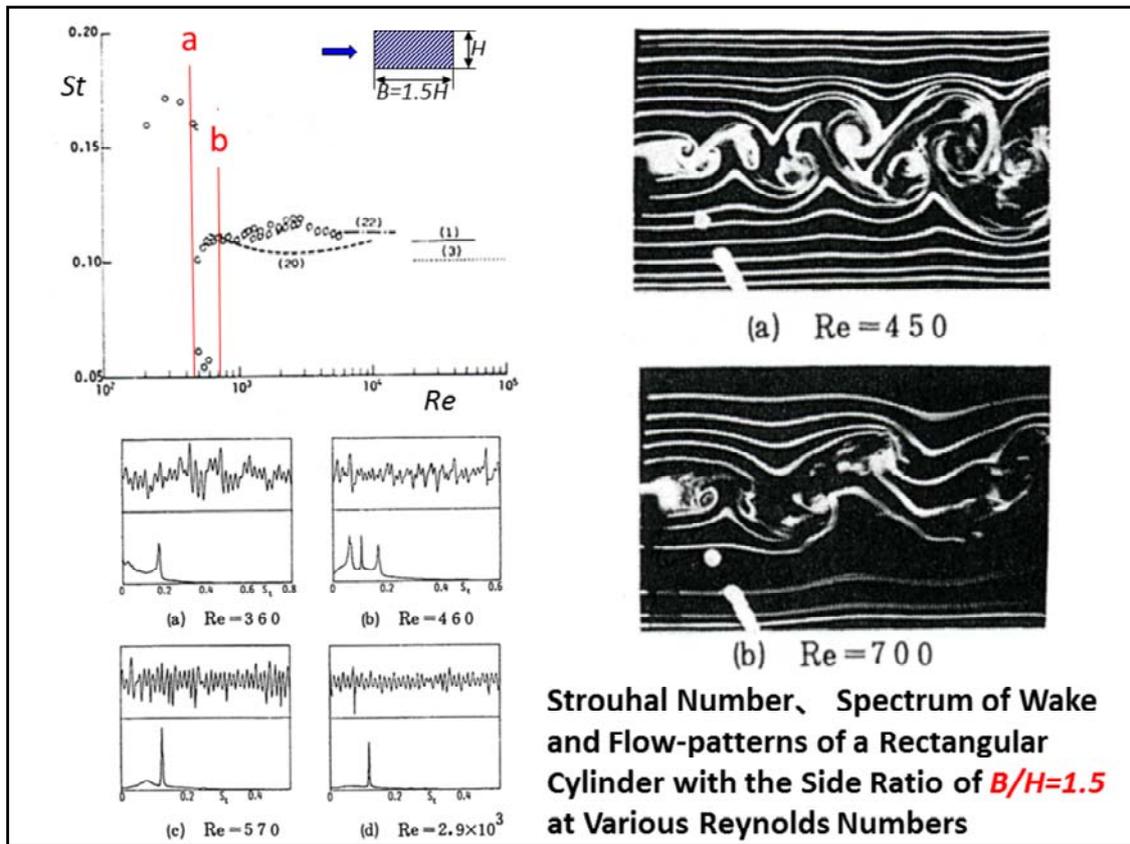


変動揚力 $C_L(t) = C_L \cos 2\pi t$ と変化することに対し、上向き最大の揚力が作用する瞬間を(a) $2\pi t = 0$ とし、 $2\pi t$ の値が 30° ごとに(b)、(c)、...、(g)とする。なお、流線はアンサンブル平均された流れを示している。まず完全剥離型の $B/H=1$ 矩形柱のまわりの流れを示す。図(a)、(b)、(c)、(d)は揚力が上向き最大に作用する瞬間から徐々に減少し $C_L(t) = 0$ になる過程の流れである。(a)では、前縁1からの流線は上面と背面に合計2個の循環流を取り囲んで背面下方で閉じている。次の(b)では、その流線は無限下流に連続する流れとなり、(a)で矩形柱に付着した循環流がこの段階で背面付近から放出され、前縁2から流れる流線が循環流を1個囲んで背面下方で閉じるようになり、流れは(a)から著しく変化している。流れが(c)になると $B/H=1$ 矩形柱では流線が背面で閉じる位置が次第に上昇して背面付近の循環流は徐々に下流に移動する。後掲の $B/H=2$ 矩形柱では(b)から(c)の流れの変化が、 $B/H=1$ 矩形柱の(a)から(b)の流れの変化に相当している。すなわち(c)では矩形柱からの流線が無限後方に連続し、(b)にある循環流が放出される。この過程の流れの変化には前縁2からの流線が発達することも大きく寄与している。図(d)の揚力は零であり、矩形柱背面付近の循環流が、(c)よりさらに後方に移動し、流線が背面で閉じる位置も上昇する。図(e)、(f)、(g)は揚力が下向きに増加する過程の流れである。この間は $B/H=1$ 、 2 矩形柱とも流れの変化は同様であり、矩形柱に付着する流線で囲まれる領域が徐々に発達し、(g)では(a)と \times 軸に対称な流れになって半周期を完了する。

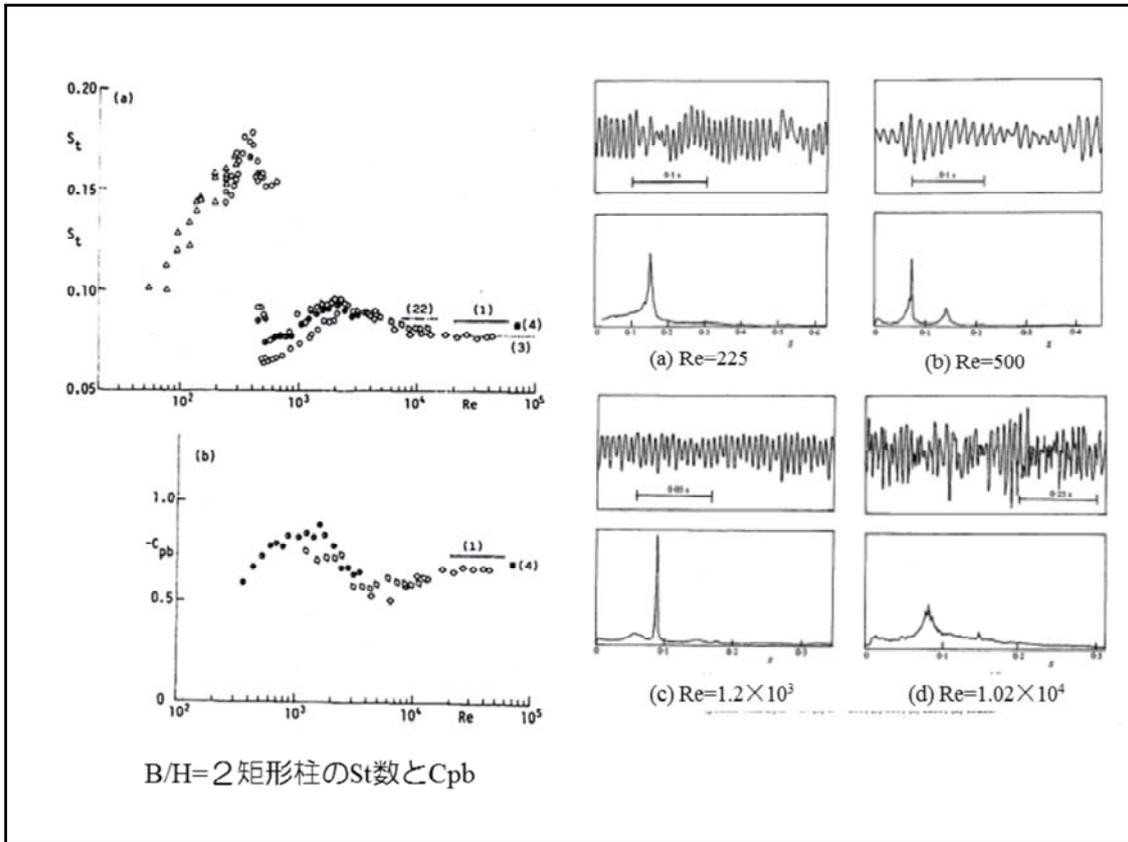


次に測定されたRe数範囲は比較的狭い ($Re=300\sim 3\times 10^3$) が、 B/H の小さい $B/H=0.8$ 矩形柱の場合のSt数と C_{pb} 変化を示す。その傾向は $B/H=1$ の場合と同様であるが、一様に大きい値である。 $Re>10^3$ では $St=0.14$ で文献(1)、(2)の結果に漸近している。一方、既掲の $B/H=0.8$ 矩形柱の C_{pb} の値は、 $B/H=1$ 同様に後流渦形成と共に低下する。 $B/H=0.8$ の C_{pb} 値は、 $B/H=1$ の C_{pb} 値に較べ、常に低圧で、 $Re=2\times 10^3$ で $C_{pb}=-0.19$ に達するが、その後、文献(1)、(2)の値に近づくものと推定される。

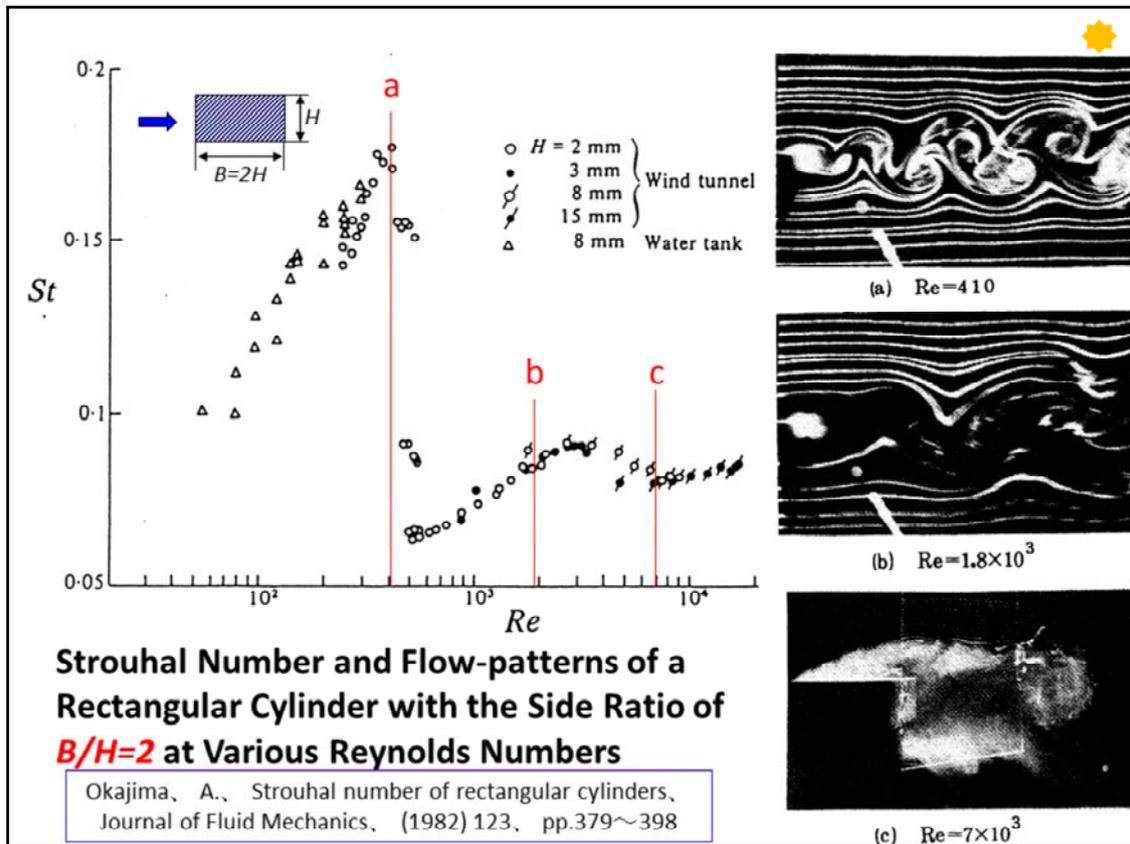
。



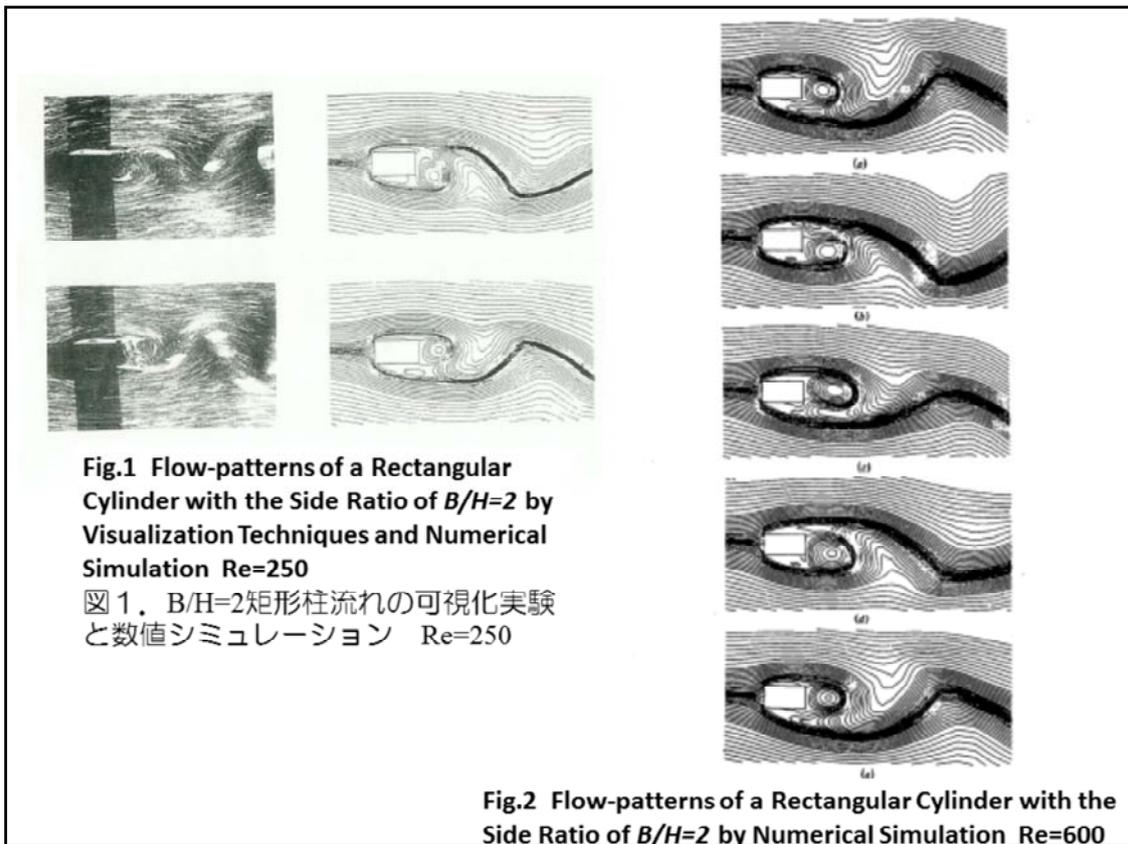
図には、 B/H 比1.5矩形柱の場合の Re 数に対する St 数の変化を示す。 $B/H=0.8$ 、 1 の場合には St 数は Re 数に対し連続的に変化したが、 $B/H=1.5$ の場合の St 数は図に示すごとく、 $Re=500$ で不連続的に変化するようになる。この様子をさらに詳細に説明するために、右図に (a) $Re=360$ 、(b) $Re=460$ 、(c) $Re=570$ 、(d) $Re=2.9 \times 10^3$ の後流速度変動のスペクトル密度分布を示す。(a) $Re=360$ のスペクトルは単一であるが、(b) $Re=460$ 、(c) $Re=570$ では、その速度変動の記録波形に見るごとく、数周期毎に振幅が変化しており、そのスペクトル密度分布には複数個の卓越 St 数成分が認められる。そして Re 数の増加と共に、最も高い St 数($St=0.16$)成分が減衰し、(d) $Re=2.9 \times 10^3$ に示すごとく、 $Re < 400$ の場合の約 $2/3$ の $St=0.12$ の単一スペクトルとなる。この値は、図に示すごとく、 $Re > 600$ でほぼ一定で比較的広い Re 数範囲の清水・谷田(20) ($Re=600 \sim 10^3$)およびNovak(22) ($B/H=1.6$ 、 $Re=(0.3 \sim 1.5) \times 10^4$)の結果と一致する。このような $Re=500$ 前後の St 数の不連続的な変化に対して、スモーク・ワイヤー法により可視化された矩形柱周りの流れのパターンを右図に示す。(a) $Re=450$ では規則正しく後流渦が配列しているが、(b) $Re=700$ では渦列の配置間隔が拡がり、後流幅も広い。 St 数の値が低くなることに対応した流れのパターン変化であることが明らかである。



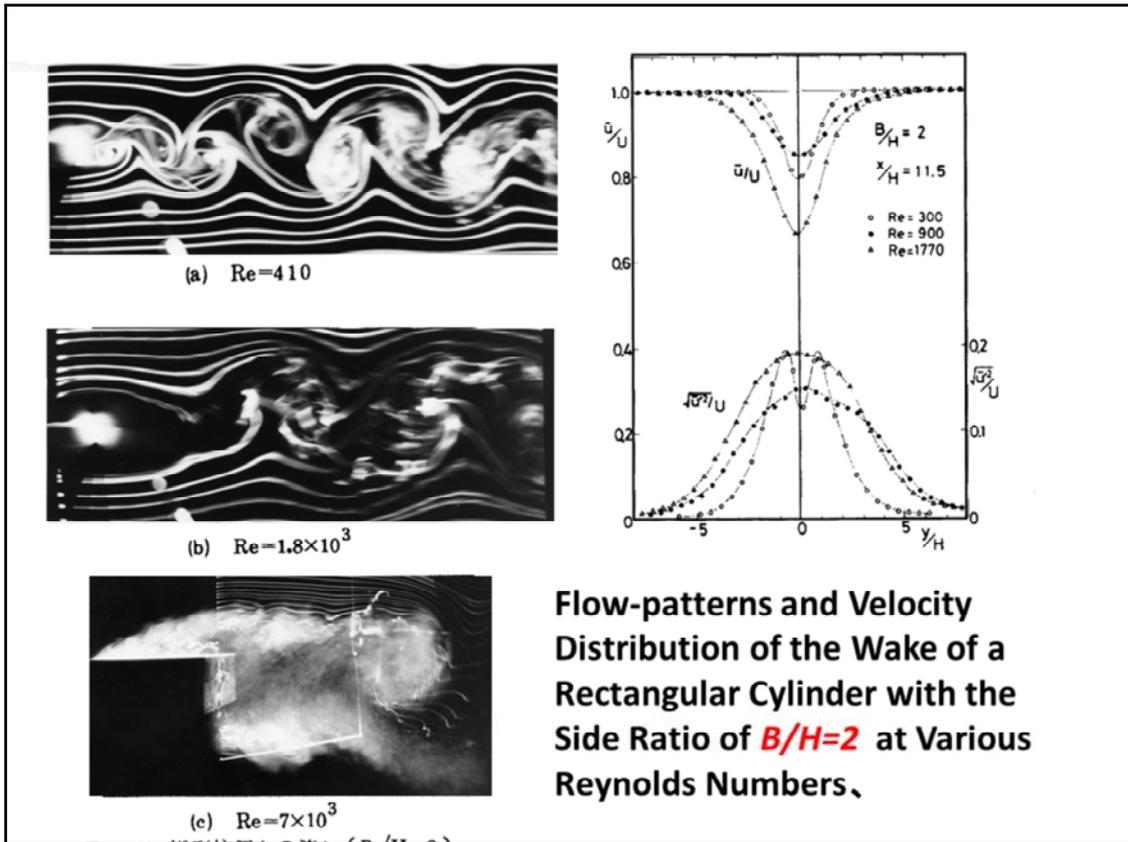
B/H=2 矩形柱の場合にも、St数は、 $Re=500$ 付近で不連続的に変わる。その時の後流の速度変動のスペクトル密度分布はB/H=1.5 矩形柱の場合と同様で、(a) $Re=225$ では単一スペクトルであるが、(b) $Re=500$ の場合、記録波形にみるごとく、1周期おきに振幅が変わり、その卓越St数は2個所に生じ、しかも高い卓越St数は低い方の2倍である。St数は、 $Re=500$ 付近で不連続的に減少した後、 Re 数の増加にしたがい、St数は漸増し、 $Re=2 \times 10^3$ で極大となり、 $Re > 10^4$ で $St=0.08$ でほぼ一定となる。背圧係数をFig.8(b)に示すが、 $Re=500$ の不連続なSt数変化の現れる過渡 Re 数範囲においてもほぼ連続的に圧力は減少し、 $Re=10^3$ 付近で最低圧(-0.85)となる。 $Re=4 \times 10^3$ では $C_{pb}=-0.6$ まで回復するが $Re > 10^4$ では $C_{pb}=-0.7$ でほぼ一定となり、St数、および C_{pb} の値は共に中口ら(1)などの既往の実験結果と一致している。



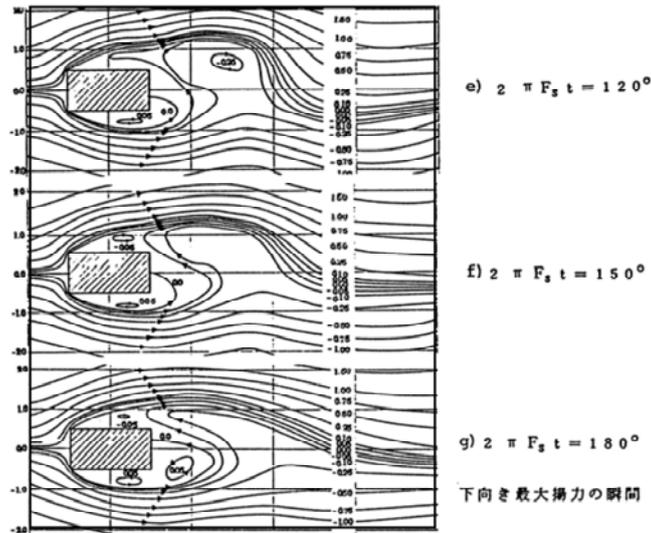
右図に、スモーク・ワイヤー法により可視された後流渦のパターン変化を示す。なお、 St 数は左図で示したごとく、 $Re=500$ 付近で不連続的に減少した後、 Re 数の増加にしたがい、 St 数は漸増し、 $Re=2 \times 10^3$ で極大となり、 $Re > 10^4$ で $St=0.08$ でほぼ一定となる。右図の(a) $Re=410$ は、規則正しい後流渦が下流まで配列している。そして $Re=500$ 以上になると、(b) $Re=1.8 \times 10^3$ に示すごとく渦列の配列間隔が拡がり、 St 数の変化に対応した流れのパターンを呈している。また、(c) $Re=7 \times 10^3$ に示すごとく、前縁ではく離れた流れは矩形柱に再付着することなく物体背後で長い渦間隔の渦を形成していることがわかる。



このような $Re=500$ 前後の流れの変化についての水槽実験結果を左図に、数値計算の結果(19)を右図に示す。 $Re=250$ の場合、水槽実験および数値計算の結果は両者良一致する。そして図から模型上面では前縁ではく離れた流れが再び後縁近傍で付着しているが、下面では離れており、後流渦の周波数で上・下面に周期的に再付着していることが明らかである。然るに、 $Re=600$ の場合の数値計算結果によれば、後流渦の1周期ごとに再付着したり、離れたりしており、都合後流渦の2周期に1回再付着している。このように丁度、前図に示した実験結果に対応した流れが数値計算によっても得られたことは注目される。



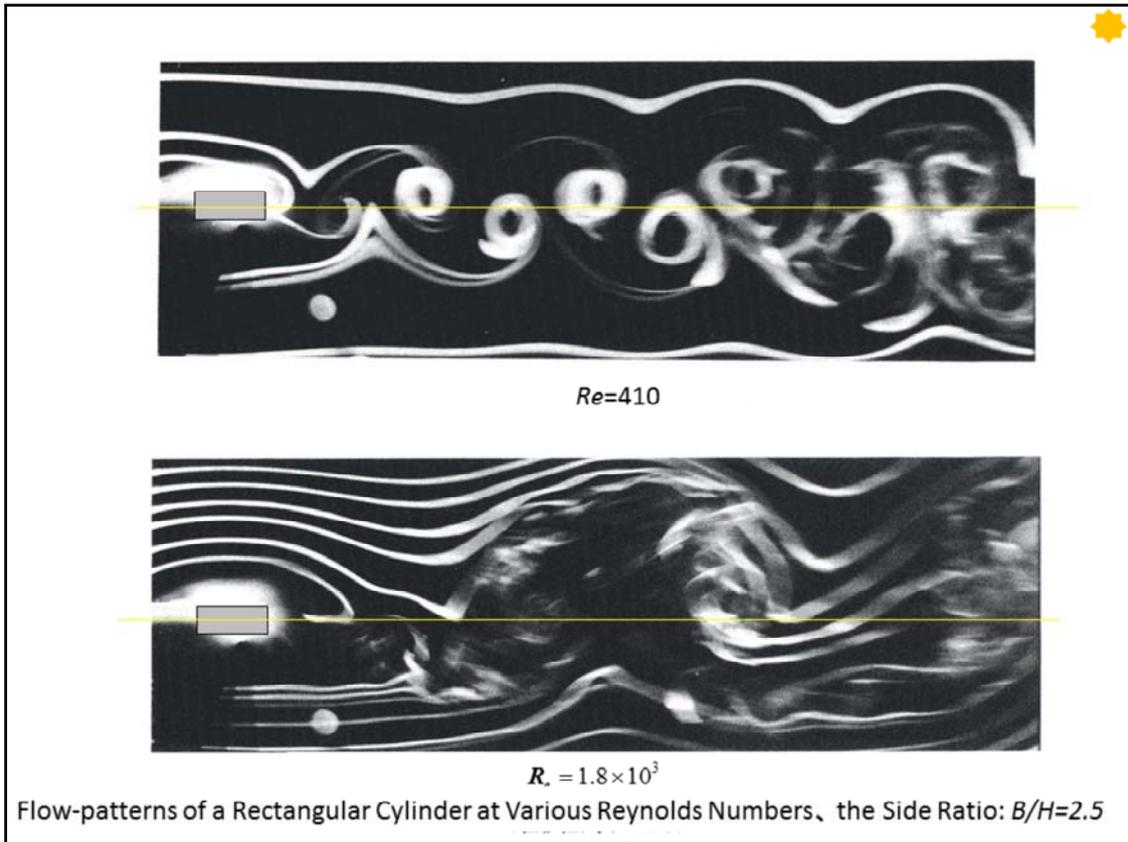
次に、右図に、 $B/H=2$ 矩形柱の後流速度分布（矩形柱背面からの距離 $x/H=11.5$ の位置）を $Re=(0.3, 0.9, 1.8) \times 10^3$ について示す。図から $Re=300$ の定常分 \bar{u}/U および変動分のRMS値の分布を他の Re 数の場合と比較すると、その分布幅は極端に狭く変動分(RMS)の分布には中央部に2つのピークがある。 $Re=(0.9, 1.8) \times 10^3$ の場合には、分布幅は拡大し、変動分の分布形状も大きく変形し、左図の可視化結果の流れの変化に良く対応している。



Flow patterns around a stationary rectangular cylinder with the side ratio of $B/H=2$.
measured by the tandem hot-wires. $Re=7.14 \times 10^4$

Flows around a Rectangular Cylinder with the Side Ratio of $B/H=2$

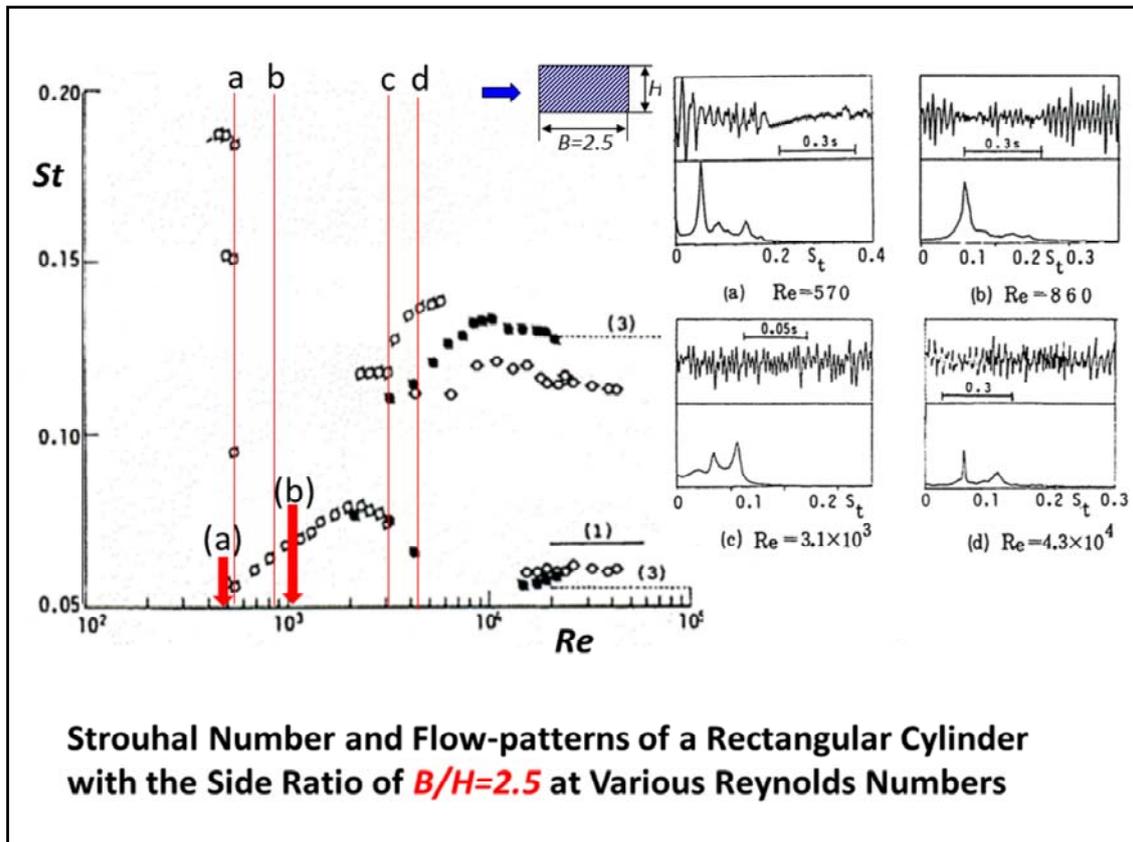
完全剥離型の $B/H=2$ 矩形柱の(b)では、図(a)に比べて前縁1からの流線はさらに後方に拡大しているが、やはり背面下方で閉じており、図(a)からの変化は顕著ではなく、わずかにその下に近くに小さい循環流が新たに生じる程度である。このような図(b)から(c)の流れの変化は、 $B/H=1$ 矩形柱の図(a)から(b)の流れの変化に対応している。この間の変化は $B/H=1, 2$ 矩形柱とも流れの変化は同様であり、矩形柱近傍の流線に囲まれる循環流が徐々に発達し、図(g)では図(a)とX軸に对称な流れとなり半周期を完了する。



B/H=2.5矩形柱周りの流れ①

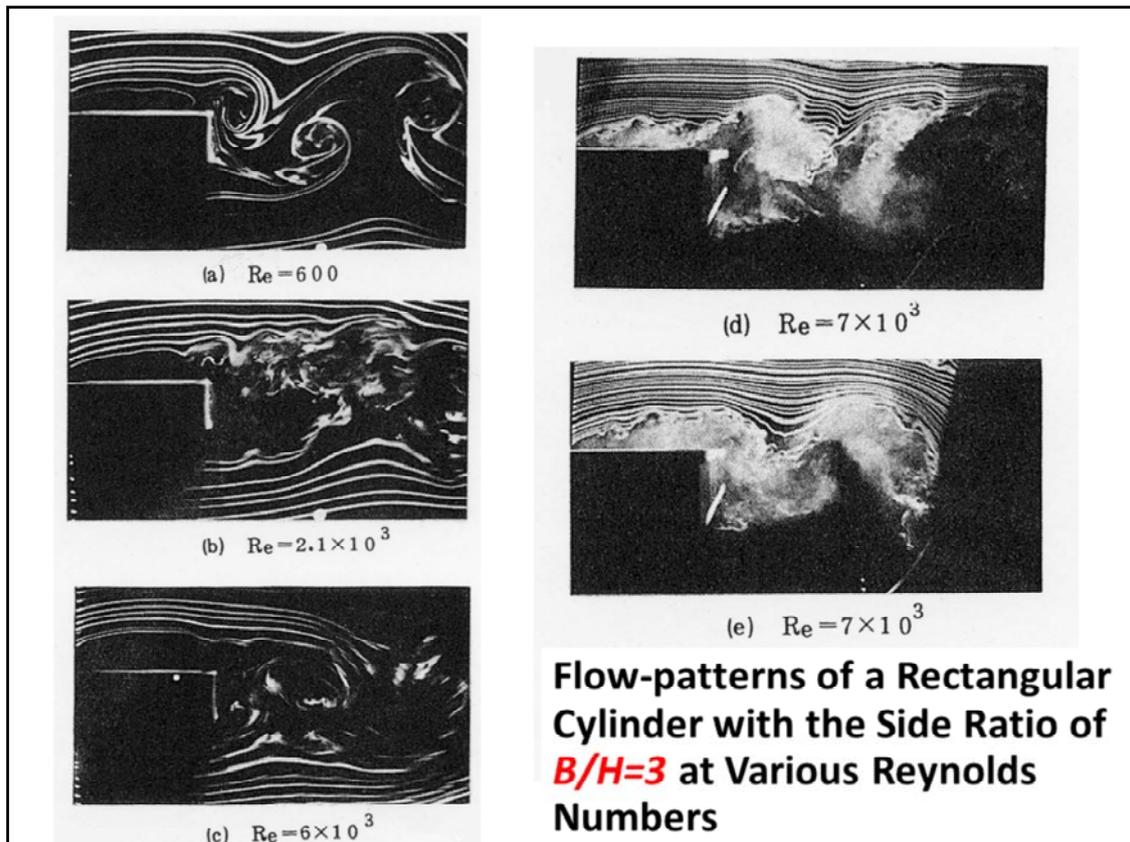
後流の周波数が急変することと流れのパターンの変化が対応する。

図に、B/H=2.5矩形柱の流れの可視化パターン変化を示す。図(a)Re=410では規則正しい間隔の比較的狭い渦が配列しているが、図(b)Re=1.8X10³では渦列間隔は拡がり、流れのパターンが一変している。



B/H=2.5矩形柱周りの流れ②

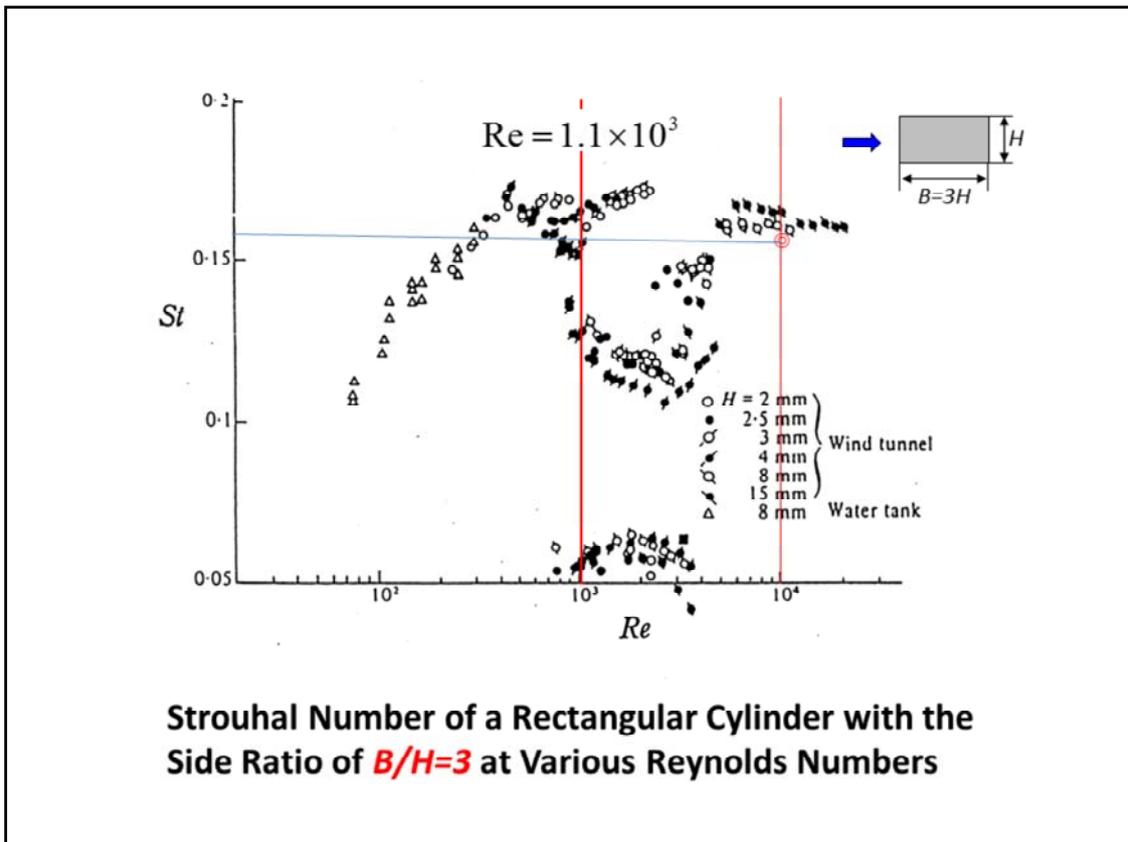
矩形柱断面形状がさらに細長いB/H=2.5の場合のSt数変化を図に示す。Re=500付近でB/H=1.5、2.0に比べると同様、不連続的にSt数は変化し、そのときの後流速度変動には、図(a)に示すごとく2種類のスペクトル・モードが生ずる。右図に、両者の卓越スペクトル成分のSt数を一緒に表示してある。Re=(0.6~2)×10³になると低いSt数のモードが支配的となり、図(b)に示すごとく卓越スペクトルは単一となり、そのSt数はB/H=2の場合と同様、Re数増加にしたがい漸増する。Re>2×10³で再び図(c)に示すごとく、複数個所に卓越スペクトル成分が認められるようになり、一時高い方のSt数成分(St=0.13)のパワーの方が強くなる。Re>2×10⁴では図(d)に示すごとく、Otsuki(3)結果と同様、再度低いSt数成分(St=0.06)の方が卓越してくる。



B/H比3矩形柱周りの流れ①

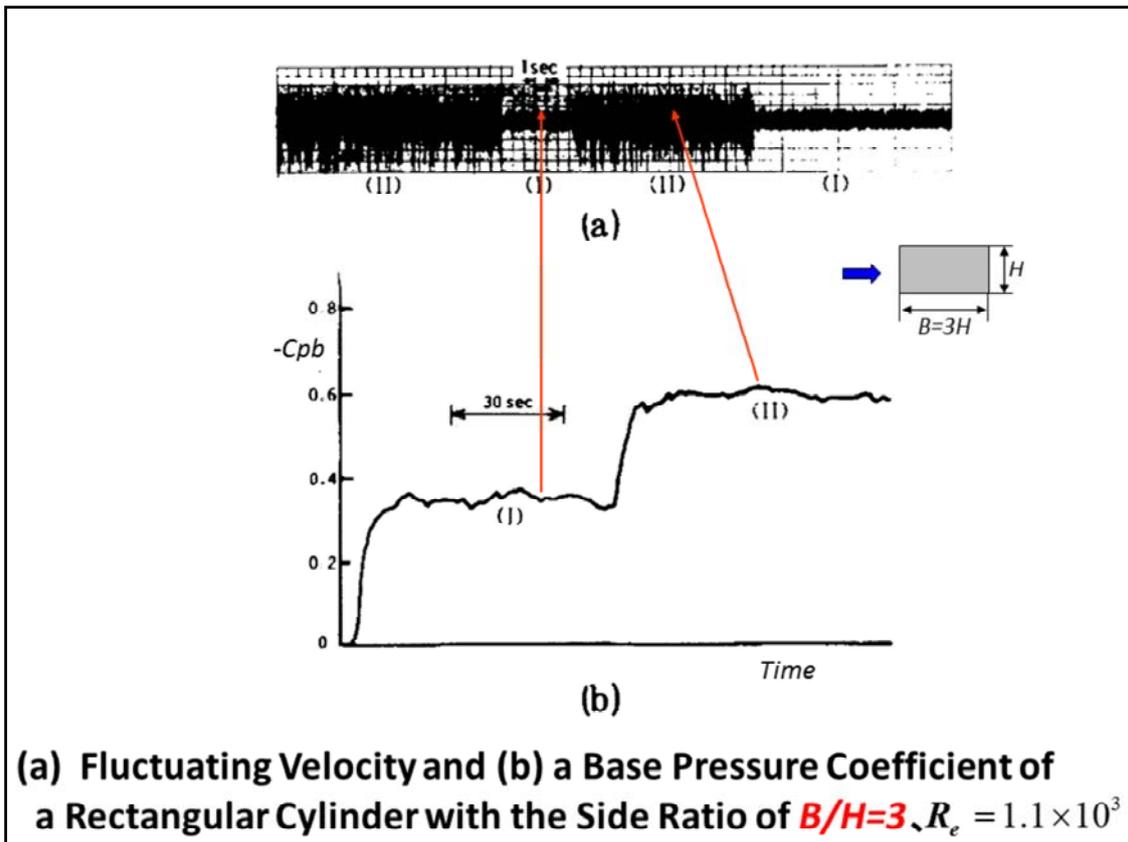
B/H比3矩形柱周りの流れを $Re = (0.6, 2.1, 6, 7) \times 10^3$ の場合を示す。

この場合 $Re=500$ 付近では流れのパターン変化は起らず、図 (a) $Re=600$ でも規則正しい渦列が形成される。しかし (b) $Re=2.1 \times 10^3$ では後流渦の形状は不明瞭となり、後流幅が広がっている。そして (c) $Re=6 \times 10^3$ の後流渦のパターンは図(a)の渦列配置に類似した形状を呈している。このときの矩形柱近傍の流れの詳細を図(d), (e)に示すが、前縁で一旦はく離れた流れが後流渦の周波数で矩形柱上面に再付着したり、離れたりしており、いわゆる周期的再付着が起っていることがわかる。

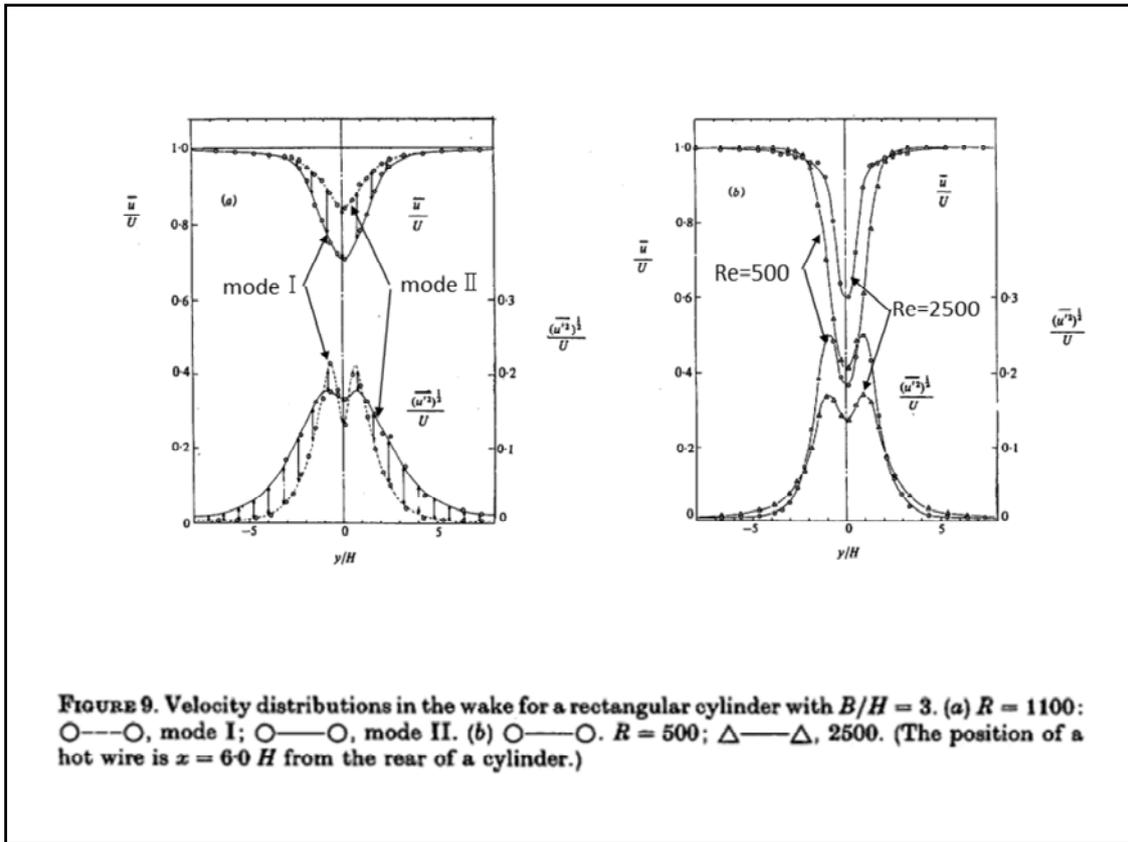


B/H比3の矩形柱周りの流れ②

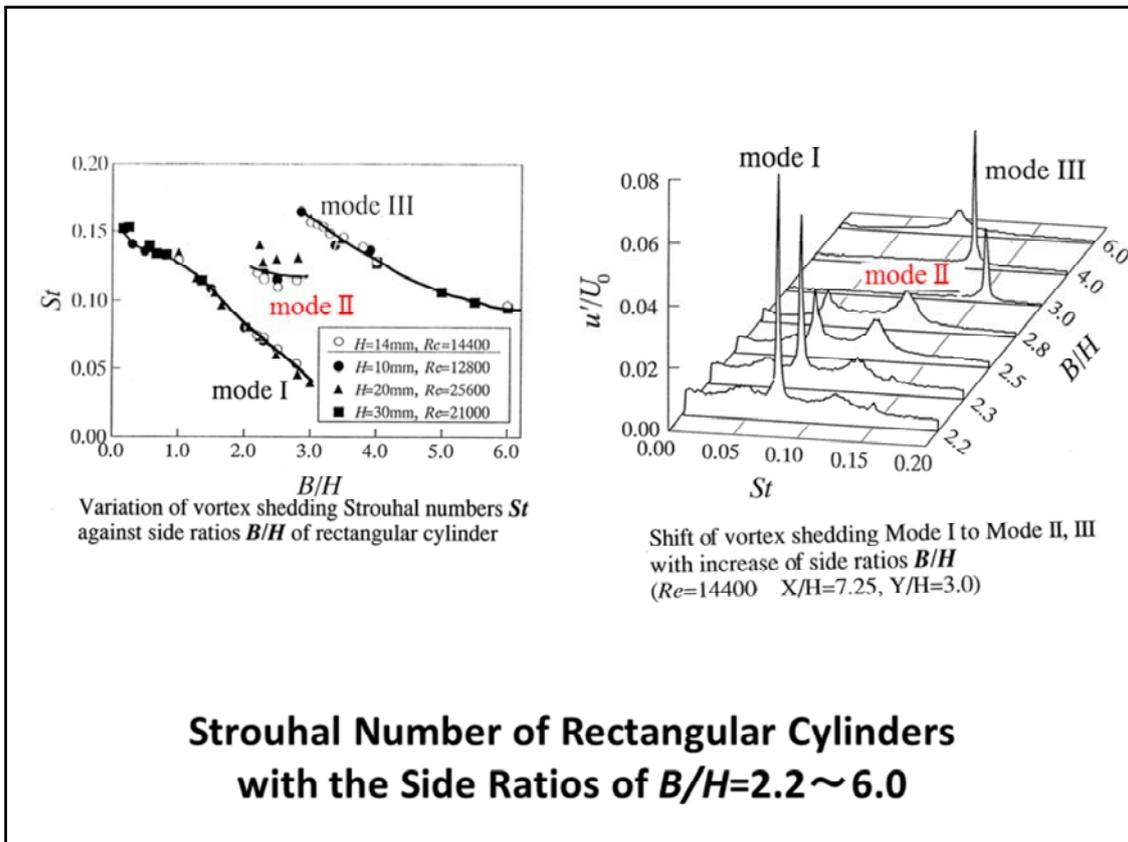
B/H=3の矩形柱のRe数に対するSt数およびCpbの変化は、図に示すように複雑である。まず、St数の不連続的变化はRe=500付近では起らず、さらに高いRe数のRe=(0.9~3)×10³の比較的広いRe数範囲にわたってSt数の変化が起る。



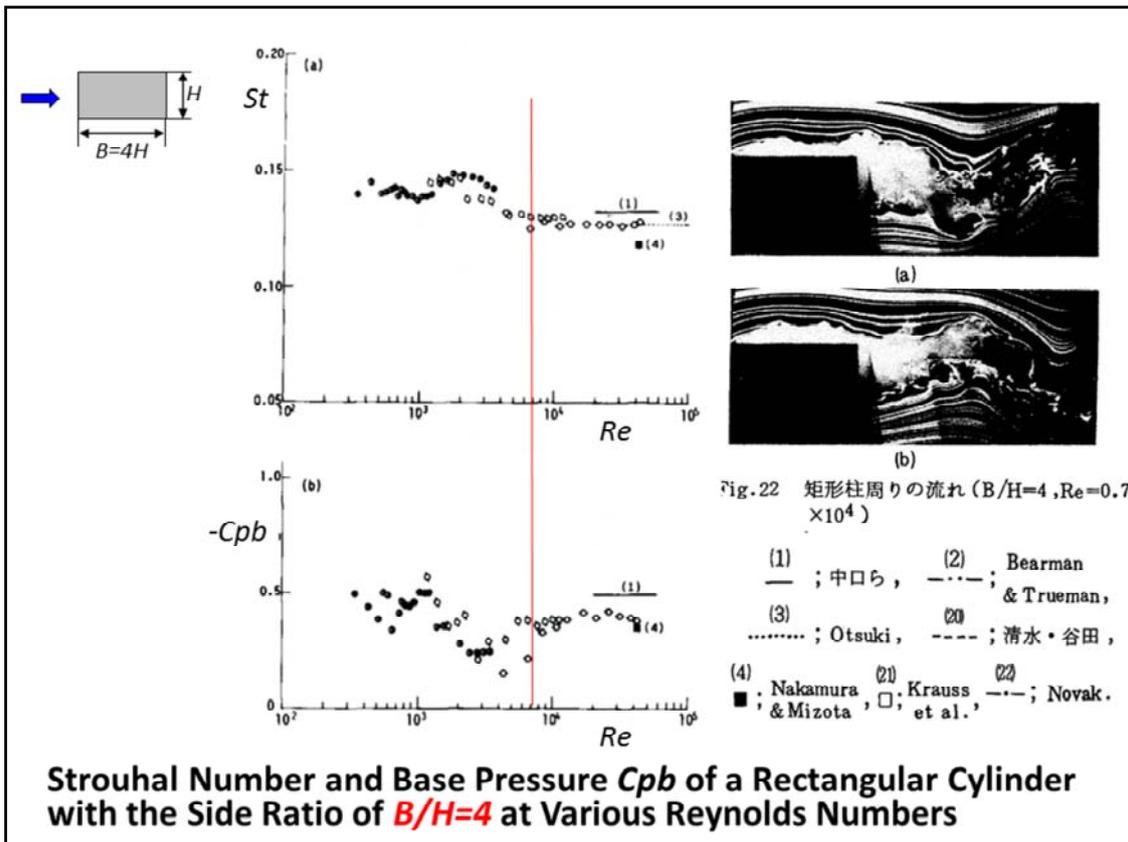
前掲の図(a) $Re=10^3$ から卓越St数成分($St=0.16$)とは別の低いSt数 ($St=0.06$)に小さいピークが現れ、(b)、(c) $Re=1.1 \times 10^3$ では 図(a) の長時間記録波形に示すごとく、2種類の相異なる速度変動の波形がかなり長い時間間隔で入れ替って現れる。図中、比較的規則正しい小振幅の波形の解析結果は図(b)に示すごとく、 $St=0.16$ に鋭いピークを呈し、その時、図(b)の背圧記録例に示すごとく、背圧は回復する。この時の流れを便宜上、モード(I)と称する。一方、図(a) のモード(I)の波形の合間に生ずる大振幅で変動する波形のスペクトル密度分布は図(c)に示すごとく、最も卓越するSt数は0.06であるが0.12付近にも小さいピークが認められる。この波形は図(b) の背圧が低圧になった時に対応し、この状態をモード(II)と呼ぶ。



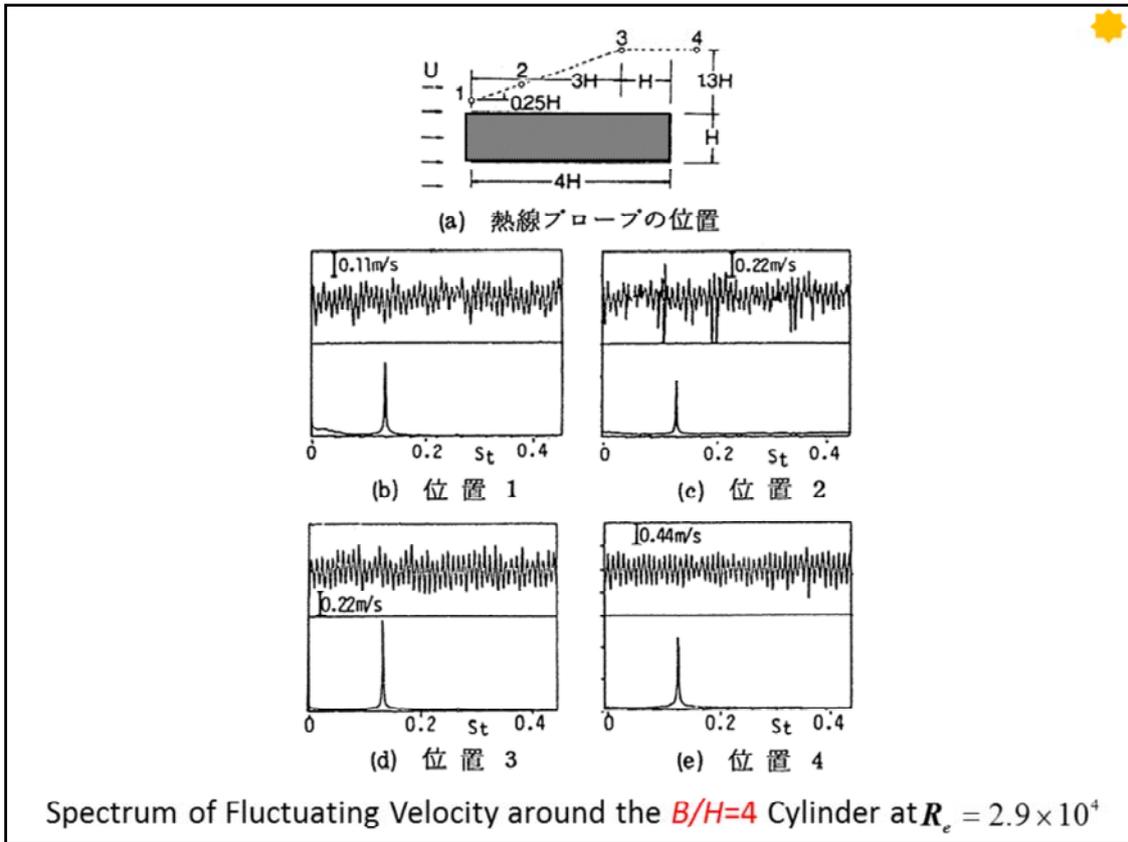
このような St 数や背圧の相異なる双安定なモードに対応して、後流速度分布の定常分および変動分の分布形状もそれぞれ相異なることは図(a)より明らかである。すなわち破線で示す分布は高い St 数のモード(I)の流れであり、 u/U 分布幅は狭い。一方実線で示す分布幅の広いのは St 数の低いモード(II)に対応する。なお、左図の $Re=1.1 \times 10^3$ では同一 Re 数に対し、上述のような双安定な2種類のモードのそれぞれの St 数および C_{pb} の値をプロットした。そして Re 数の増加にしたがって、モード(I)の現れる時間が短くなり、モード(II)が次第に支配的となる。すなわち、モード(II)のうち高い St 成分 ($St=0.12$) が急激に成長し、低い方の成分は減衰する。右図には、 $Re=(0.5, 2.5) \times 10^3$ の後流速度分布を示すが、 $Re=0.5 \times 10^3$ の場合その変動振幅は大きく、 u/U の最大値は25%にも達し、 u/U の分布幅は狭い。一方 $Re=2.5 \times 10^3$ では u/U の分布の谷は深く、分布幅は若干拡がり、 $Re=0.5 \times 10^3$ の場合に較べ、 St 数が低いことに相当している。



種々な断面柱周りの流れ

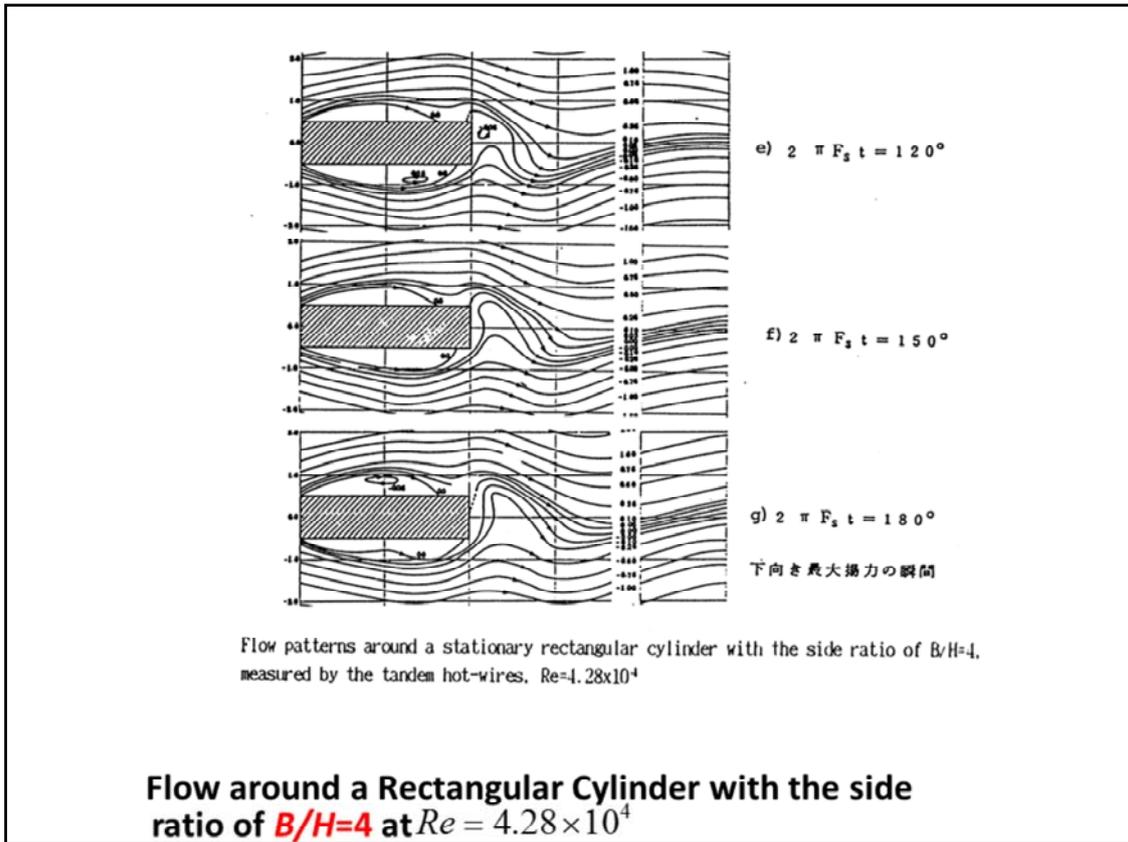


右図には、 $B/H=4$ のように細長い矩形柱では、前線ではく離れた流れが広い Re 数範囲に亘り、矩形柱の上下面に周期的に再付着する流れパターン ($Re=0.7 \times 10^4$) を示す。そして、この場合の St 数および背圧係数の Re 数に対する変化を左図に示す。 $Re=300 \sim 4 \times 10^4$ の範囲で $St=0.14$ で大きな変化はない。また背圧係数は、この場合も $Re=2 \times 10^3$ 付近で $C_{pb}=-0.2$ まで圧力回復するが、 $Re > 6 \times 10^3$ では $C_{pb}=-0.45$ でほぼ一定となる。

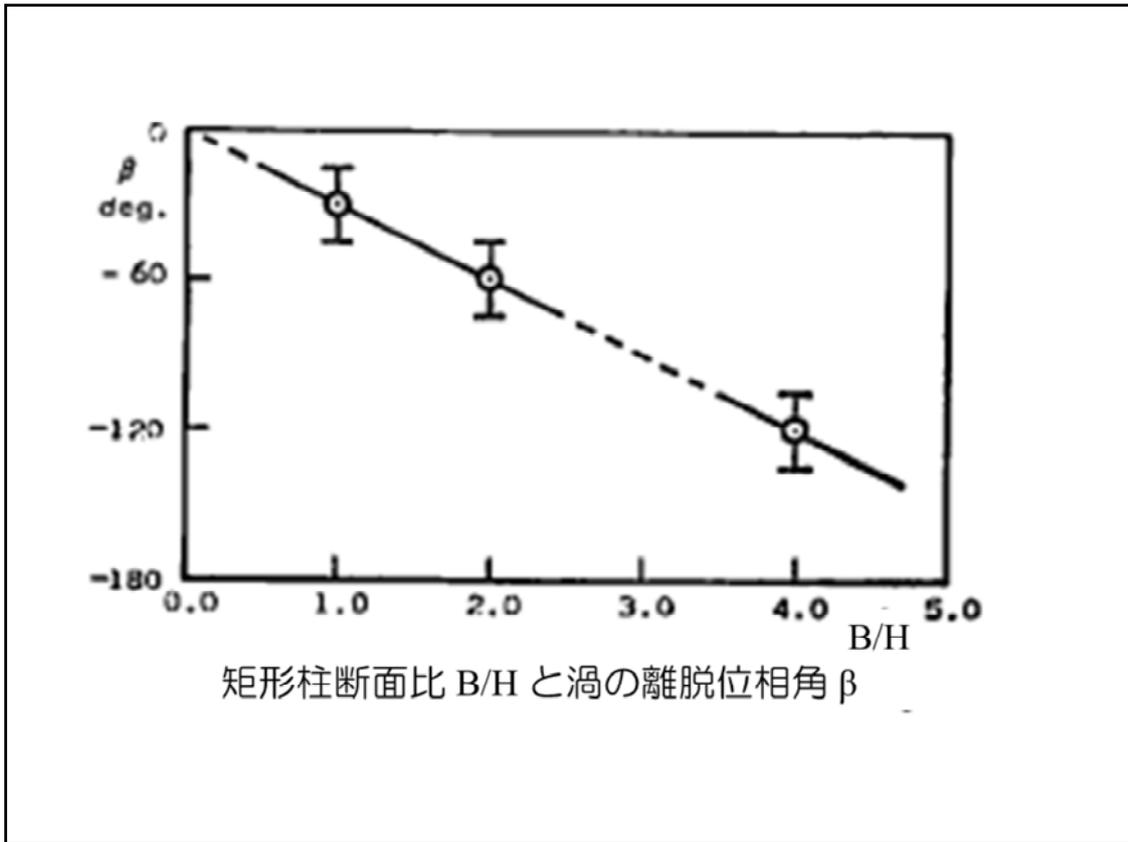


B/H比4の矩形柱周りの流れ

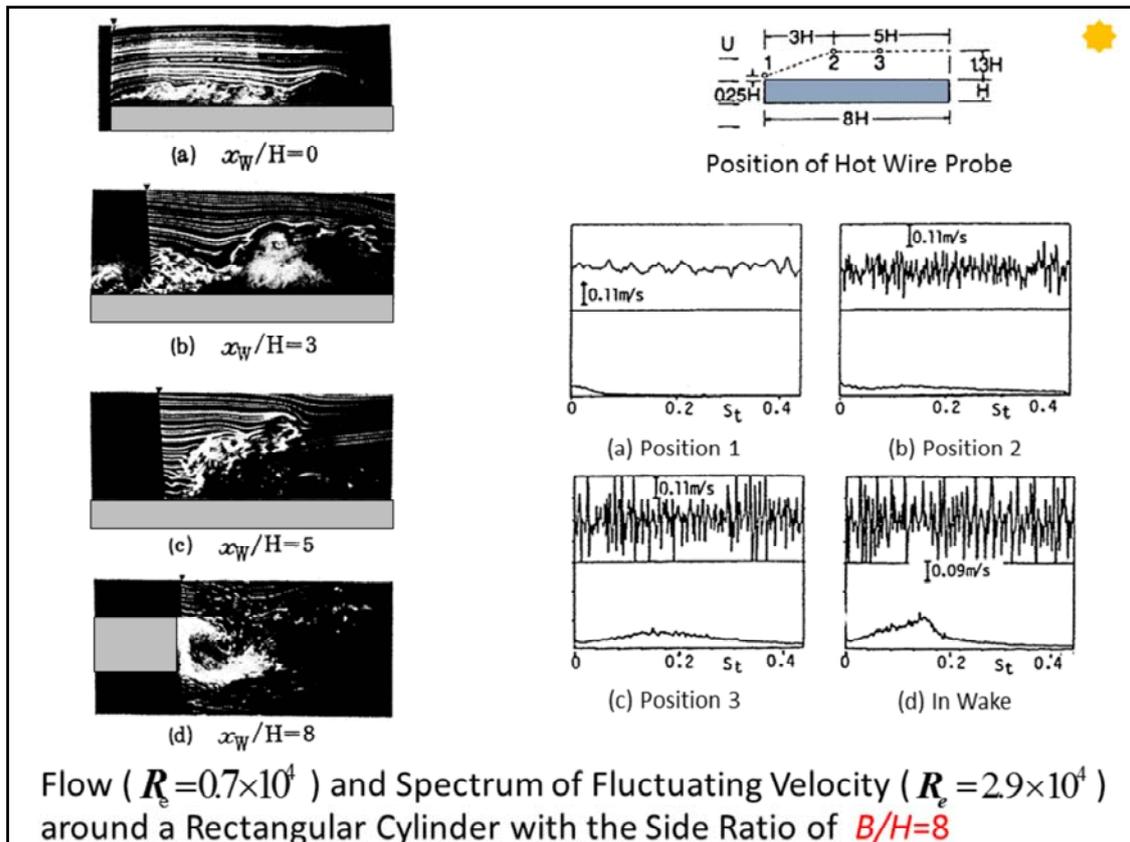
そこで、図には矩形柱の周囲、上(下)面に沿った位置1~4(図(a))における速度変動のスペクトル密度分布を示す。この場合、前縁近くの位置1(図(b))においてさえ、速度変動波形には規則的な周期変動が見られる。順次、はく離せん断層の中に入る位置2(図(c))などでは波形が若干乱れるが、卓越St数の値は位置1~3のいずれにおいても、位置4の後流渦の卓越St数と同一である。前縁ではく離れた流れ全体が後流渦のSt数で変動し、矩形柱上下面に周期的に再付着していることがわかる。



溝田・岡島(6)は逆流域の中でも正確度の高い測定可能なタンデム型熱線流速計によって矩形柱周りの流れの時間平均流線および非定常流線の実験的研究がある。そのうち $B/H=4$ 矩形柱周りの平均流線は後縁付近で再付着しており、静圧分布の測定結果が後縁近傍で局所的に回復していること(1)と良く対応している。 $B/H=4$ 矩形柱では、まず上向き最大の揚力が作用している(a)では、上前縁からの流線は上面の後縁付近の $X=1.87$ で付着して閉じ、前縁2からの流線は下面の $X=1.27$ で付着して閉じている。揚力が減少する(b), (c)過程では上前縁からの流線は上面で閉じず、下面で前縁からの流線が閉じる位置が徐々に後退する。上前縁からの流線は図(a)で $X=0$ 付近において下に凸であって、上面に接近するが(b), (c)では後退して、揚力が零となる(d)では後縁の近くの $X=1.73$ で閉じる。一方、下前縁からの流線は、(d)では上面で閉じた X の位置とほぼ同じ $X=1.68$ で閉じている。揚力が下向きに増加する(e), (f), (g)の過程では、上面上の再付着点位置はほとんど変化しないが、下面側の再付着点は下面の表面上を後退する。以上によって、矩形柱に加わる揚力変動と流線模様の変化の機子が明らかである。 $B/H=1, 2$ 矩形柱では、上前縁からの流線が矩形柱背面で閉じている限り、前縁1から連続的に放出される剥離せん断層が矩形柱背後で巻き込んでカルマン渦を形成するような渦の集中化が進行している過程と考えられる。そこで、前縁剥離した流線の成長によって、その流線が背面を離れるときに渦が放出される瞬間と見做すと、 $B/H=4$ 矩形柱では、 $B/H=1, 2$ 矩形柱のように、前縁剥離した流線のどちらか、一方の流線のみが矩形柱背面で閉じるのではなく、渦放出の瞬間は明確ではないが、循環流が放出されるという意味では、図(e)の前後がそのときと考えられる。



変動揚力を基準にして上述のように見積った循環流が放出される位相角を β として、矩形柱断面比 B/H に対してプロットすると、図のようになる。このように、循環流が矩形柱を離れる位相角は、矩形柱断面比に対してほぼ直線的に変化していることがわかる。円柱では渦が離脱する位相角は60度であることが、Sarpkayaの数値計算によって報告されている。

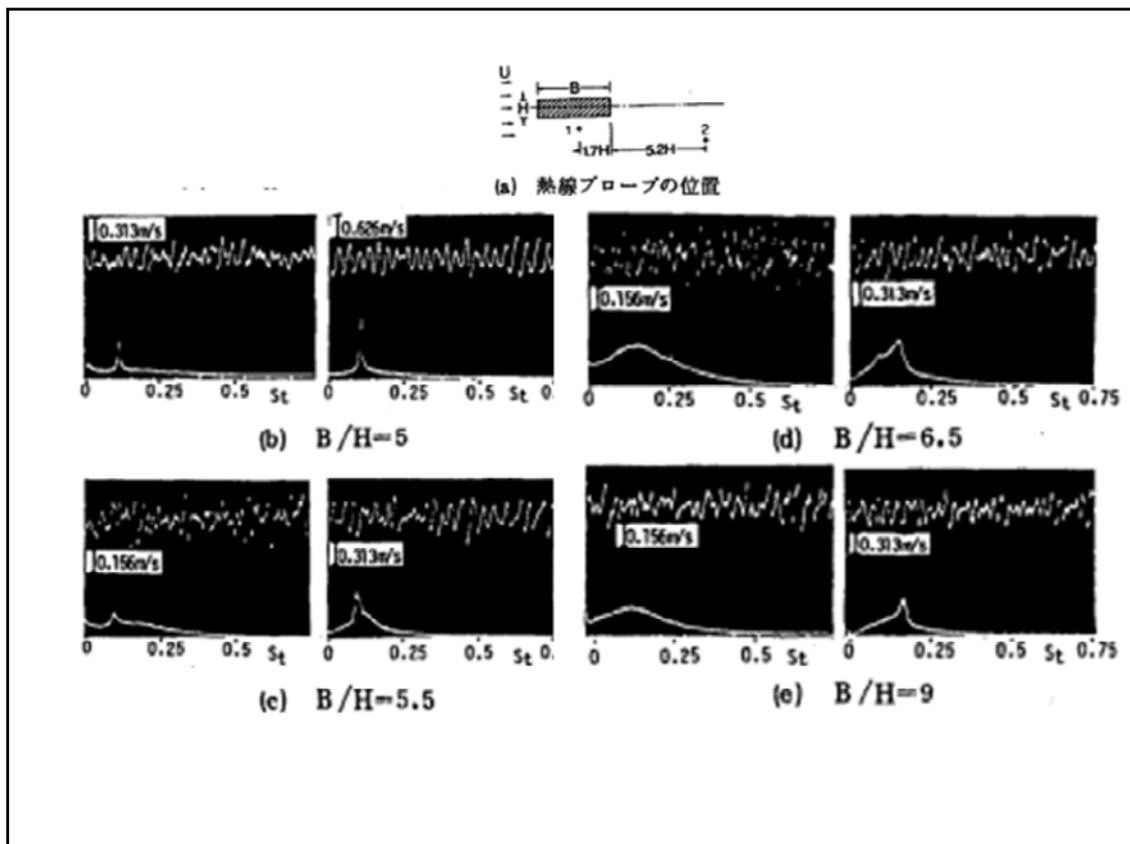


断面比の長い $B/H=8$ の矩形柱の場合、図のように矩形側面上には定常的に再付着した乱流境界層が発達し、図(a), (b), (c)に示す熱線プローブによる変動速度のスペクトル分布には顕著に卓越するピークが見られない。しかし、図(d)の矩形柱後流のスペクトル分布には下流域に形成される渦の卓越成分が認められるようになる。

$B/H=8$ の矩形柱周りの流れ

B/H 比の極端に大きい $B/H=8$ の矩形柱周りの流れの可視化流れパターンに示す。この場合、矩形柱表面上の流れの様相を詳細に知るため、スモーク・ワイヤーの位置を左図の各図に示す▼印の位置 (x_w は前縁からの距離) にそれぞれ移動した。図(a) $x_w/H=0$ から前縁ではく離れた流れは細かい渦状となり遷移した後、表面に再付着してはく離バブルを形成する。はく離バブル内の(b) $x_w/H=3$ では図に示すごとく、表面近傍で逆流しているが、 $x_w/H=5$ ではもはや逆流は認められず、図(c)の流れは乱流境界層の可視化された流(23)に良く類似している。そして物体表面に沿った境界層が発達し、後縁ではく離して図(d)のように矩形柱背後で後流渦に巻き込んでいる。そこで右図には、この矩形柱表面上の速度変動のスペクトル密度分布を示す。前縁近傍の位置1では、速度変動は極めて低周波数の成分のみで、その変動振幅は小さい。はく離バブル領域内の位置2においては熱線の速度波形は変動するが、周期的でないため、そのスペクトル密度分布には特に卓越した St 数成分が認められない。さらに再付着点付近(前縁から $4.5H \sim 5H$ 下流)より

下流の位置3においても同様に後流渦によるSt数成分は他の成分に埋没し、卓越St数が識別出来ないようななだらかな曲線を呈している。Kiyara(15)の圧力測定のスเปクトル密度分布とも良く類似した形状である。そしてFig.27(e)の後縁下流で初めて後流渦によるピークが顕著となってくる。B/H=8のような細長い矩形柱では、前縁ではく離れた流れが上(下)面に再付着し、はく離バブルを形成し、さらに下流に向って境界層が発達し、矩形柱背後で後流渦が形成されている。

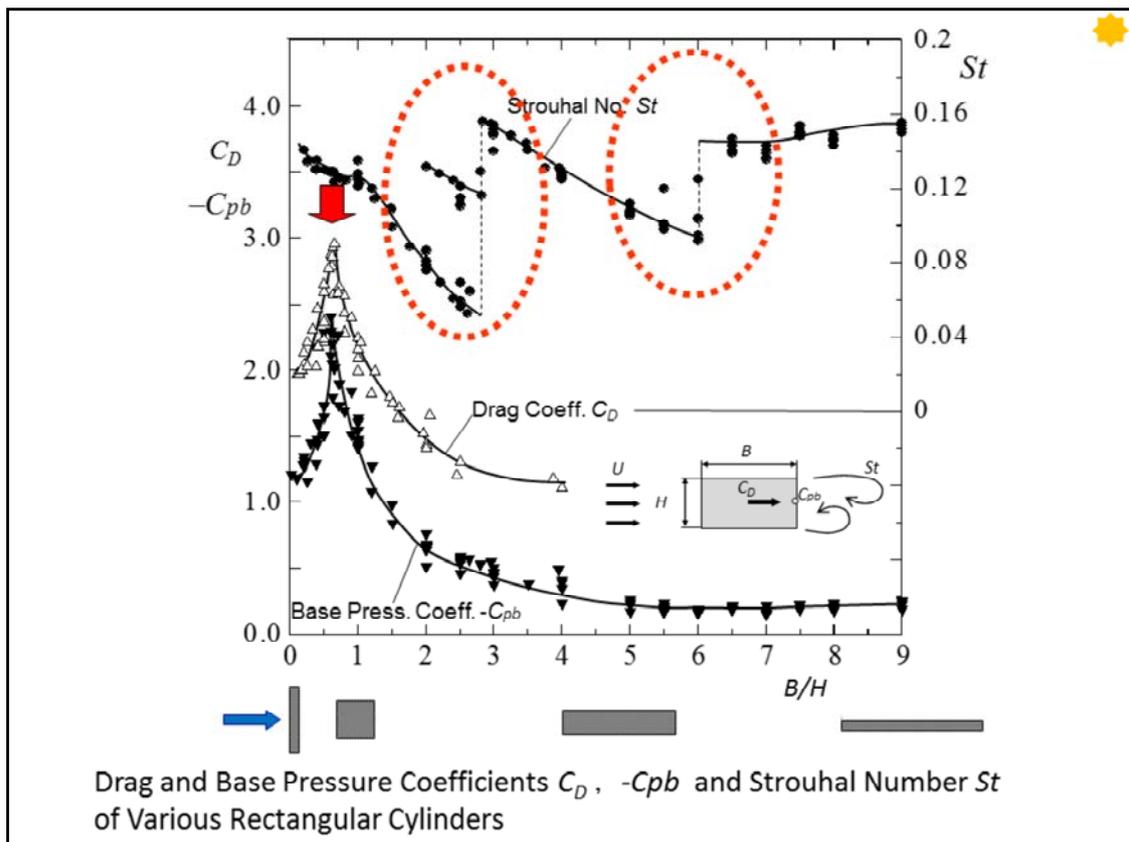


B/H比 5~9の矩形柱周りの流れ

B/H比が漸次大きくなるにしたがい、矩形柱前縁ではく離れた流れは周期的再付着するようになり、さらに次第に上、面に定常的に再付着した流れに変貌していくものと予想される。そこで Fig.25(b)~(e)にはB/H比を5~9の間で大きくした時の速度変動のスペクトル密度分布 ($Re=4.2 \times 10^4$) を順次示す。熱線プローブはいずれの場合にも、Fig.25(a)に示す位置1、2に固定してある。(b) $B/H=5$ の場合においてすら、 $B/H=4$ におけると同様、矩形柱上(下)面の流れは後流渦のSt数で変動し、スペクトル密度における卓越St数のピークは鋭い。 B/H 比5.5の場合、(c)のように矩形柱上面の位置1におけるスペクトル密度のピーク高さは次第に減少し、後流中の位置2では高周波数側のスペクトル密度が増加する。

そして(d) $B/H=6.5$ の場合の矩形柱上(下)面の速度記録波形には変動は認められるが、そのスペクトル密度分布はなだらかな曲線を呈し、顕著な卓越成分は認められない。もはや上(下)面の流れの変動は特定周波数で変動しなくなると考えられる。後流中のスペクトル密度分布もかなり広帯域に及んでいるが、後流渦によるピークが高周波数側にある。また(e) $B/H=9$ の場合には、その傾向はさらに顕著となり、上(下)面のスペクトル密度分布は突出したピークの無い、なだらかな曲線を呈する。一方、後流中のそれは、なだらかな曲線分布上に後流渦によるSt数成分が重畳した形状となっている。

以上のことから、 B/H 比が2.8~6の矩形柱周りの流れにおいては、前縁ではく離れた流れは上(下)面に定常的に再付着するのではなく、後流渦のSt数で周期的に再付着している。そして $B/H=6$ を境にして上(下)面に再付着した流れに変貌すると予想される。



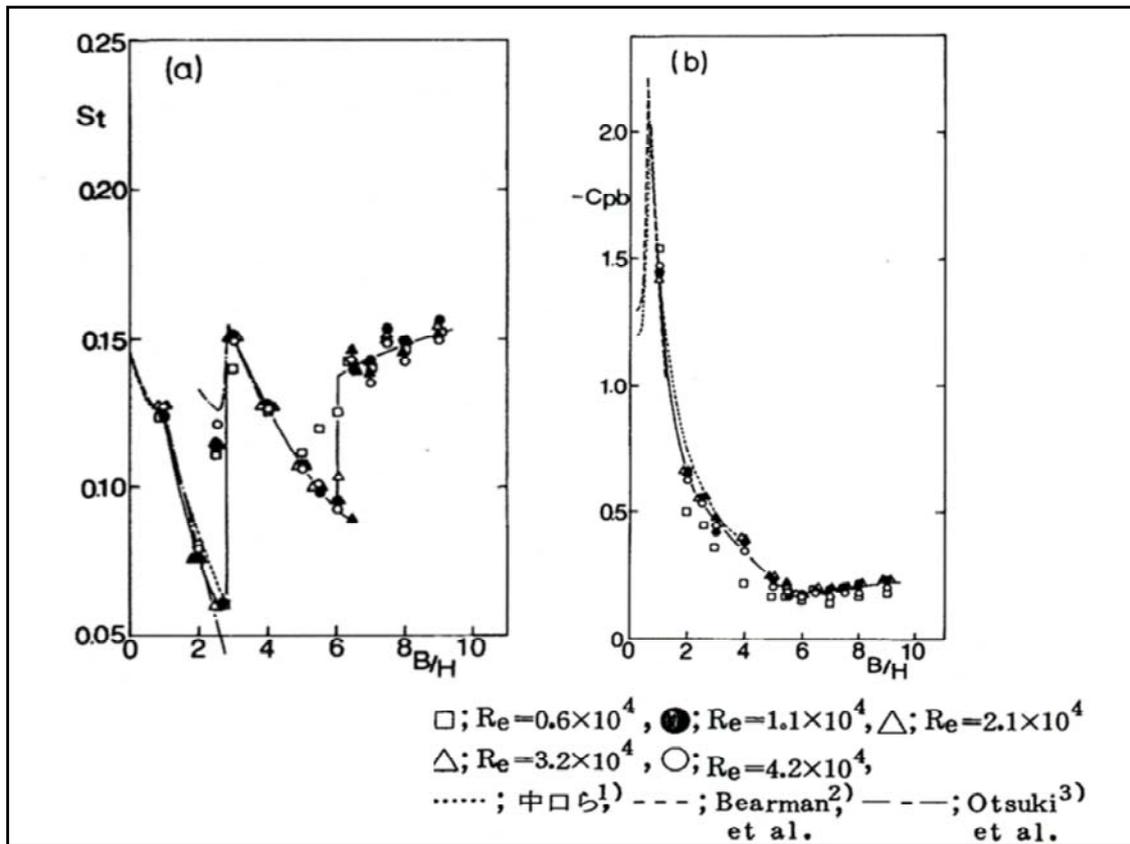
矩形柱周りの流れにおけるはく離したせん断流れと矩形柱の間の相互の干渉は矩形柱の B/H 比によって変化し、また Re 数によっても変わる。特に、はく離した流れの乱流への遷移する位置が Re 数により変わるため、流れはさらに複雑に変わる。そこで、この場合最も重要なパラメータである Re 数および B/H 比の矩形柱周辺および後流渦の St 数、背圧係数などに及ぼす影響に注目して考察する。

矩形柱の場合には、その断面比 B/H が増加し、アフターボディが大きくなると流れの再付着が生じて流れパターンが変化する。図に断面比 B/H に対する抗力係数 C_D 、背圧係数 $-C_{pb}$ 、ストローハル数 St 数の変化を示す。

1. まず、断面比 $B/H=0.66$ (臨界断面比) 付近で、抗力係数 C_D や背圧係数 $-C_{pb}$ が最大値をカusp状にとる中ロピークを形成する。この断面形状付近では、高圧モードと低圧モードの流れパターンが現れる
2. 断面比 $B/H=2.5\sim 2.8$ 付近を境界にして、完全にはく離型流れパターンから矩形柱上下側面に周期的に再付着する周期的再付着流れパターンに変化する。
3. 断面比 $B/H=5.5\sim 6$ 付近では、周期的再付着流れパターンから矩形柱上下側面に再付着し、前縁に剥離バブルを形成する再付着流れパターンに変化し、その後流に渦を形成するようになる。

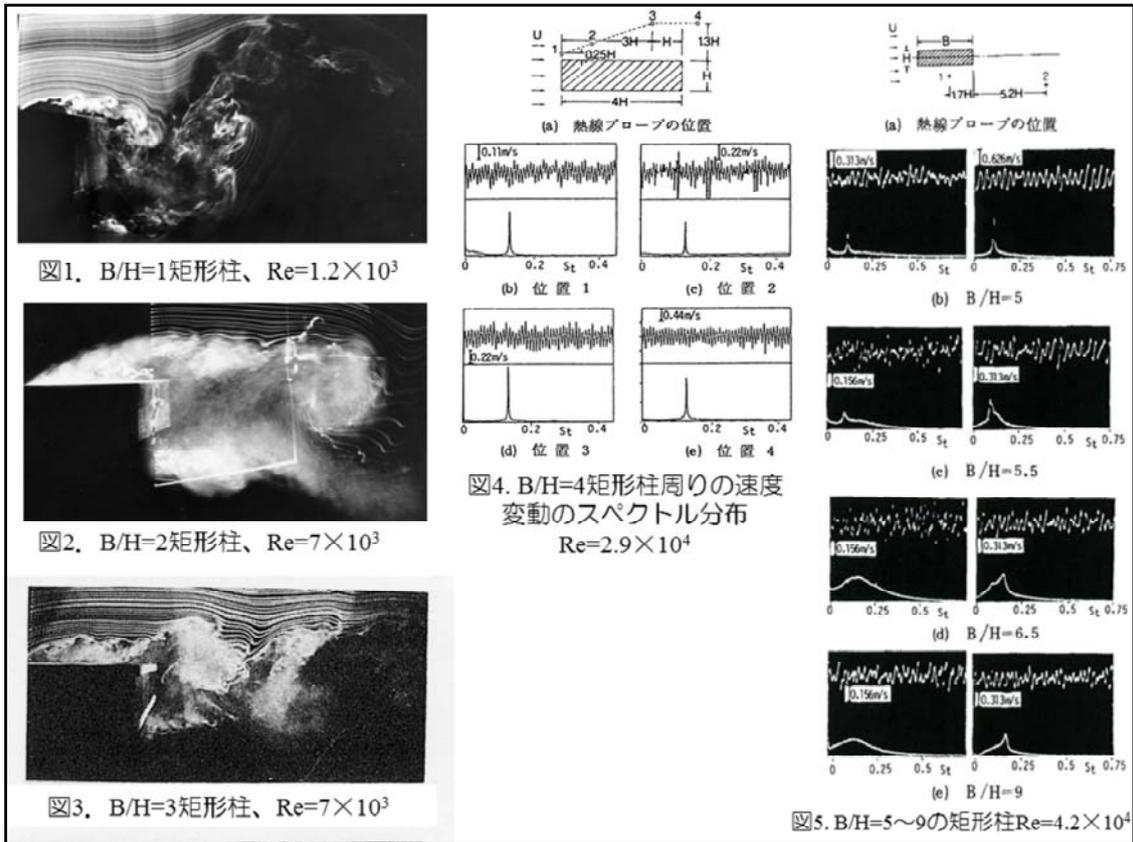
以下、それらの流れパターンの変化を示す。

- ① 断面比 $B/H \leq 2.5$: 「完全剥離流れ」
- ② 断面比 $2.8 < B/H \leq 6.0$: 「周期的再付着流れ」
- ③ 断面比 $6.0 < B/H$: 「定常再付着流れ」



(a) B/H 比に対する St 数と背圧係数の変化

Re 数の影響が余り大きく現れない比較的高い Re 数範囲の $Re=(0.6\sim 4.2)\times 10^4$ における後流渦の St 数および背圧係数の変化をまとめて図(a), (b)に示す。図にはいずれも B/H 比が4以下であるが、中口ら(1), Bearman(2), Otsuki(3)らの実験結果も比較のために示した。 $B/H=1\sim 4$ の St 数の変化は既に中口らによって報告されているごとく、 $B/H=2.8$ 付近で不連続に変化する。その後 $B/H=6$ 付近まで B/H 比の増加に伴い、反比例的に減少して $B/H=5.5$ で $St=0.1$ となる。そして $B/H=6$ 付近で再び St 数は不連続的に増大し、 $B/H=7\sim 9$ では $St=0.15$ でほぼ一定である。然るに、背圧係数には St 数に見られた不連続な変化は $B/H>0.6$ の範囲では認められず、連続的に変化している。すなわち、 $B/H=6$ 付近で $C_{pb}=-2.2$ (2)の極小となった後は、 $B/H=0.6\sim 6$ では C_{pb} は単調に圧力回復し、 $B/H=6$ 付近で最も回復し、 $C_{pb}=-0.2$ となる。 $B/H=6\sim 9$ では $C_{pb}=-0.2\sim -0.22$ で幾分低下するが、連続的に変化している。なお、図(a), (b)の St 数、 C_{pb} 値は既往の実験値とは良く合致している。次に、以上のような B/H 比に対する St 数および背圧係数の変化に対し、特に St 数が不連続的に変わる $B/H=2.8, 6$ 前後の流れについて考察する。



B/H比に対するSt数および背圧係数の変化に対し、特にSt数が不連続的に変わるB/H=2.8, 6前後の流れについて、まとめて考察する。

(b) B/H比の2.8付近におけるSt数の不連続

B/H比が2.8以下の矩形柱周りの流れは図1.(B/H=1)、図2.(B/H=2)の例に示した如く、前縁ではく離れた流れは物体表面に再付着することなく、背面下流で後流渦を形成する。一方、B/H=2.8~6の矩形柱の場合、静圧分布の測定結果によれば、後縁近傍で静圧が局所的に回復することから、流れは再付着しているものと見做されていた。然るに、図4のB/H=4矩形柱周りの速度変動の測定結果から明らかなように矩形柱周りの流れは後流渦のSt数で大きく変動している。すなわち、この場合の流れは既に溝田・岡島(6,7)が指摘したように、平均流線(後流渦の周期の約200~500倍の長時間の平均)の結果では後縁近傍で再付着しており、静圧分布の測定結果に対応するが、定常的に再付着しているのではなく、図3の可視化結果でも示すように、後流渦のSt数で周期的に再付着したり、離れたりする。その結果、前縁近傍においてすら、流速の周期的変動が認められ(図4)、矩形柱上下面中央における流速の変動振幅は一様流の15%に達する。

(c) B/H比の6付近におけるSt数の不連続

図4, 5のB/H比が6以上の矩形柱の上下面では後流渦によるSt数成分は他の成分に埋没し、識別出来ないようなスペクトル密度分布であること、また可視化観察によれば前縁から(4~5)H付近で再付着し、それより下流側では乱流境界層の様相を呈することなどから、B/H比の増加に伴い、B/H=6矩形柱を境にして、周期的再付着から定常的再付着に変化し、はく離バブルが形成されたものと考えられる。Otaら(12,13)のB/H比の充分大きい矩形柱の実験〔B/H=20、 $Re=(2.72\sim 17.9)\times 10^3$ 〕によれば、前縁はく離バブルの大きさ(前縁から再付着する位置までの距離L)は $L=4H$ でRe数に対してほぼ一定である。またLane-Loehrke(14)の比較的低いRe数範囲($Re=100\sim 1100$)の実験によれば、はく離バブルの大きさLは $Re < 600$ ではRe数に依存するが、 $Re > 600$ ではほぼ一定で、B/H=8~16の矩形柱の場合、 $L=4.8H$ 、B/H比の短いB/H=2.4の矩形柱の場合には、 $L=5H$ で幾分長い。従って本実験の場合にはB/H比が変わることを考慮すれば、上述の周期的再付着する流れからはく離バブルのある流れに変容するB/H比の境界が6付近であることは妥当と考えられる。

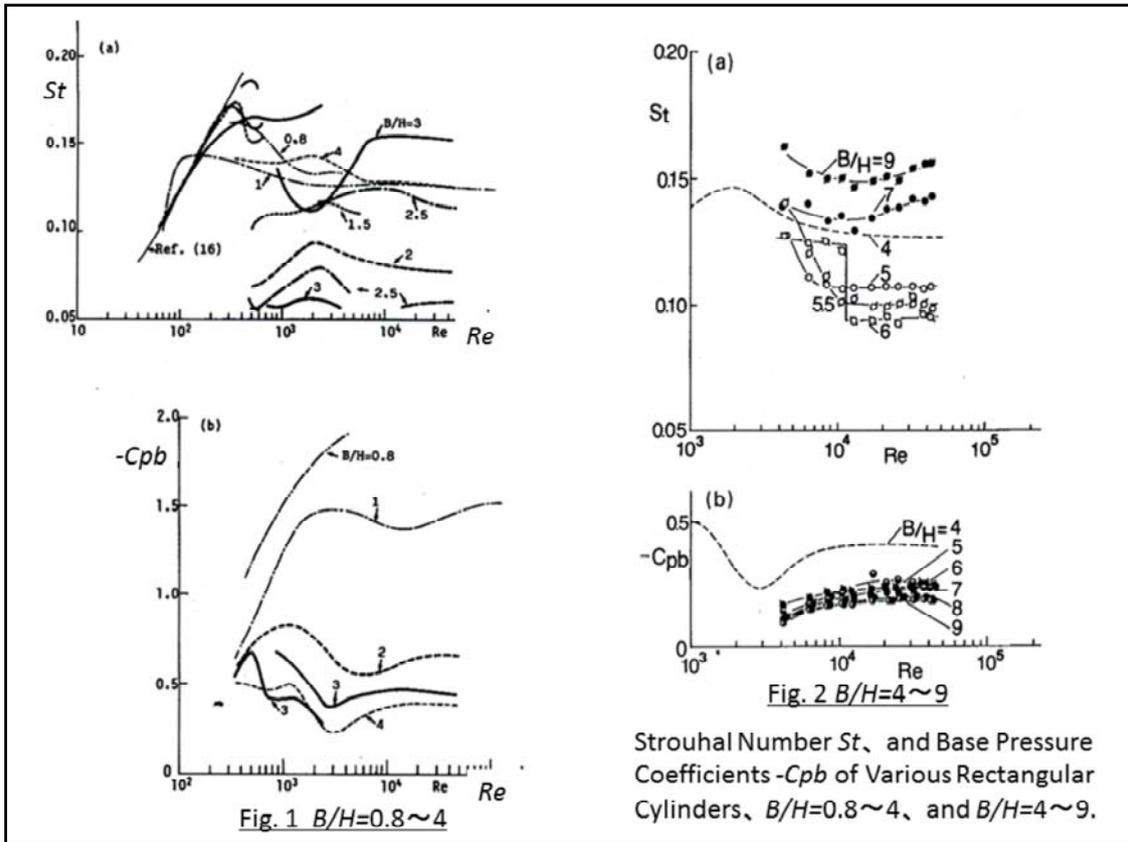


Fig. 1 $B/H=0.8\sim 4$

Fig. 2 $B/H=4\sim 9$

Strouhal Number St , and Base Pressure Coefficients $-C_{pb}$ of Various Rectangular Cylinders, $B/H=0.8\sim 4$, and $B/H=4\sim 9$.

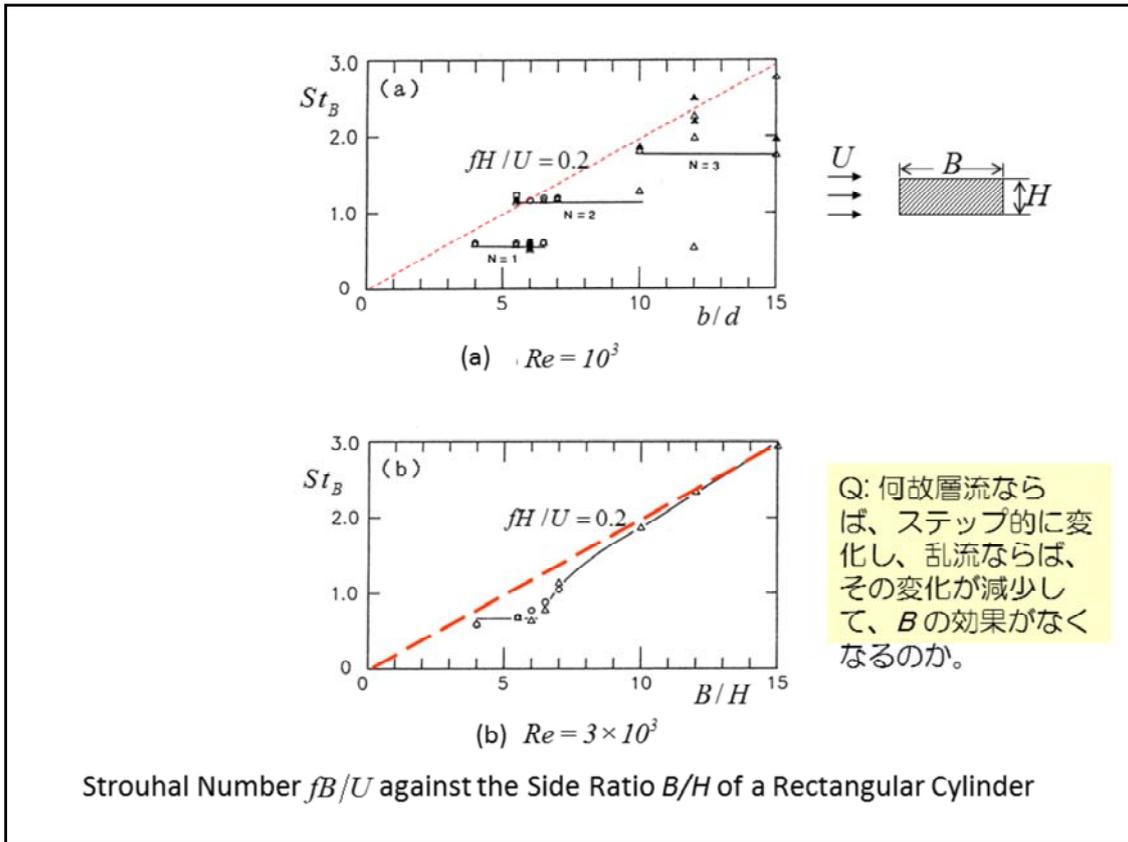
Re数の影響

(a) St数と後流渦

風洞実験、水槽実験によって得られた B/H 比0.8~9の St 数および背圧係数の Re 数に対する変化を図にまとめて示す。まず、図1 (a)には、服部ら(16)によるD形断面柱（矩形柱の上流側先端部のみ半円形にした鈍頭平板）の $Re=60\sim 400$ にわたる St 数変化を比較のために示したが、 $Re<150$ の低い Re 数範囲では、 B/H 比0.8~3のいずれの矩形柱の St 数にも大きな差は認められず、しかもD形断面柱の曲線に一致している。低い Re 数の場合、流れは一旦前縁ではく離するが、直ちに再付着し、上(下)面に沿って流れ、D形断面柱周りの流れと差がないためと考えられる。そして $Re>150$ では、次第に B/H 比の違いによる差が現われてくる。すなわち前縁ではく離した流れは Re 数増加に伴い、一般に再付着し難くなる。しかも B/H 比の値の小さいものほど、再付着し難いことから、D形断面柱の曲線から外れるのも B/H 比の小さいものほど低い Re 数である。その際、 $B/H=0.8, 1$ の場合には St 数は連続的に変化するが、前のスライドの図7,12,16の可視観察結果に示したように、 $B/H=1.5\sim 2.5$ などの矩形柱においては、 $Re=500$ を境にして前縁ではく離した流れは再付着し難くなり、後流渦の配置パターンは急変し、 St 数は不連続的に変わる。 $Re>600$ では、はく離した流れの乱流への遷移位置が次第に前進し、後流幅は狭くなり St 数は漸増する。 $Re=2\times 10^3$ でその St 数は極大に達する。細長い B/H の場合には、 Re 数が500以上でも、前のスライドの図17aの可視化結果に見るように流れは周期的に再付着したまま、後流には周期性の高い渦列が形成され続ける。 $Re=10^3$ 付近で、前のスライドの図20に示したように周期的再付着した流れと付着しない流れのパターンとが背圧の変化を伴って間欠的に入れ替わり、2種類の流れが双安定である。しかし前縁ではく離した流れが乱流に遷移することにより周期的再付着する流れは安定し、そのときの可視化結果〔前17図(c)〕は低 Re 数の流れ〔前17図(a)〕の場合に類似した流れのパターンとなり、両者の St 数の値も大体等しい。さらに細長い $B/H=4$ の場合、周期的再付着した流れが本実験の Re 数範囲($Re=200\sim 4.2\times 10^4$)では、大きな変化がなく、 St 数はほぼ0.14で一定である。次に図2(a)に示す $B/H=5\sim 9$ の矩形柱の St 数は $B/H\leq 4$ の場合に較べて、その測定された Re 数範囲は $(0.4\sim 4.2)\times 10^4$ で幾分狭いが、図から、 $Re\leq 10^4$ における乱数や C_{pb} の値にはいずれの B/H 比の場合でも Re 数による相違はほとんどない。一方、 $Re<10^4$ では St 数が不連続に変わる $B/H=6$ 付近で Re 数の影響が顕著である。すなわち、 $Re=0.5\times 10^4$ における $B/H=5\sim 6$ 矩形柱の St 数は増大し、 $B/H=4\sim 7$ 矩形柱の St 数の値には大きな差異がなくなる。

(b) 背圧係数

背圧は測定の精度上、図1(b)では、いずれの場合にも $Re \geq 300$ 、図2(b)では $Re \geq 0.4 \times 10^4$ の範囲に限られている。まず、図1(b)からSt数と同様低Re数ではB/H比による差が減少し、一本の直線に収束する傾向を示す。逆にRe数増加に対しては、後流渦の発達によりいずれの背圧も低下し、 $Re=500$ 付近からB/H比による相違が顕著となる。 $Re > 10^4$ では図2(b)のB/H=5~9の矩形柱を含めて、それぞれのCpb値はSt数と同様1値一定となるが、B/H=3~4の矩形柱では $Re=(2\sim3) \times 10^3$ で背圧が回復し、Roshko & Fiszdon(24)の垂直平板における結果と同様の傾向を示す。またB/H=5~9の測定されたRe数範囲は $Re=4 \times 10^3$ に限られるが、図2(b)に示す如く、いずれの値も破線で示すB/H=4の変化に類似しており、 $Re < 4 \times 10^3$ における背圧の回復とSt数の増加の徴候が認められる。



Reynolds 数の違いによって現象の相違が出てきたことには興味深い。

$Re > 10^4$ の高Re数域の $B/H=4$ 矩形柱の場合、矩形柱上下側面でも後流のSt数と同一の鋭いピークのスペクトル分布を呈し、いわゆる周期的再付満流れであり、細長い矩形柱 ($B/H=8$) では上下側面の速度変動のスペクトル分布には卓越成分が認め難く、後流域においてのみ卓越St数成分が観測される。図には、(a) $Re=10^3$ および (b) $Re=3 \times 10^3$ の速度変動の周波数 f を模型の側面辺長さ B を代表長さとした $St_B (=fB/U)$ 数で示す。 $Re=10^3$ の場合、上下側面の速度変動は後流渦と同期し、側面辺長さ B の変化に対し、側面上の渦の数 N は文献(15)と同様、 $N=1, 2, 3$ と階段状に変化する。すなわち、側面辺長さの増加に伴い、側面の変動波長は B の $1/N$ で変化しており、側面辺長さと同様に渦生成が密接に関係していることがわかる。一方、 $Re=3 \times 10^3$ などの高Re数域では、もはや上下側面の速度変動には卓越St数成分は認め難く、図(b)には後流域の卓越 St_B 数のみ示した。 $B/H \leq 6.5$ では、 St_B 値は0.68で一定である。 $B/H > 6.5$ では St_B 数はほぼ直線的に変化し、 $St=fH/U$ の値に直すと、0.18~0.2で一定となる。また、図(b)から、高Re数域で流れパターンが変わる B/H 比の臨界値はだいたい $B/H=6.5$ と言える。

LES法による3次元数値シミュレーション

3-dimensional numerical computation by LES

1. 小垣哲也、岡島 厚、小林敏雄、ラージエディシミュレーションによる静止および振動矩形柱周りの乱流数値解析、日本機械学会論文集B、(1996.5) 62-597、pp. 1716~1724.
2. 塩谷 篤、岡島 厚、六郷 彰：矩形柱周りの流れの三次元数値シミュレーション、日本機械学会論文集B、(2002.6) 68、670、pp.1601-1607.
3. Akira Rokugou、Atsushi Okajima、Shigeo Kimura、Takahiro Kiwata and Hiroki Yamamoto : Numerical Analysis of Aerodynamic Sound Radiated from Rectangular Cylinders with Various Side Ratios、Proceedings of the Fourth International Symposium on Computational Wind Engineering、pp.613-616、Yokohama、(2006.7)

1. 小垣哲也、岡島 厚、小林敏雄、ラージエディシミュレーションによる静止および振動矩形柱周りの乱流数値解析、日本機械学会論文集B、(1996.5) 62-597、pp. 1716~1724.
2. 塩谷 篤、岡島 厚、六郷 彰、矩形柱周りの流れの三次元数値シミュレーション、日本機械学会論文集B、(2002.6) 68、670、pp.1601-1607.
3. Akira Rokugou、Atsushi Okajima、Shigeo Kimura、Takahiro Kiwata and Hiroki Yamamoto : Numerical Analysis of Aerodynamic Sound Radiated from Rectangular Cylinders with Various Side Ratios、Proceedings of the Fourth International Symposium on Computational Wind Engineering、pp.613-616、Yokohama、(2006.7)

計算手法(流れ場：LES)

流れ場は、3次元、非定常、非圧縮、粘性流れとする。

● Filtered 支配方程式

$$\text{連続の式} : \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\text{Navier-Stokes 方程式} : \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{p} + \frac{2}{3} k_{SGS} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\frac{1}{Re} + \nu_{SGS} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\}$$

● Smagorinsky モデル

$$\text{SGS 乱流エネルギー} : k_{SGS} = \frac{\nu_{SGS}^2}{(C_k \cdot \Delta)^2} \quad C_k = 0.094 \quad \Delta = (\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{\frac{1}{3}}$$

$$\text{SGS 乱流渦動粘性係数} : \nu_{SGS} = (C_s \cdot \Delta)^2 \left\{ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad C_s = 0.13$$

(+ Van Driest 型壁面減衰関数)

● 差分近似法：対流項 QUICK スキーム

他の項 2次精度中心差分

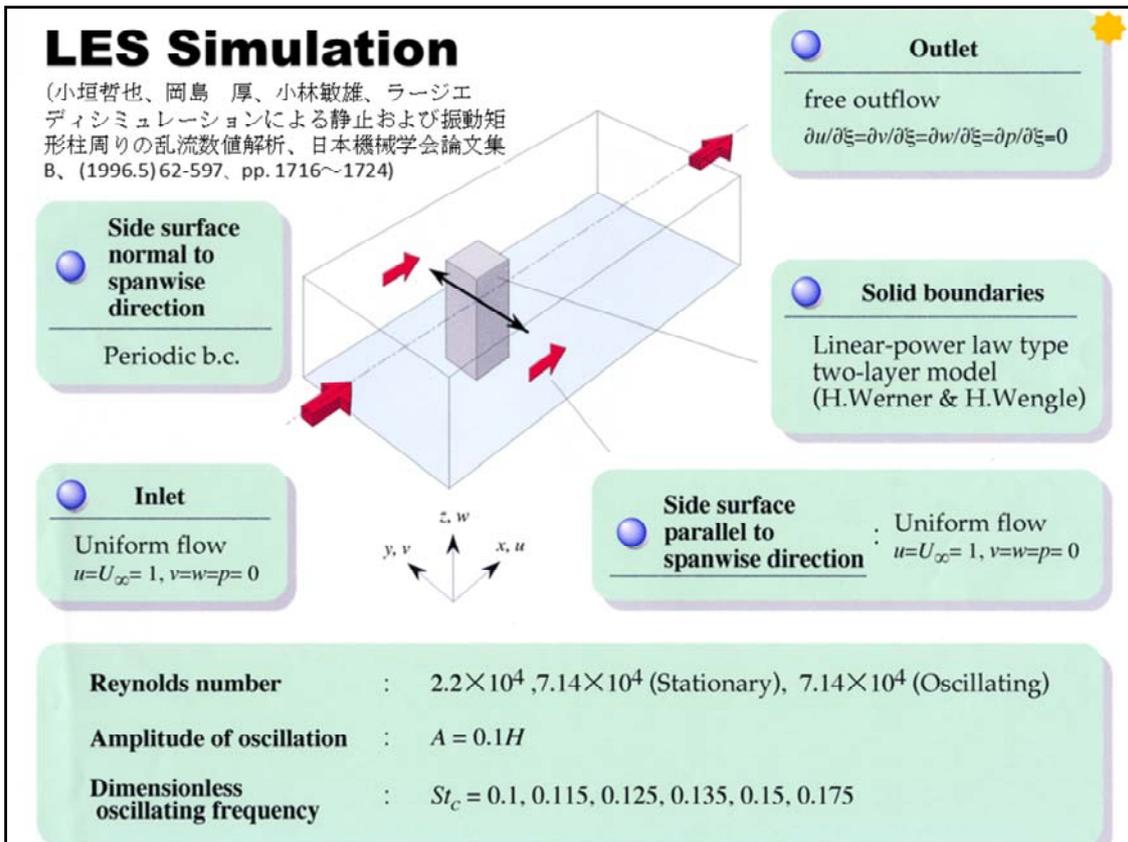
● 時間進行法：対流項 Adams-Bashforth 法

他の項 Crank-Nicolson 法

● 計算アルゴリズム：HSMAC 法

基礎方程式の離散化は、有限体積法に基づき行う。

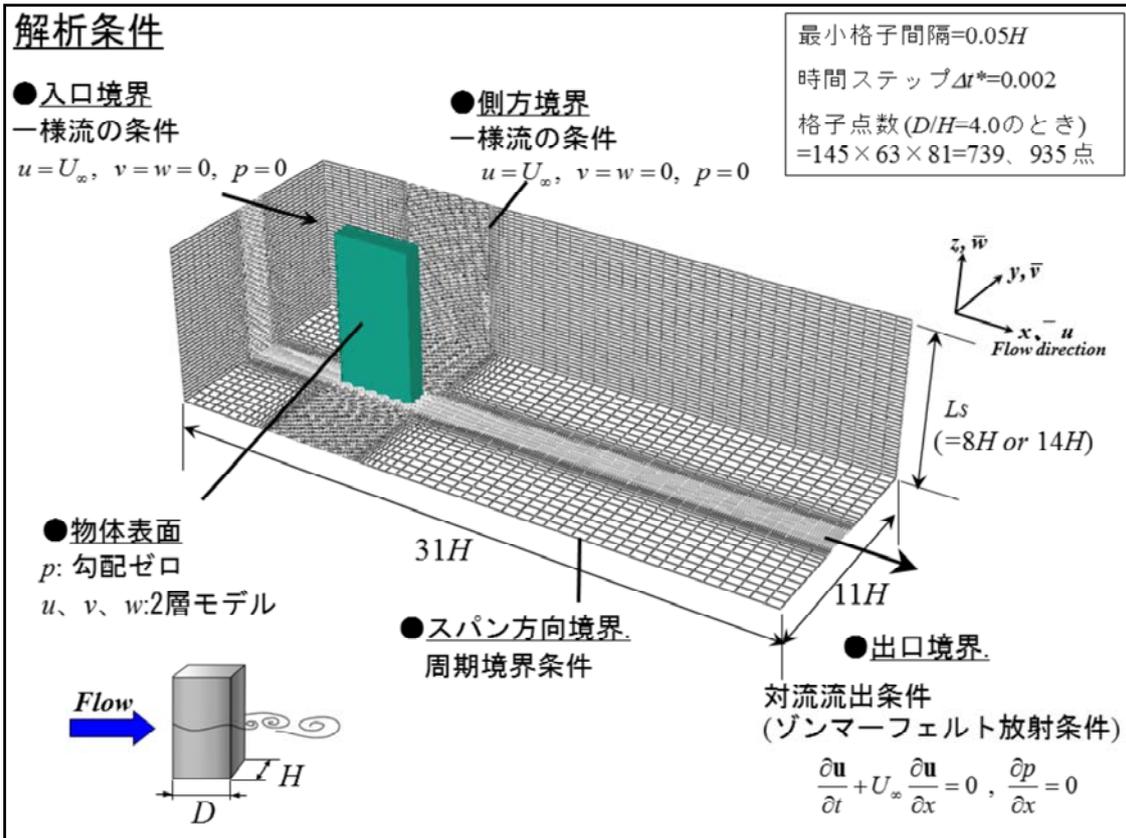
圧力と連続の式のカップリングアルゴリズムはHSMAC法に準じている。LES計算において対流項の離散化には、通常、中心差分が用いられるが、本計算において二次精度あるいは四次精度中心差分を用いた場合、矩形柱角部付近の速度場において数値的不安定振動が発生したので、計算の安定化のため、対流項に二次精度風上差分であるQUICKを使用した。対流項の離散化に風上差分を使用したLESの計算例(3),(5)はほかにもあり、数値粘性が過大に作用していることも考えられるが、流れ場への詳細な影響は明らかではない。その他の空間微分項には二次精度中心差分を用いる。時間進行法は、対流項を二次精度Adams-Bashforth法により陽的に、その他の項をCrank-Nicolsonスキームにより陰的に取扱う半陰的解法とし、無次元時間間隔は0.002とする。



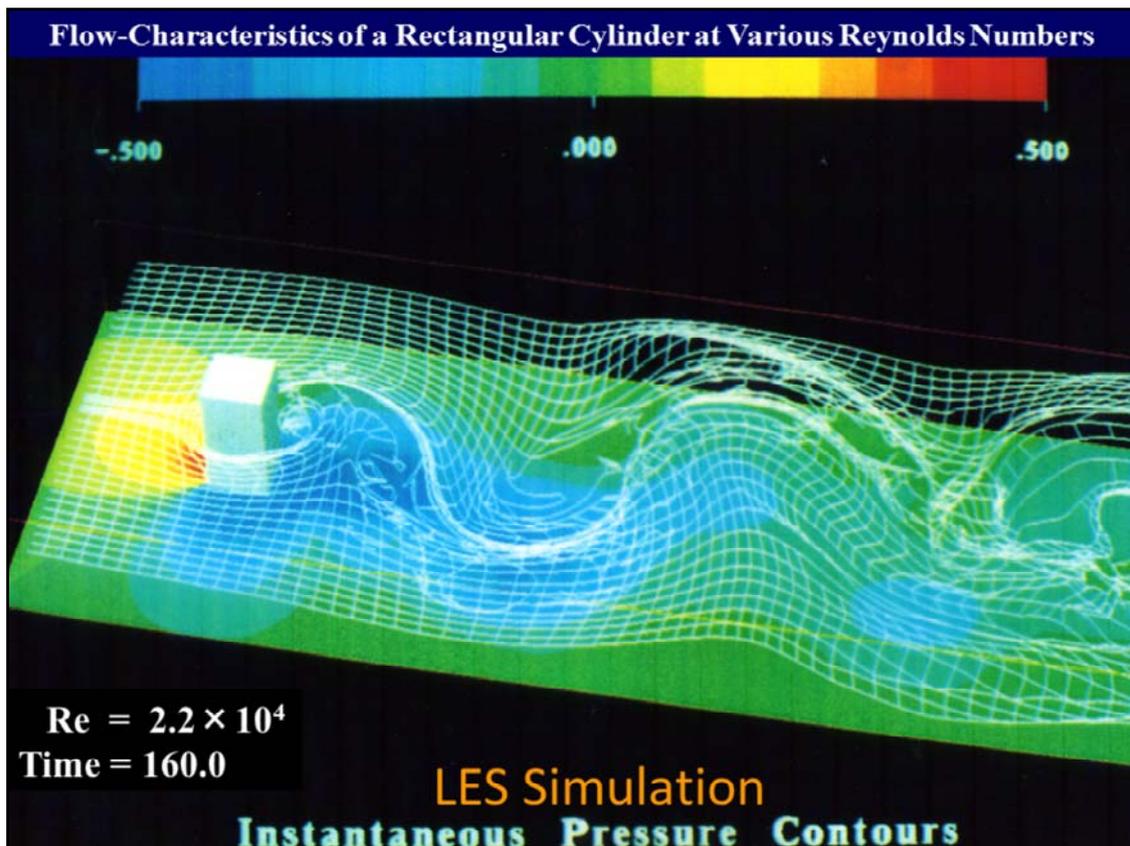
LES法による静止矩形柱および振動矩形柱周りの乱流数値解析の境界条件などを示す。LESはレイノルズ平均形乱流モデルよりも流れ場への依存性が小さく、将来さらに、モデルの普遍化・高精度化が図られることにより、乱流の三次元性・非定常性を再現しうる高精度解法となることが期待される。そこで、本研究はSGSモデルとしてSmagorinskyモデルを用いたLESにより、一様流中で静止および一様流に対して直角方向に振動する二次元正方形矩形柱周りの非圧縮性流れの乱流解析を行う。対流項に風上差分を用いた有限体積法により振動物体周りの流れを解析した例(3)があるが、これらと比較するとLESは高レイノルズ数流れへの適用性および散逸機構を物理的考察に基づいてモデル化している点で優れている。

計算領域および境界条件を図に示す。壁面境界条件は、Werner-Wengle(19)による線形べき乗則形2層モデル（壁面からの壁座標、 z' が11.81を境にする。）を使用している。

また、振動矩形柱の計算の場合には、矩形柱壁面の速度の境界条件には矩形柱の移動速度を与える。



計算格子を、図2に示す。格子点数は53548 (83×63×11)であるが、これはLES計算で必要とされる格子解像度と比較すると、かなり粗いものである。特に、スパン方向の計算領域が2H、格子分割が11点であることから、乱流の特徴の一つであるストリーク構造を捕らえるには不十分である。計算の格子依存性について詳しく調べていないが、計算領域を26.1H×14H×4H、格子分割を83×63×16に変更した。計算結果において、 C_D 、 C_{pb} 、 St 、 X_{ws} といった値に関してほぼ同じ値が得られている。



静止矩形柱の場合 まず、流れ場全体の構造を示すため、図に流脈、タイムライン、圧力分布図を示す。高レイノルズ数流れであるため乱れを伴っているが、矩形柱背後の後流域において一連の渦列構造が形成されている様子が観察できる。乱流域が層流域を取り込む、エントレインメントも観察でき、レイノルズ数による流れの本質的な違いは見られない。次に、本計算で得られた C_D , C_{pb} , St , X_{ws} の値を溝田・岡島(22)の実験値とともに表1に示す。 X_{ws} の値を除き、計算値はほぼ実験値と一致している。

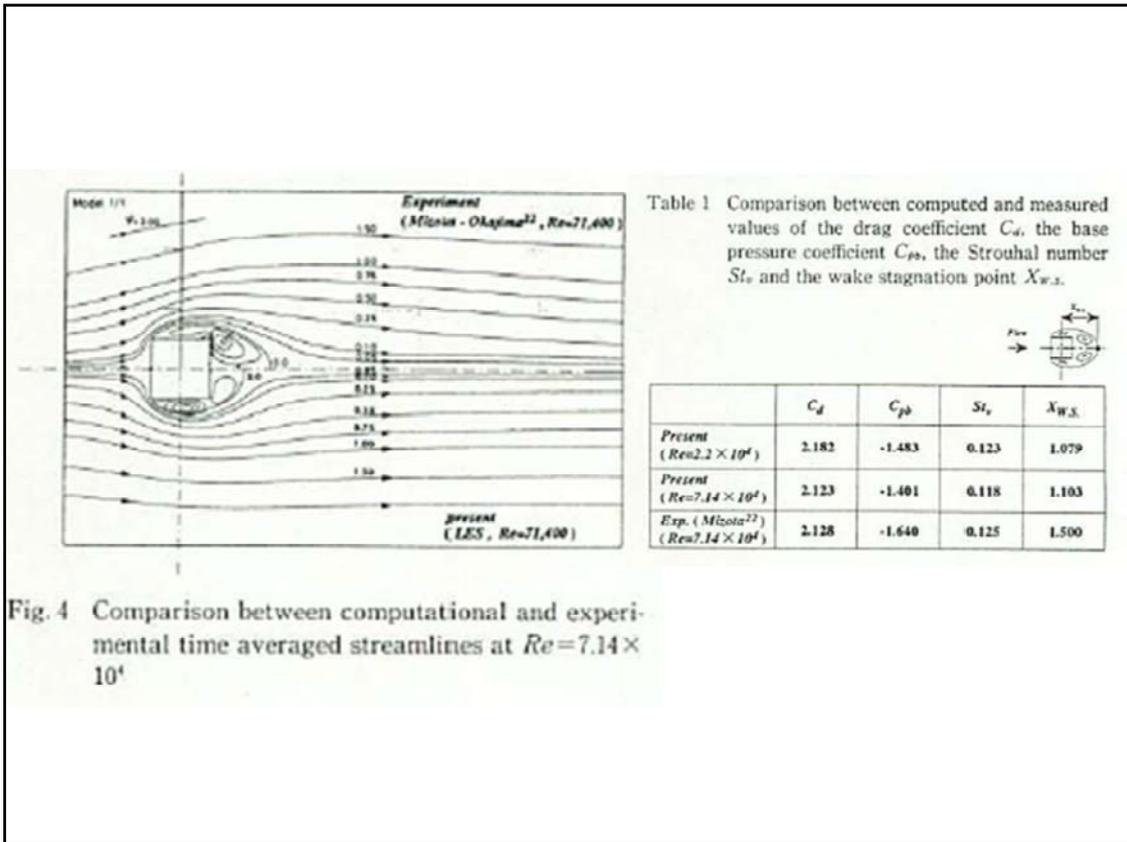
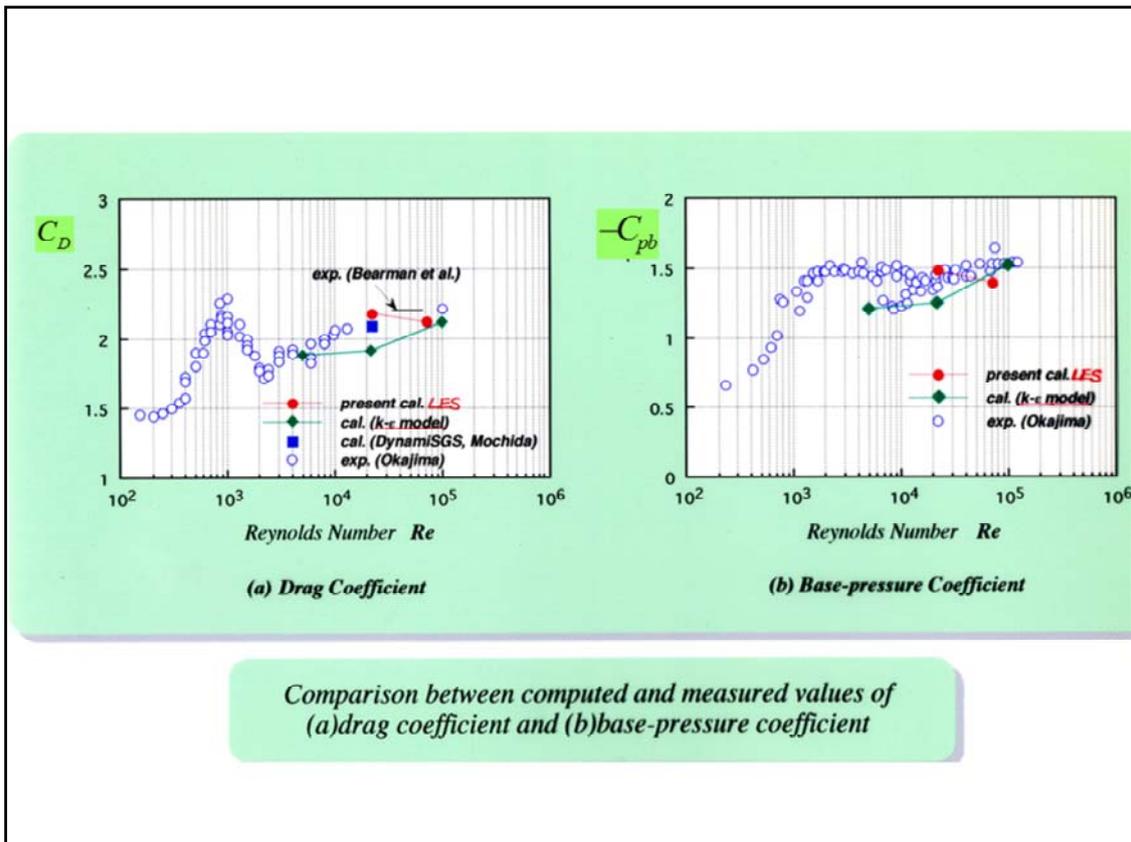
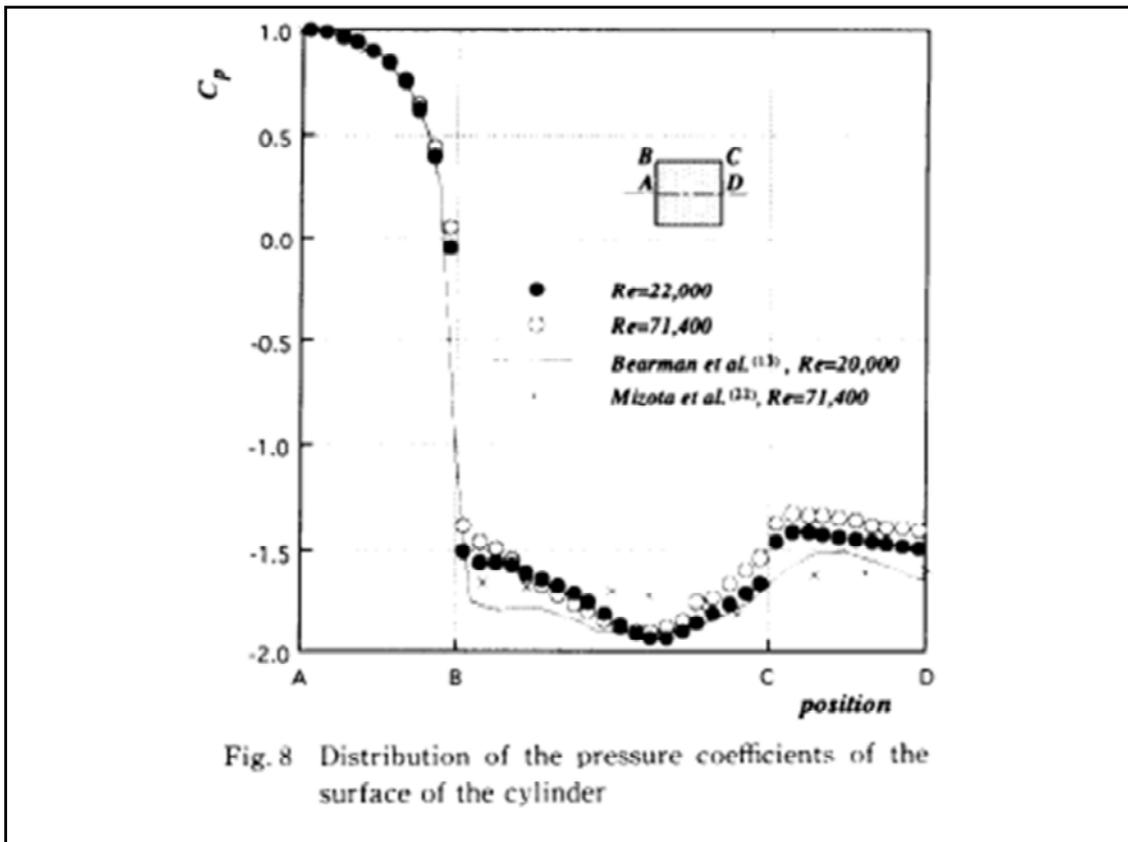


Fig. 4 Comparison between computational and experimental time averaged streamlines at $Re=7.14 \times 10^4$

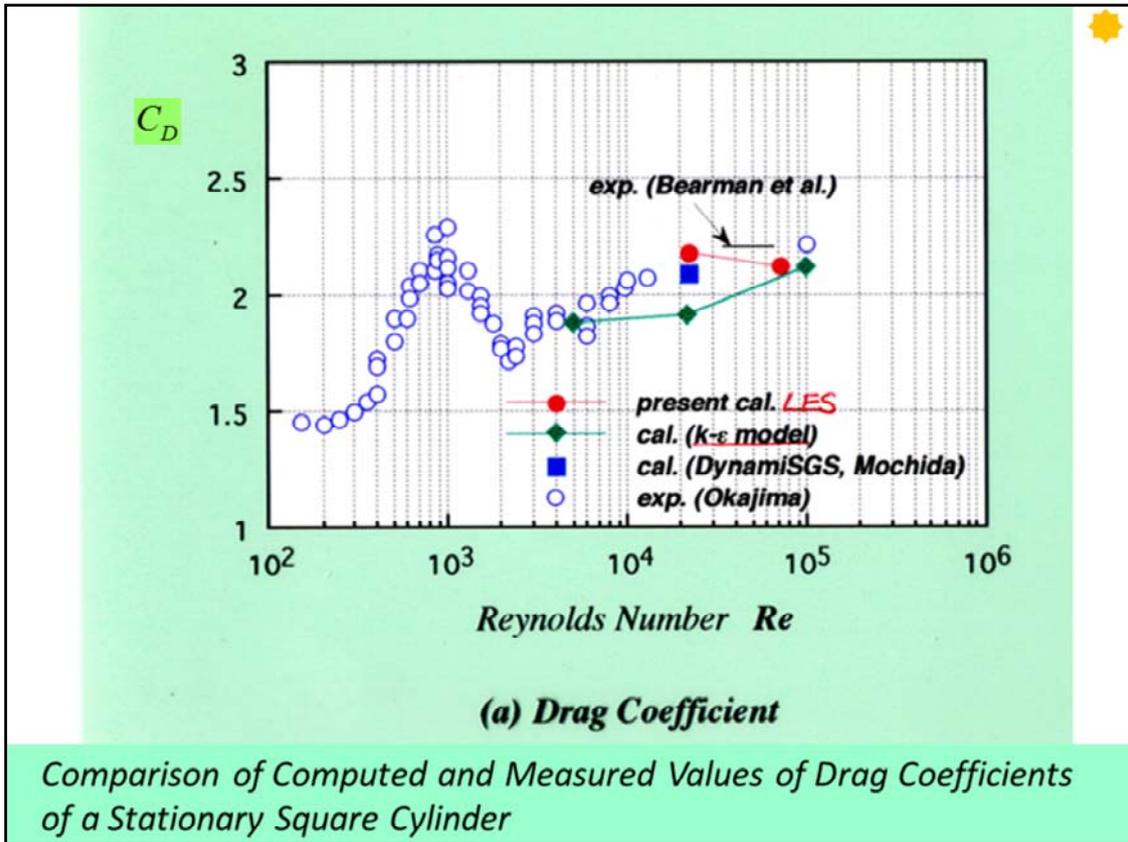
次に、時間平均流線を実験と比較したものを図 4 に示す。本計算による矩形柱背後の再循環領域は実験よりもかなり小さい。対流項に QUICK を使用したことによる数値粘性がこの不一致の一因であると考えられるが、この傾向は対流項に二次精度中心差分を使用した持田らの計算(16)においても同様な傾向が見られる。流れは矩形柱近傍で、急激に層流から乱流へ遷移するが、Smagorinsky モデルはこの流れの遷移過程を十分に再現できないことも原因の一つであると推測される。



Re数に対する抗力係数、背圧係数の変化を、それぞれ図に示す。図には、比較のため、Kato-Launder(20)が提案した $k-\varepsilon$ モデルの手法を用いて著者らが別途行った計算結果、持田ら(6)によるDynamics SGSモデルによる計算結果および岡島ら(21)による実験値をあわせて示す。Re $> 10^4$ において、実験ではRe数の増加とともに抗力係数、背圧係数がわずかに増加する傾向を示している。本計算はこの傾向を再現できていないが、計算値は実験値のばらつき内に収まっており、定量的にかなり一致した結果が得られている。抗力係数、背圧係数に関しては、 $k-\varepsilon$ モデルによる計算値も実験とよく一致した結果が得られている。



図に、矩形柱表面の圧力係数分布を示す。比較として、 $Re=2.0 \times 10^4$ における Bearman ら(13) および $Re=7.14 \times 10^4$ における溝田(22)の実験値をあわせて示す。本計算による分布は、定性的に Bearman らの実験値に近い値である。矩形柱前面、矩形柱側面中央部において、計算は実験と定量的に一致しているが、角柱前縁部および背面においては、計算値は実験値よりも高圧となり、図において、矩形柱背後の循環渦が小さく、渦強度が小さいことと対応している。

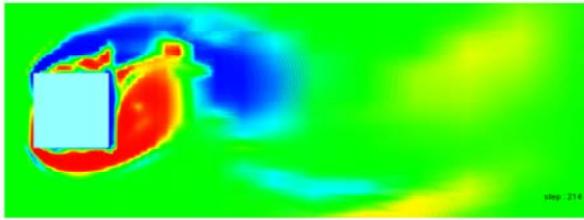


計算結果と実験値の比較

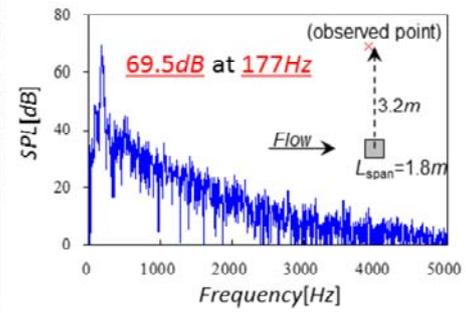
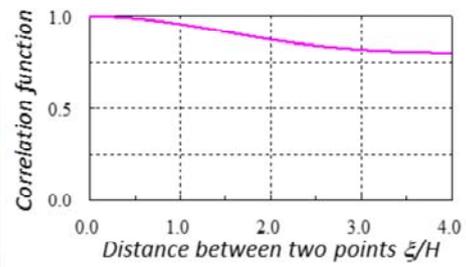
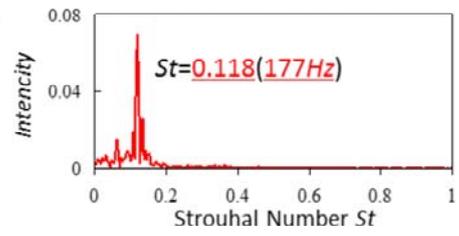
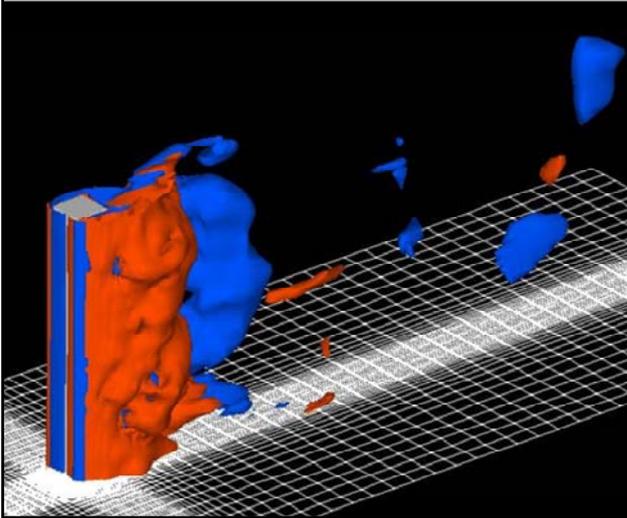
今までの一様流中の矩形柱の C_D 、 St の値の計算結果を表にする。⇒吉滝に頼む！

図には、静止矩形柱周りの流れを3次元LES法および $k-\epsilon$ 法によって乱流数値解析して得られた抗力係数の値を、実験結果と比較して示す。LES法による計算値がより実験値に近いことが分かる。

$B/H=1.0$ 断面柱($Re=1.0 \times 10^4$) : 3次元LES計算



Vorticity distributions (at $z/H=4$ section)



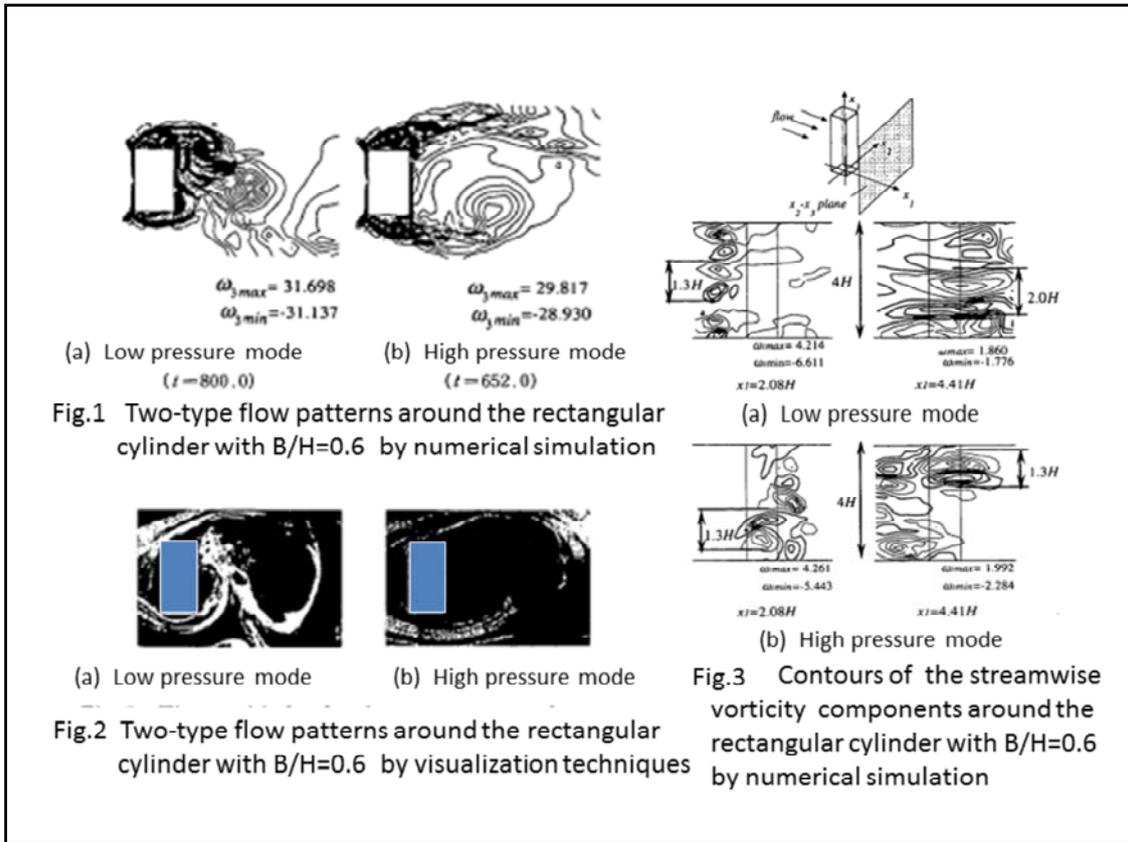


Fig.1 Two-type flow patterns around the rectangular cylinder with B/H=0.6 by numerical simulation

Fig.2 Two-type flow patterns around the rectangular cylinder with B/H=0.6 by visualization techniques

Fig.3 Contours of the streamwise vorticity components around the rectangular cylinder with B/H=0.6 by numerical simulation

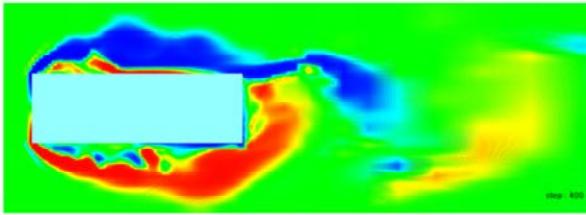
矩形柱周りの流れパターン

2種類の不規則な流体力の時系列変化の流れパターン変化に対する対応を確かめるために、B/H=0.6矩形柱のスパン中央断面における矩形柱近傍の渦度場を図1(a),(b)に示す。図1(a)の揚力変動が大きく、 C_{pb} が低圧で、 C_D 値が大きい値となる低圧モードの流れの場合には、はく離せん断層が物体背面に強く巻き込む様相が観察できる。一方、図1(b)の揚力変動が小さく、 C_D 値が小さく、背圧が回復する高圧モードの場合、はく離せん断層の巻き込みが弱く、物体から離れた下流域で渦が形成される。この現象は、B/H=0.5の模型でOhya (7)によって行われた可視化実験の図2(a),(b)のスモークワイヤ法による流れパターンとも一致している。このようなモード変化は後流渦の形成位置の違いによるものといえる。

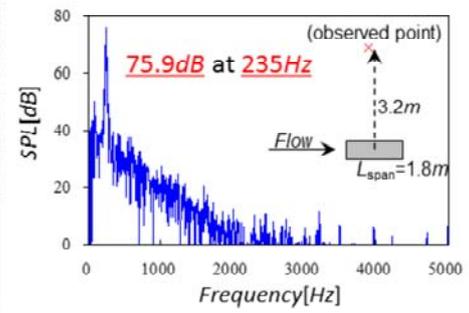
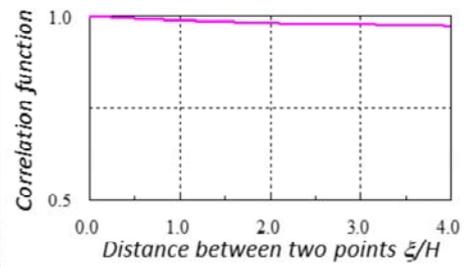
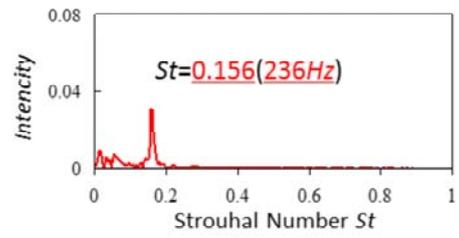
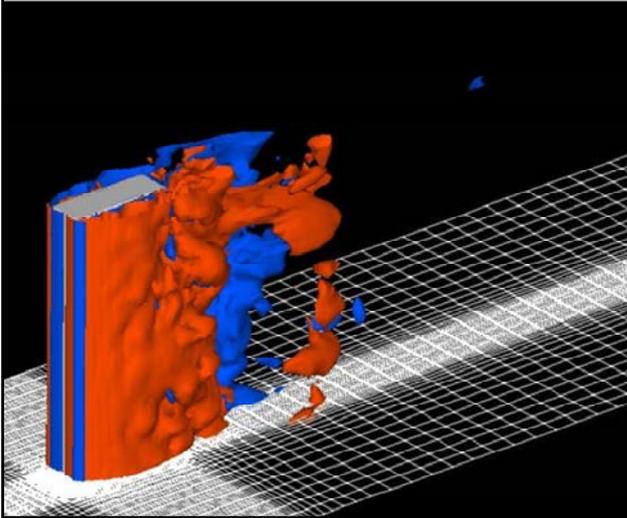
三次元渦構造

次に、流れの三次元的構造に注目する。図3(a),(b)に、B/H=0.6の矩形柱中心から下流側約 $x=2.0H$ および約 $4.4H$ 下流域におけるそれぞれのモードの流れ方向に軸をもつ渦度 ω 分布を示す。渦度の正負は太線と細線により区別する。両モードから符号の異なる渦度分布が交互にスパン方向に重畳し、縦渦構造が観察される。図3(a)の低圧モードの渦度分布では、(b)の高圧モードに比べて組織だった縦渦構造が下流域で形成されている。しかし、両モードともに渦度分布のピークの大きさは、図1に示したスパン方向渦 ω_3 の渦形成領域の大きさの相違によらず、 $x=4.41H$ 下流域ではその渦の強さはほとんど同じ強さである。また、1対の縦渦のスパン方向サイズは、矩形柱近傍では約 $1.3H$ であるが、矩形柱中心から $4.4H$ 下流域では、低圧モードでは約 $2.0H$ へと変化し、渦の合体现象が生じているものと考えられる。矩形柱周りの場合、1対の縦渦の幅がどの程度であるかは実験でも確認されていないが、本計算のB/H=0.6矩形柱では代表長さH程度と推測される。

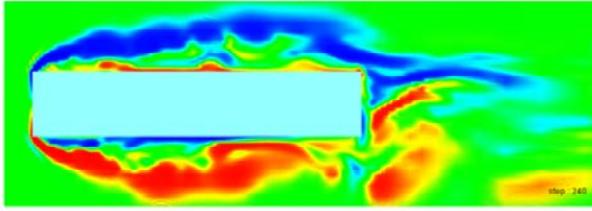
$B/H=3.0$ 断面柱($Re=1.0 \times 10^4$): 3次元LES計算



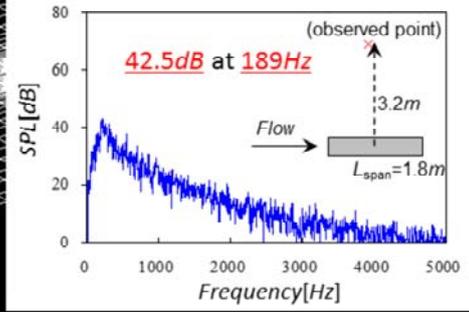
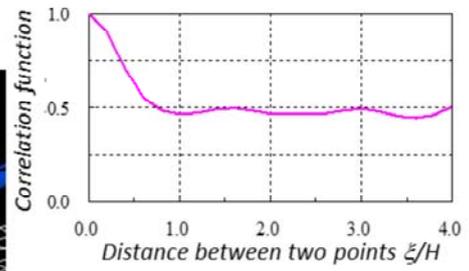
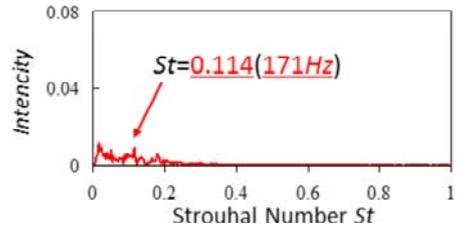
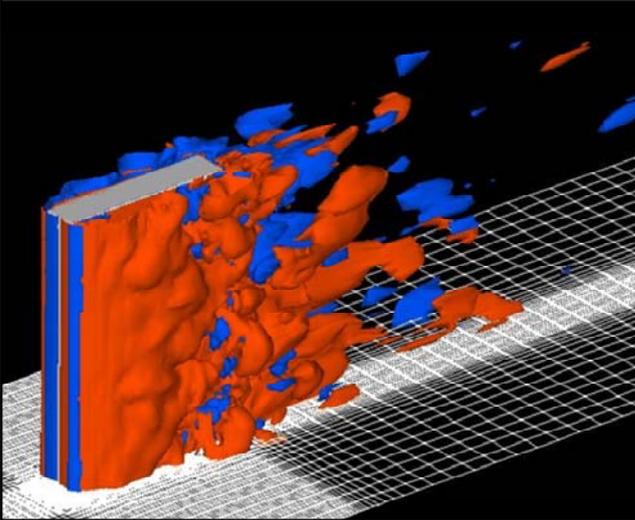
Vorticity distributions (at $z/H=4$ section)

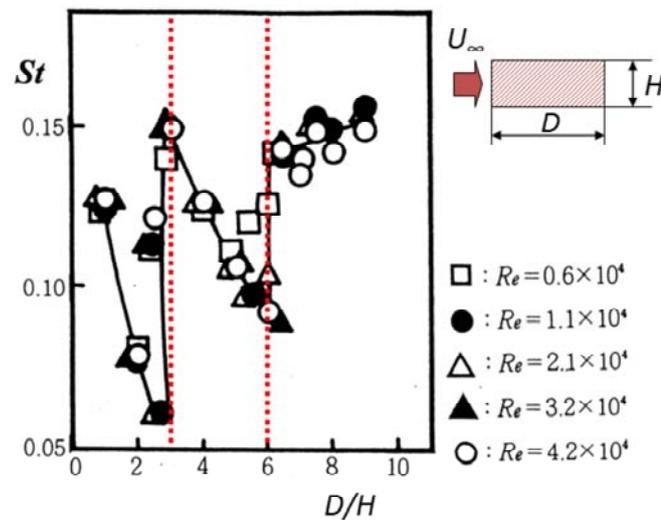


$B/H=5.0$ 断面柱($Re=1.0\times 10^4$) : 3次元LES計算



Vorticity distributions (at $z/H=4$ section)





In particular, the Strouhal number abruptly changes from 0.06 (0.09) to 0.15 (0.14), for a rectangular cylinder with the side ratio of 3 (6).

Before I start my discussion of main subject, I'd like to speak about a little background of our study. Generally, the flow fields around bluff body display unsteady behavior. Especially, the flow around a rectangular cylinder changes with its side ratio or Reynolds number and its flow pattern is very complex with separation and reattachment.

To analyze these flow fields, comparing with experimental method, the numerical simulation acts effective method because of getting many information data of flow fields. In this study, to solve the turbulent flow around rectangular cylinders with side ratios of three and six, we obtain large eddy simulation with standard Smagorinsky model and the results are compared with experimental data, and we verify the turbulent flow field around rectangular cylinder.

2. The governing equations

Continuity equation Filtered continuity equation

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad \longrightarrow \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0$$

Navier-Stokes equations

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

→ Filtered Navier-Stokes equations

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad : \text{SGS stress}$$

$$L_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad : \text{Leonard term}$$

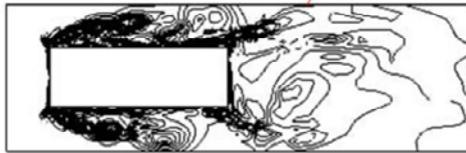
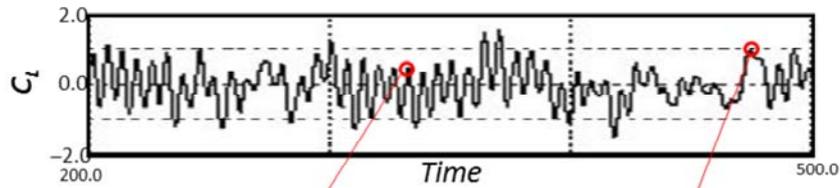
$$C_{ij} = \overline{u_i u'_j} - \bar{u}'_i \bar{u}_j \quad : \text{Cross term}$$

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j} \quad : \text{Reynolds term}$$

Now I'd like to explain the governing equations of large eddy simulation. The basic equations are three-dimensional continuity equation and Navier-Stokes equations. To operate time filtering to these equations, we get filtered continuity equation and filtered Navier-Stokes equations respectively. Here, the sub-grid scale stress term appeared in filtered Navier-Stokes equations consists of the Leonard term, the Cross term and the Reynolds term.

5. Results for $D/H=3$ cylinder

The Flow pattern in the x-y plane (vorticity distribution, $Re=4 \times 10^3$)



Time=333.5

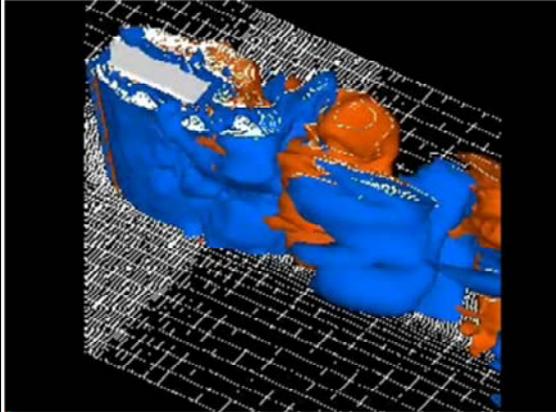


Time=475.5

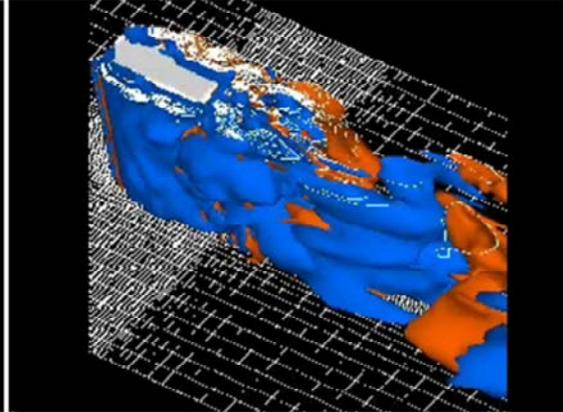
What you can see here is the time history of lift coefficient at Reynolds number equal four thousands and instantaneous vorticity distribution in x-y plane. This is the flow pattern on the regularly changing time region with high frequency. The others are on the irregularly changing with low frequency. On the high frequency region, the wake structure is very large with combination of two vortices, one separates from leading edge and reattached beside cylinder, the other separates from trailing edge. Two vortices combine on shedding from trailing edge and roll up largely. On the other side, at the low frequency changing, the wake structure is filled with many small vortices like these figures. These two flow patterns appear alternatively in time, therefore the change of lift coefficient growth irregular.

5. Results for $D/H=3$ cylinder

3-D distribution of vorticity in wake ($Re=4 \times 10^3$)



High frequency mode
Time=340.0~360.0

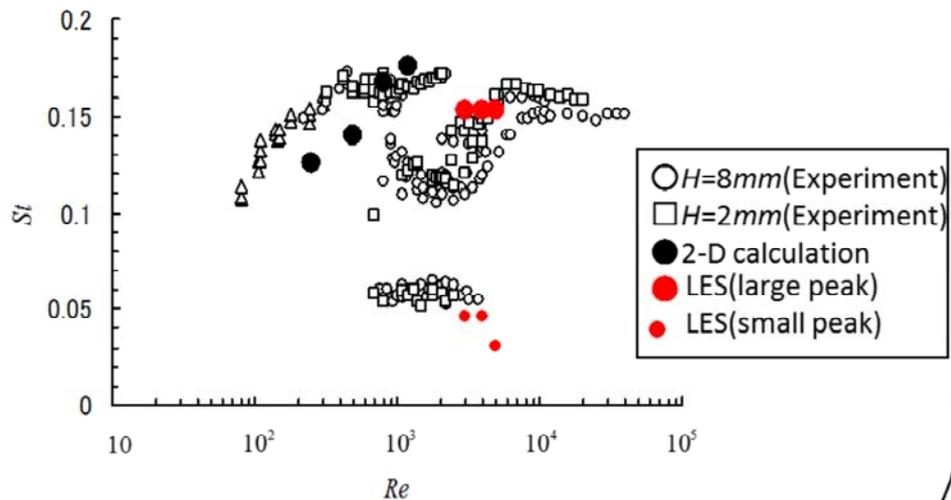


Low frequency mode
Time= 440.0~460.0

Then, I'd like to show the animation of the flow patterns. The flow patterns are shown by the isovorticity surface with z direction axis at Reynolds number equal four thousands. The fluid flows from the upper left to the lower right. The red surface shows the clockwise vortices and the blue shows the counterclockwise vortices. First I'd like show the flow pattern of high frequency mode. In this mode, as above mentioned, the vortices shed from the trailing edge with synchronizing with the vortices separating from leading edge and the wake has large structure. On the other hands, in the low frequency mode, the vortices separating from trailing edge don't synchronize with the vortices from leading edge and many small vortices shed into wake. So the structure of the wake has extremely three-dimensionality and complex situation.

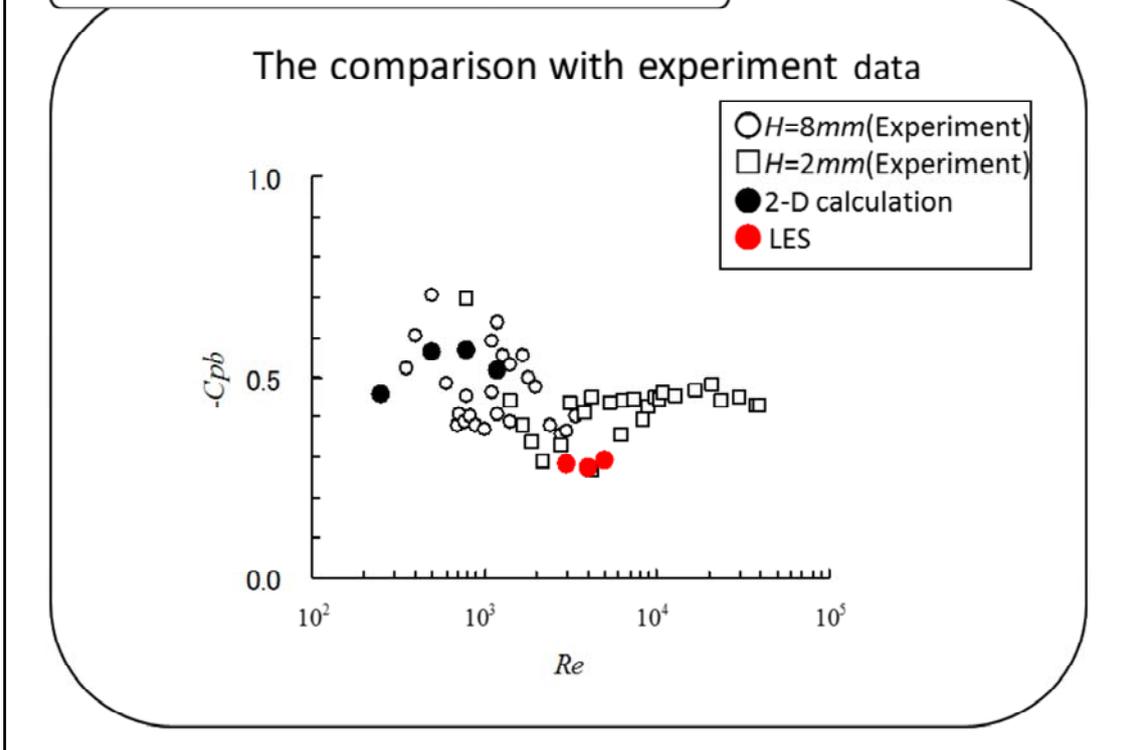
5. Results for $B/H=3$ cylinder

The comparison with experimental data of Strouhal number



Next, I'd like to confirm the comparison of the present result with the past experimental data again. This is the comparison with experimental data of Strouhal number. In this graph, the red symbols show the present result. Among them, the large symbols show the larger peak of spectrum and small show the smaller peak. As above mentioned, we get the two frequency by the LES calculation. One has the regular changes and higher frequency like these point, the other has irregular changes and lower frequency like these points. These values show qualitatively and quantitatively good agreement with the experimental data. Then we have investigated the relation between the change of fluid force fluctuation and the flow pattern.

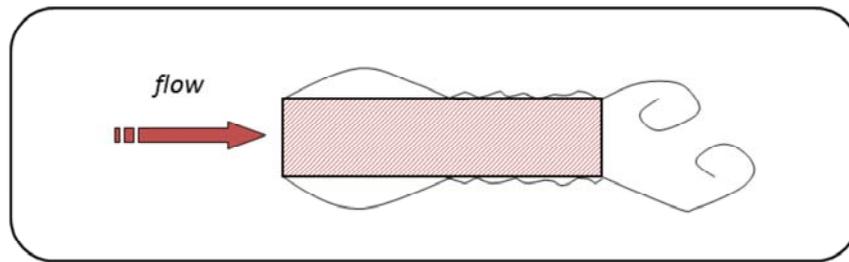
5. Results for $B/H=3$ cylinder



Then, I'd like to confirm the comparison between the present calculated data and the past experimental data. What you can see here is the change of the base pressure coefficient against Reynolds number. In this graph, the red symbols show the present results and the outline symbols against black background show the experimental data. The present result qualitatively show the phenomenon that the base pressure recovers nearby Reynolds number equal four thousands. The value of the present results show slightly large value against the experimental data.

6. Result

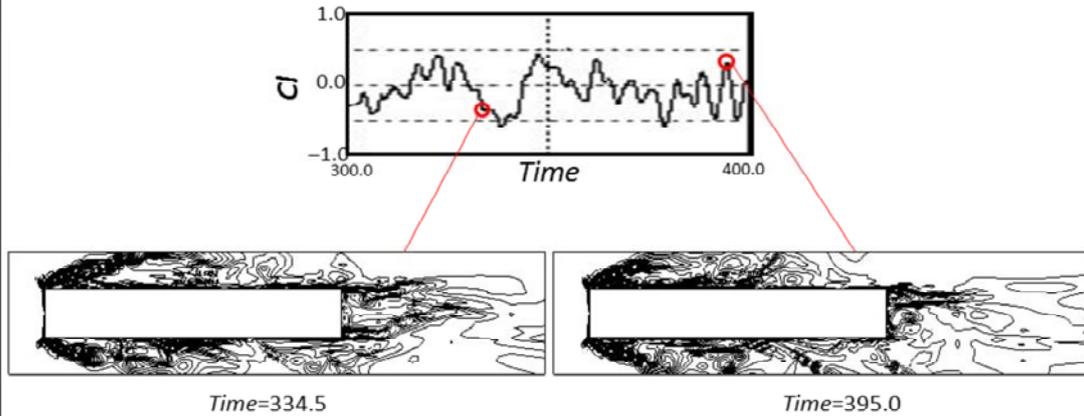
$D/H=6$ cylinder



Next, I'd like to introduce the result of the cylinder with side ratio equal six

6. Results for $B/H=6$ cylinder

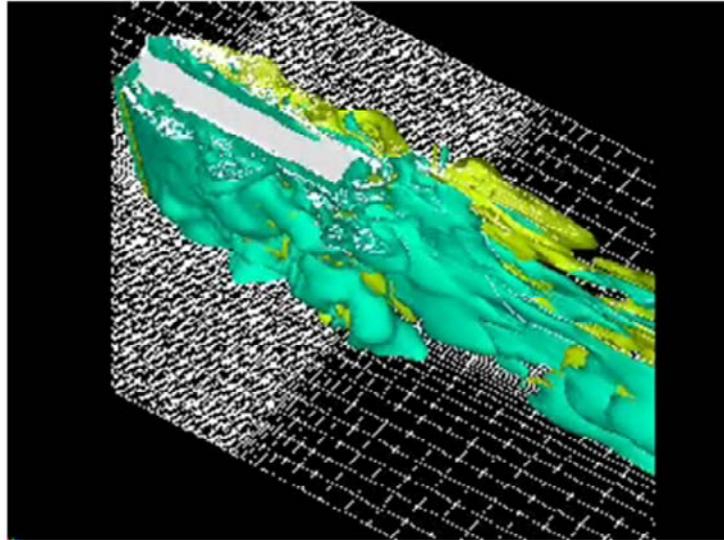
The Flow pattern in the x-y plane (vorticity distribution, $Re=5 \times 10^3$)



Next, I'd like to introduce the relationship between the fluctuation of fluid force and the flow pattern. The upper right graph shows the time history of the lift coefficient at Reynolds number equal five thousands. Comparing with side ratio equal three, though the fluctuating width is small, the irregularity of the fluctuation is the same trend. The corresponding flow patterns are shown in these figure. In each figure, the wake has a complex structure with many small vortices. This situation is similar to phenomenon confirmed in the case of the low frequency mode of the side ratio equal three.

6. Results for $B/H=6$ cylinder

3-D distribution of vorticity in wake ($Re=5 \times 10^3$)

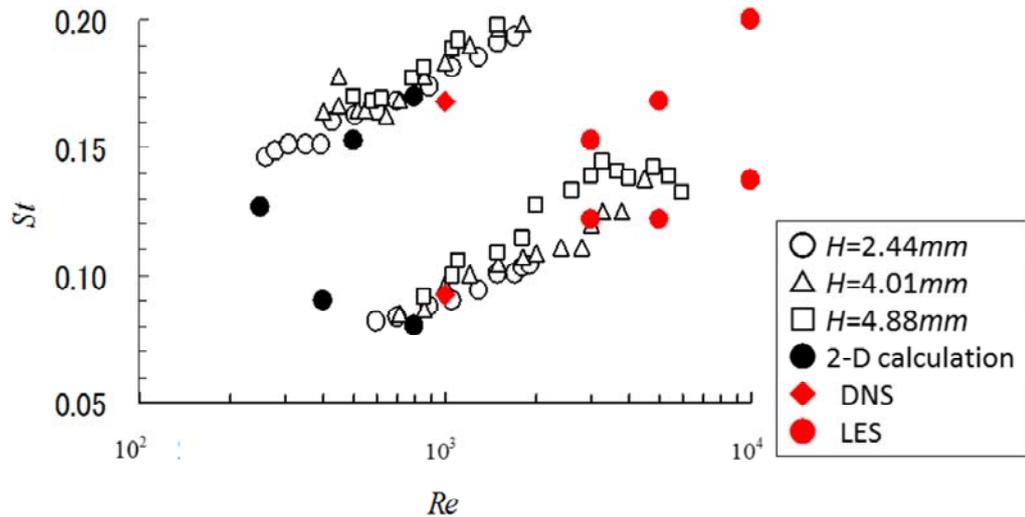


Time=220.0~240.0

Then, I'd like to show the animation of flow around a cylinder with side ratio equal six. The flow patterns are shown by the isovorticity surface with z direction axis at Reynolds number equal five thousands. The fluid flows from the upper left to the lower right. The yellow green surface shows the clockwise vortices and the green shows the counterclockwise vortices. The fluid flows from There are many small vortices around a cylinder and the flow pattern has extremely three-dimensionality and complex structure.

6. Results for $B/H=6$ cylinder

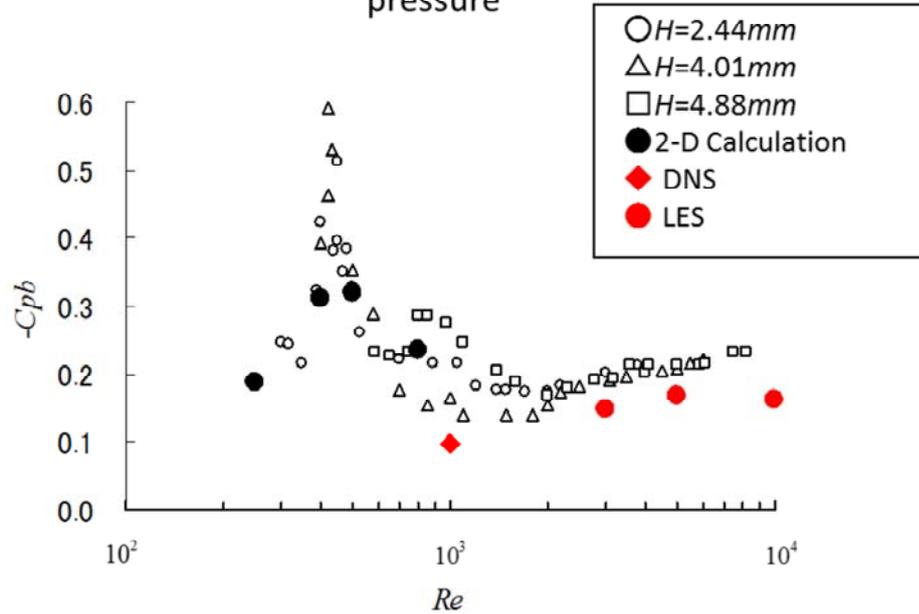
The comparison with experimental data of Strouhal number



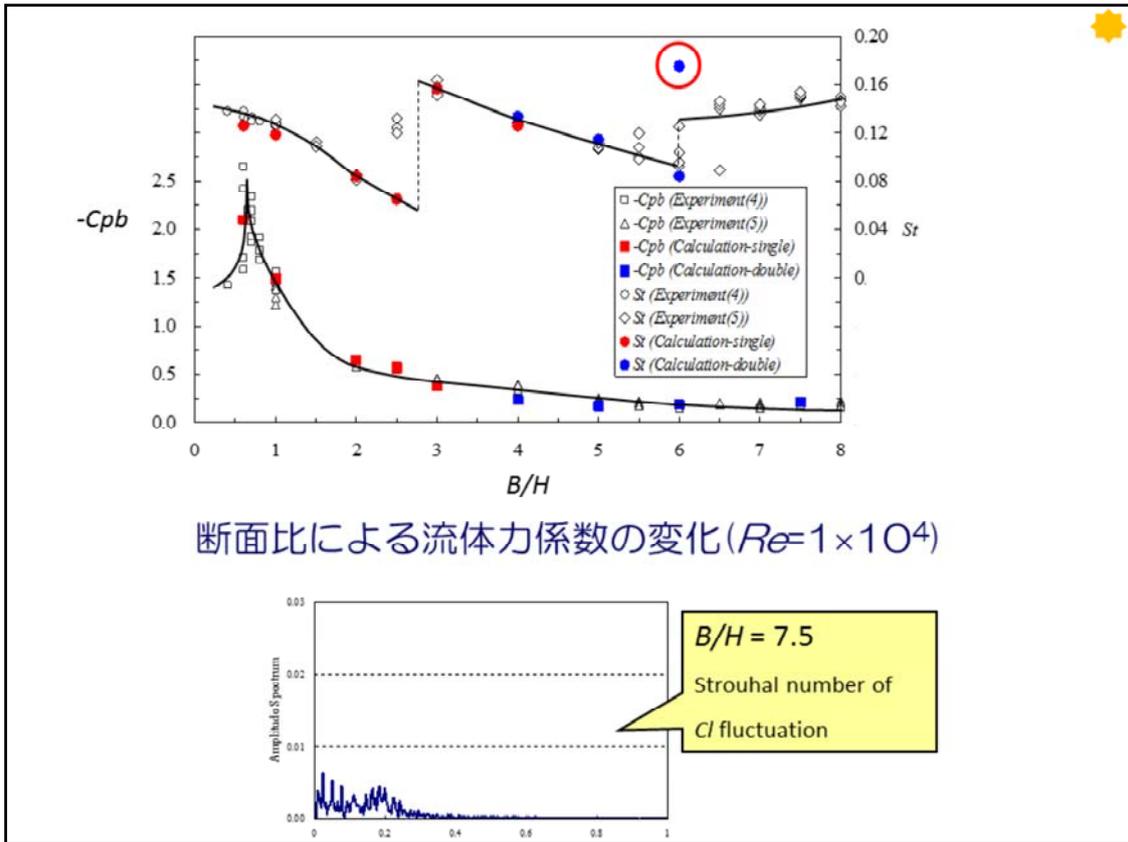
Next, I'd like to show the comparison of the data of Strouhal number. In the experimental data, there are two peaks of Strouhal number, high and low, from Reynolds number equal six hundreds to two thousands, and then the low frequency mode with broad band peak dominate the flow over Reynolds number equal two thousands. The same phenomenon are observed in the present result. Our calculated result shows good agreement with the experimental data qualitatively and quantitatively.

6. Results for $B/H=6$ cylinder

The comparison with experiment data of the base pressure



First, I'd like to confirm adequacy of the present result. This is a comparison with experimental data of the mean base pressure coefficient. In this graph, the red symbols show the present result and outlined symbols show the experimental data. It is observed in the past experiment that the mean base pressure coefficient recovers near by Reynolds number equal one thousand and then gradually drops as Reynolds number higher. In our result, the same phenomenon has been observed qualitatively.



種々な矩形柱における背圧変化($Re=1 \times 10^4$)

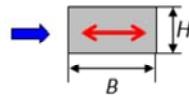
背圧係数 C_{pb} の断面比 B/H に対する変化をまとめた。背圧係数(抗力係数)が $B/H=0.6$ で最小(最大)となり、以降断面比が大きくなるにつれて回復する(小さくなる)カスプ状の変化を示す。本計算では $B/H < 0.6$ の計算は行ってはいないが、背圧係数は実験値と定量的にも良く一致しており、同様の現象をうまくシミュレートしている。

なお、 $B/H \leq 0.6$ の扁平な矩形柱周りの流れのLES法による数値解析については「矩形柱周りの流れの三次元数値シミュレーション、塩谷篤、岡島厚、六郷彰、日本機械学会論文集B、(2002. 6) 68-670、pp.1601~1607」を参照されたい。

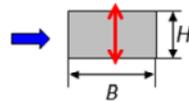
2. Fluid-elastic characteristics of rectangular cylinders

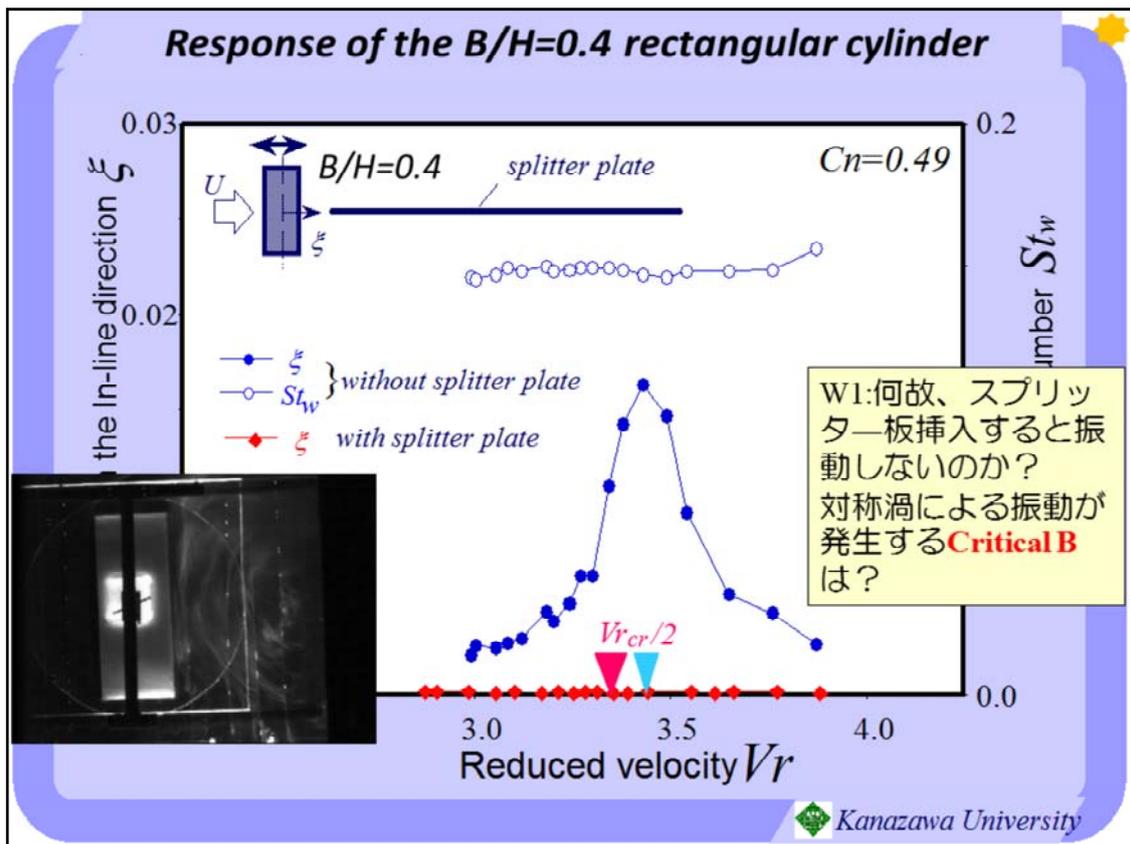
矩形柱の流力振動特性

(a) Free Oscillation of Stream-Wise Direction



(b) Free Oscillation of Transverse Direction





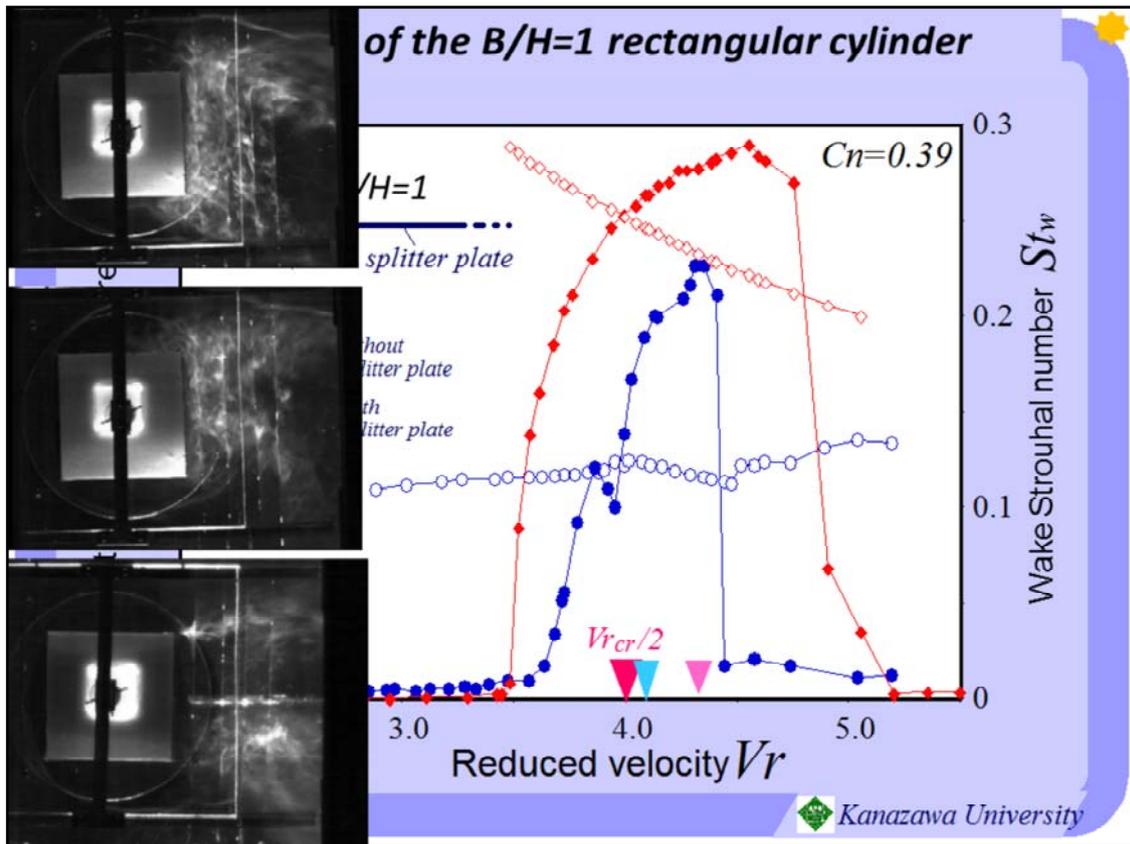
図には換算減衰率 $C_n=0.49$ の $B/H=0.4$ 矩形柱応答振幅および後流渦ストローハル数 St_w を示す。図から、励振域は、 $V_r=2.95$ から励振が生じ、この矩形柱の $V_{r_{cr}}/2$ 付近の $V_r=3.34 \sim 3.42$ の流速域で最大振幅の振動が生じ、この狭い流速範囲のみ後流ストローハル数はロックインする。そして図に示す換算減衰率 $C_n=0.49 \sim 10.82$ の範囲の応答特性の結果から、この断面柱の場合、減衰率 C_n による影響は $C_n=10.82$ でも、 $x=0.01$ の振幅を保ち、大きな減衰効果は見られない。

このような断面柱の背後にスプリッター板を挿入して交互渦の形成を抑制すると、図に示したように模型はまったく振動しなくなる。このことから図で示した $B/H=0.4$ 矩形柱の流れ方向の振動は、共振流速の半分、 $V_{r_{cr}}/2$ 付近で生じる典型的な交互渦により誘起される振動と考えられる。

流れ方向に比較的短い $B/H=0.4$ 矩形柱の場合、後流の渦放出ストローハル数は $1/2$ 共振流速付近でロックイン現象を示し、その比較的狭い流速範囲でのみ流れ方向振動が発生する。

つぎに、この換算流速における流れの可視化は、前縁からの剥離せん断層は、後縁に干渉することなく矩形柱の背面を覆う渦に発達し、後流ではカルマン渦型の交互渦が支配的となる。

また、スプリッタープレートを挿入することによって、交互渦による励振である $B/H=0.4$ 矩形柱の流れ方向振動は、ほとんど振動しなくなる。

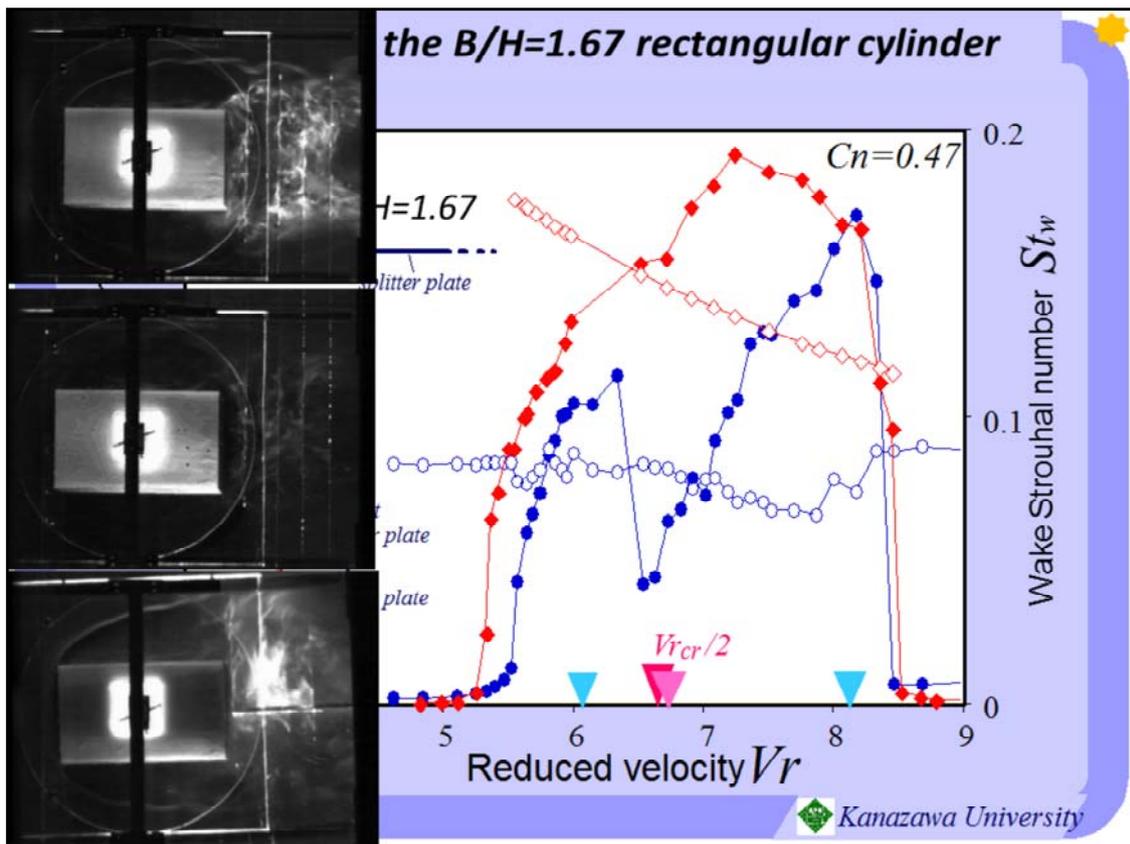


正方形柱の応答振幅 x と後流渦ストローハル数 St_w を換算減衰率 $C_n=0.39$ の場合を例にして図に示す。図から $V_r=3.7$ から応答振幅は急激に増大するが、後流渦ストローハル数 St_w は静止時の $St_n=0.125$ を保つ。応答振幅 x は、 $V_{r,cr}/2(=4.0)$ 付近で一旦小さくなり、 $V_r=3.9\sim 4.5$ の流速範囲では後流渦ストローハル数 St_w は矩形柱の振動ストローハル数 St_c の $1/2$ と一致したロックイン現象を伴いながら振幅は大きくなる。図には、 $C_n=0.39\sim 10.5$ の範囲で減衰率の異なる場合の正方形柱の応答挙動 x を示す。いずれの場合にも、 $V_{r,cr}/2(=4.0)$ より低流速域に非ロックイン状態の第1励振域が認められるが、本実験の C_n 範囲では第1励振域の振幅に比べて一様に小さく、また C_n 増加に伴うこの減衰が大きいことがわかる。一方第2励振域の C_n 数値に対する応答振幅の減衰特性は円柱のそれに比較し、 C_n 数値の減衰効果がさらに少ないことが注目される。

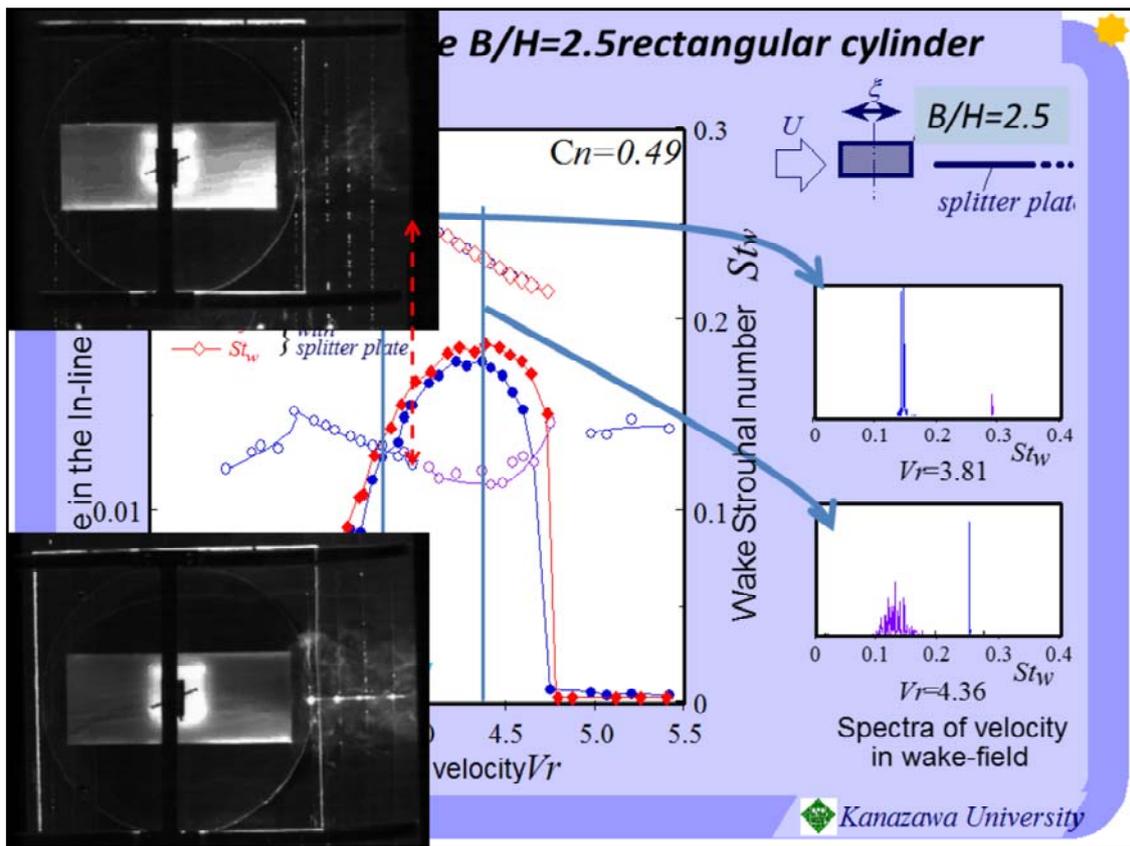
次に、臨界面以上正方形柱($b/h=1$)背後にスプリッタ板を挿入したときの応答特性($C_n=0.39$)をスプリッタ板のないときの特性と比較して、図に示す。この場合、スプリッタ板を付けることによって励振する V_r 領域が、 $V_r=3.5\sim 4.8$ の広い範囲に拡大し、その応答振幅とも励振領域の全域にわたり大きく増大している。またスプリッタ板挿入時の後流の卓越 St 数は、図に示すごとく正方形柱の固有振動数 $St_w=St_c$ である。このことから、正方形柱の流れ方向振動においては、円柱の場合以上の広い V_r 範囲にわたって、後流交互渦の形成が対称渦を伴う白励振動による正方形柱の振動を強く抑制しているものと考えられる。

正方形柱($B/H=1$)の場合、ストローハル数応答より換算流速4.0までは自然渦放出ストローハル数の値をとって、その後の励振域ではロックインが見られ、 $1/2$ 共振流速付近を境にして2つの振動励振域が生じている。また、 $1/2$ 共振換算流速よりも高速側の励振域の流れの可視化より、前縁ではく離れたせん断層は、模型後流で交互渦を形成する流れパターンであることがわかる。一方、スプリッタプレートを挿入して後流の流れの交互渦成分を抑制すると、振動範囲が広がり、その振動振幅も増大する。

正方形柱周りの流れは、スプリッタプレートを付けることで、後流の息つき運動が促進され、対称渦による強い励振が生じる。



$B/H=1.67$ 矩形柱の流力振動特性も、正方形柱($B/H=1$)の場合と非常に類似している。すなわち、換算流速に対して2つの流れ方向励振域が生じており、振動範囲は換算流速5.5~8.5と広範囲にわたっています。次に $B/H=1.67$ 矩形柱の流れ方向振動時の物体周りの流れは、第1励振域ではこのように後流やせん断層の息つぎに起因する対称渦が支配的で、第2励振域では上下の前縁から交互にはく離する交互渦が支配的である。そこで、スプリッタプレートを挿入すると、正方形柱と同様に、振動振幅、振動領域が共に増加する。スプリッタプレートの挿入により後流の息つぎ運動が促進され、対称渦が形成される。



周期的再付着流れの生じる $B/H=2.5$ 矩形柱($C_n=0.49$)の応答振幅と後流渦ストローハル数 St_w を図に示す。また、図(b)(c)には $V_r=3.81, 4.36$ における後流の速度変動のスペクトル分布を示す。図(a)から、この矩形柱の共振流速の半分、 $V_{r,c}/2=3.5$ を中心にして円柱や正方形柱と異なり、 $V_r=3.25\sim 4.75$ の広い V_r 範囲で励振が持続する。しかも、振動している矩形柱後流の流速変動には、図(b)に示すように $St_w=St_c$ と $St_c/2$ 付近の2種類の卓越する St 数値が認められ、図(b) $V_r=3.81$ に例示する励振域の前半部の $V_r=3.3\sim 4.1$ の V_r 範囲では、後流渦 St_w は $St_c/2$ および、 St_c のうち $St_c/2$ の成分が卓越するロックイン現象が生じている。このときの流れのパターン変化は、振動振幅はかなり相違する実験例(11)(12)であるが、流れ方向の強制振動矩形柱の可視化観察結果に見られる矩形柱の上下面に対称に生じている渦列とよく対応している。一方、後半部の $V_r=4.1\sim 4.7$ の領域では、図(c) $V_r=4.36$ のように、後流は $St_w=St_c$ に一致するロックイン現象が生じ、このときの2番目の卓越成分は $V_r=4.5$ 以上では、次第に静止断面柱の場合のストローハル数、 $St_n=0.14$ に漸近している。そこで図には、 $C_n=0.49\sim 3.91$ の範囲で減衰率を変えた場合の $B/H=2.5$ 矩形柱の応答特性 α を示す。発振流速は C_n 数の増加に伴い高速側に移行するが、励振は $V_r=4.7$ 付近で急激に減衰する。いずれの場合の応答曲線を見ても、励振領域は円柱や正方形柱と異なり、1箇所のみで C_n 数値の増加に伴い応答振幅は急激に減衰する。

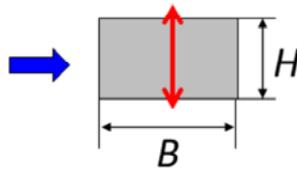
さらに、矩形柱背後にスプリッタ板を挿入して交互渦の形成を抑制すると図の実線で示すスプリッタ板のない場合に比べて応答振幅 α は一樣に5%程度大きい、その特性曲線の相異は少なく、励振する V_r 領域も変わらない。しかもその時の後流 St 数値は模型の並進振動によって形成された対称渦の成分、 $St_w=St_c$ の成分のみである。したがって、この矩形柱の流れ方向振動は $V_r=3.3\sim 4.7$ の全域にわたって円柱の第1励振域と同様の対称渦を伴うwake breathing運動によって生じる自励振動によるものである。(8)~(10)

アフターボディの大きな $B/H=2.5$ 矩形柱の流力振動の実験結果を示す。一つ山の振動は1/2共振流速付近の比較的広い範囲で励振が持続しています。また、後流ストローハル数により、励振域の前半部は固有振動ストローハル数の1/2の成分が、後半部は固有振動ストローハル数の成分が卓越したロックイン現象が見られます。ここに示す $B/H=2.5$ 矩形柱周りの流れでは、前縁で剥離したせん断層は、模型の上下側面で周期的な再付着を示し、模型後流では対称渦が形成されます。

スプリッタプレートを挿入した時の振動応答では、後流を対称渦の生成に制限することで、振幅が若干、大きくなる。後流では、息つき運動に起因する対称渦の流れが強く、スプリッタプレートを挿入しても対称渦には影響がないため、振動応答にもほとんど変化を与えなかったものと考えられる。

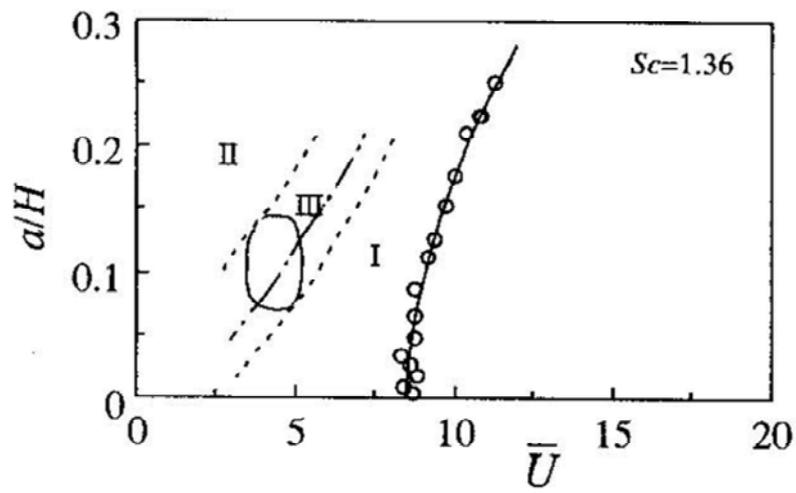
Fluid-elastic Characteristics of Rectangular Cylinders

Free Oscillation of Transverse Direction



プラフポディーに生じる種々な流力振動現象

流れによって物体に誘起される流力弾性的不安定振動は、基本的には自励的な振動と強制的な振動に分類される。まず、自励振動であるフラッター現象は、プラフな物体の運動に伴って流体振動系を構成する後流渦が変化し、それに伴い励振力として渦列により誘起される付加流体力が発生し、その力が物体振動系にフィードバックされて物体の振動が持続する。この現象を一般にフラッターとよぶ。流れによって誘起される流力不安定振動のうち、最もよく知られている自励振動として渦励振がある。プラフポディーからの後流に渦形成に伴って生じる非定常流体力の作用によって、流れに直角方向または流れ方向に物体は励振され、この場合、自励的要素が支配的である。しかし、物体が静止の際にも後流には渦列が形成されており、振動振幅が小さくて後流の流れ場が物体振動の影響をほとんど受けないときには、強制振動的要素も現れる。また、円柱に生ずる自励振動には、渦励振の他に最近「もんじゅ」の温度計さや管の破損事故の原因となった構造物の流れ方向運動と周辺流れとの相互作用によって生ずる自励振動(1)がある。この場合の励振は比較的低い流速域で生じ、振動時の円柱背面下流には対称渦が形成される。この低流速域では、他に後流交互渦の形成によって生じる励振域もある。さらに、矩形柱などで生じる代表的なフラッター現象には、曲げ1自由度のフラッターであるギャロッピング振動があり、また1940年に起こった風(風速:19 m/s)によるタコマ橋の崩壊の主因であるねじりフラッター、そして航空機の翼などで生じる2自由度の連成曲げねじりフラッターなどがある。さらに強制振動の中には接近流の乱れによる変動空気力の作用によってもたらされるパフエティング振動などが挙げられる。その他、若干、特殊な条件のもとで生じる自励振動として、円形断面に生じるレインパイブレーションや複数物体において後流中の物体に生じるウエイクギャロッピングなどがある。このように、様々な自励振動現象は構造物の断面形状によって振動挙動や発生機構が微妙に異なる。例えば、円柱では、普通、ギャロッピングは生じないが、送電線などで氷が付着して円形断面が流れに対して非対称になる場合や円柱の下流域に流れに平行に平板のある時などに、ギャロッピング振動が発生する場合もある。したがって、発生している振動がどんな特徴を持つ振動現象で、どんな発生機構であるかを見極めることは、防振・免振の観点からも重要である。



自由振動法による $B/H=1$ 矩形柱の応答振幅
($Sc=1.36$)

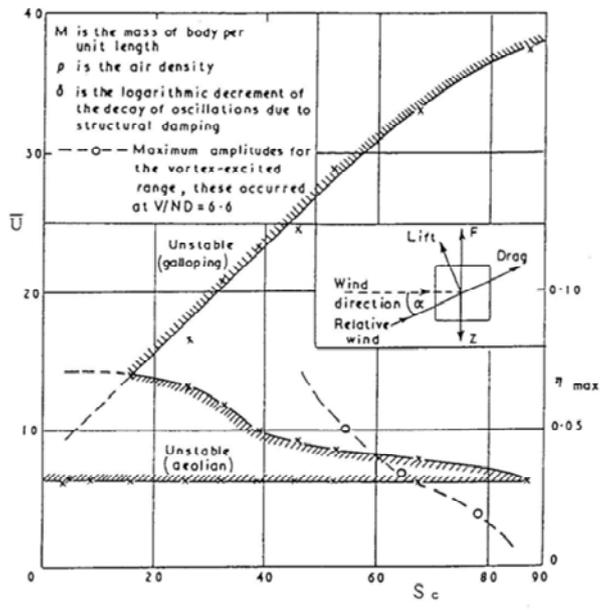
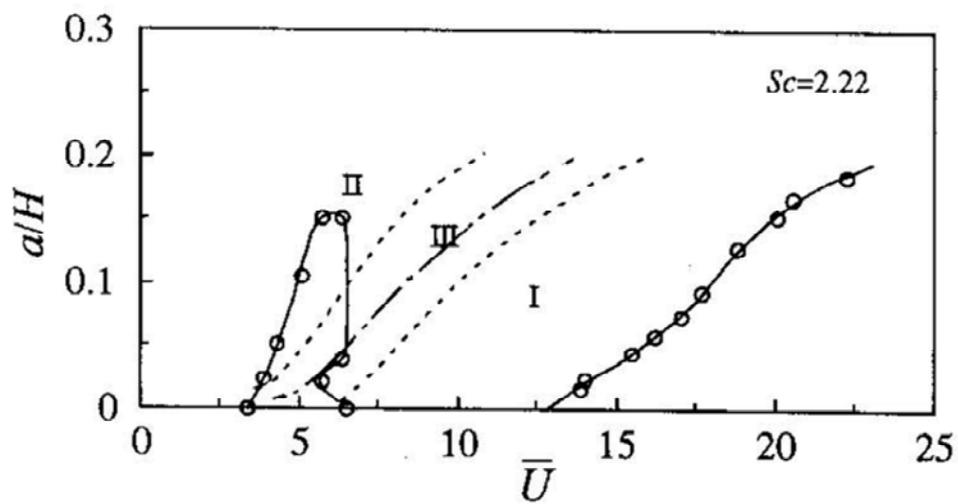
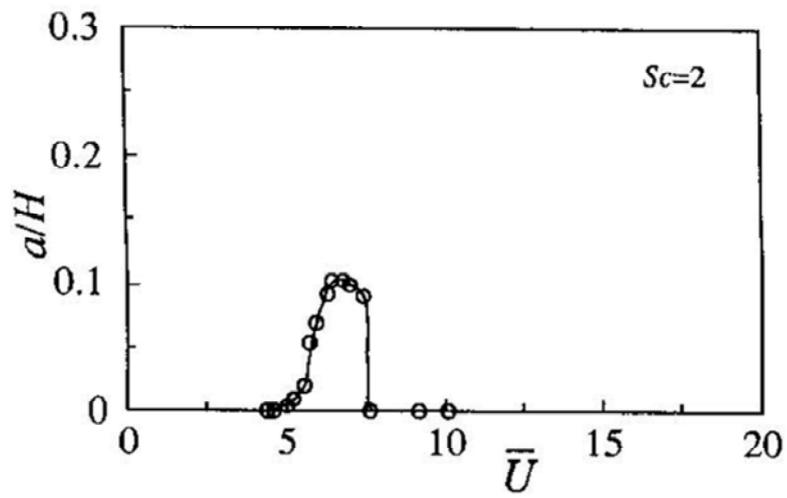


図3.10 スクルートン数による正方形柱の渦励振の発生範囲及び振動の最大振幅 $\eta_{max}^{17)}$

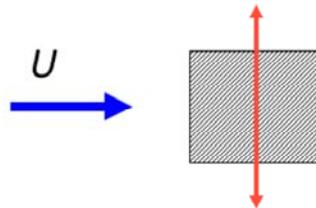


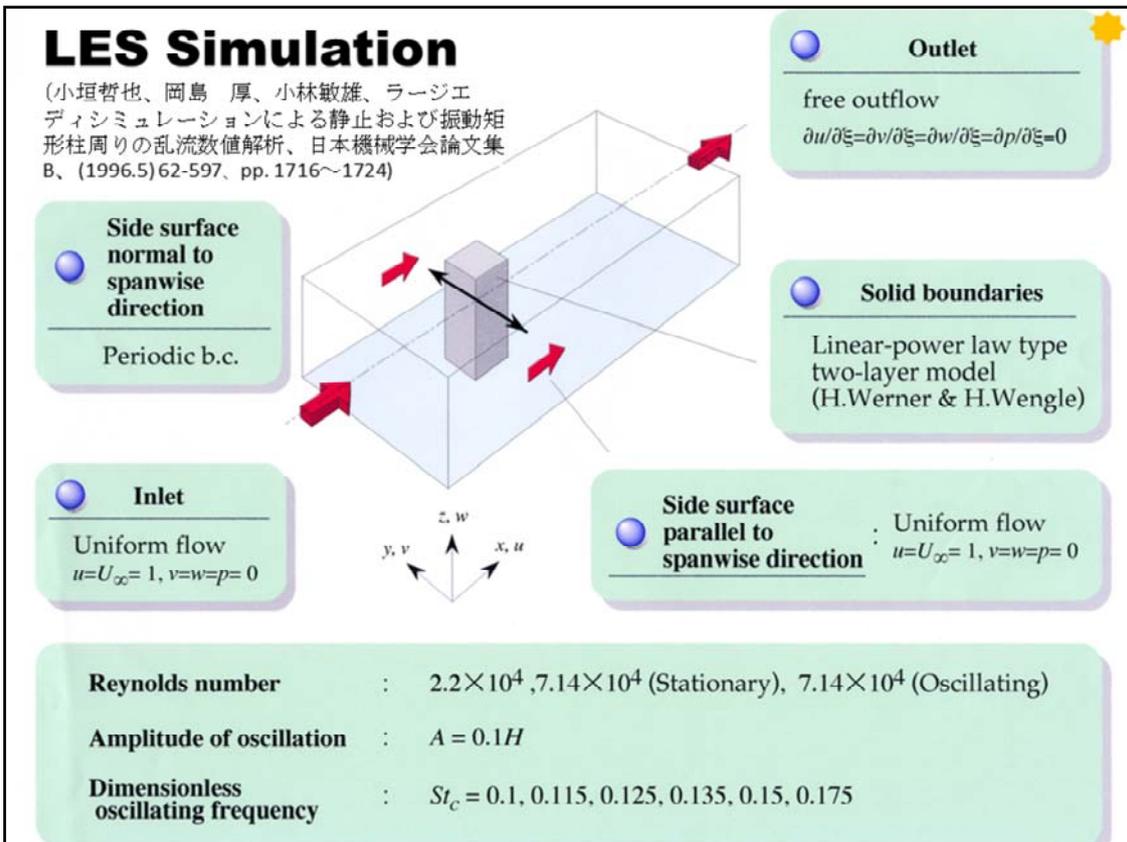
自由振動法による $B/H = 2$ 矩形柱の応答振幅
($Sc = 2.22$)



自由振動法による $B/H = 3$ 矩形柱の応答振幅
($Sc = 2$)

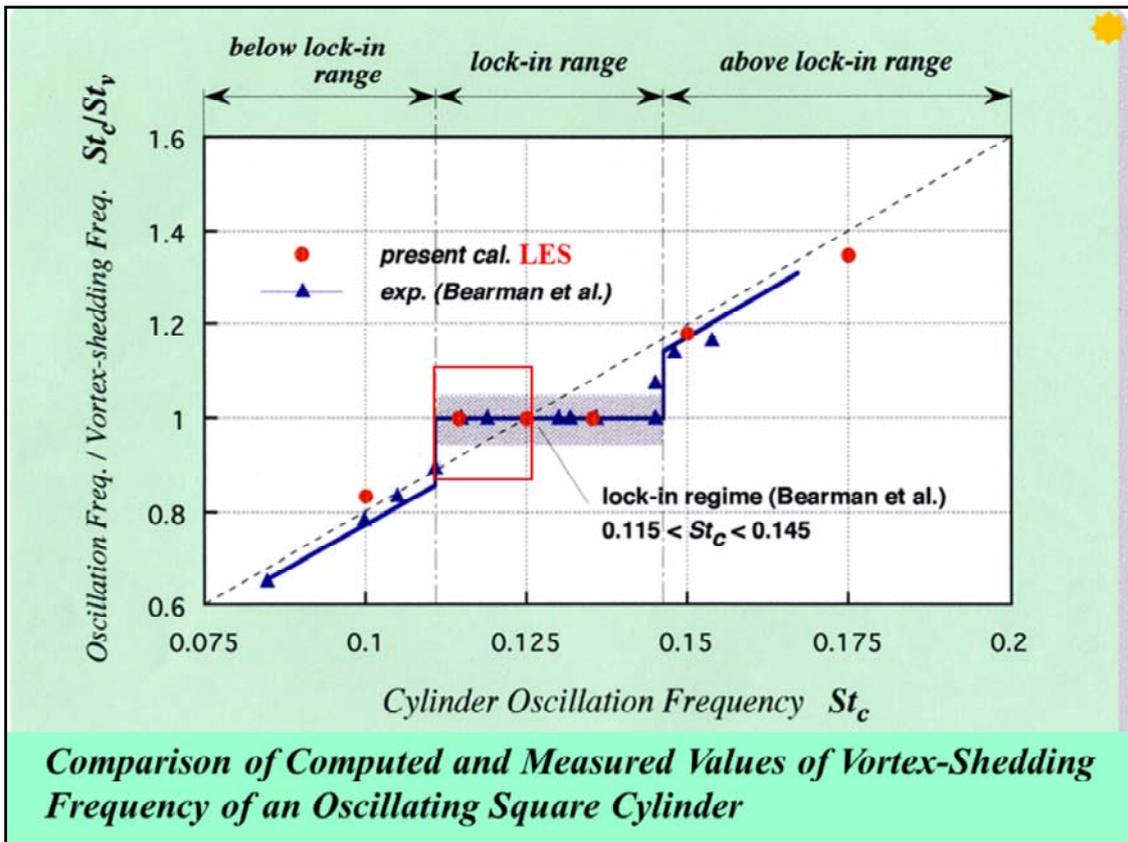
Aerodynamic Characteristics of a Forced-Oscillating Square Cylinder





LESによる静止矩形柱および振動矩形柱周りの乱流数値解析

LES法による静止矩形柱および振動矩形柱周りの乱流数値解析の境界条件などを示す。



振動矩形柱の乱流数値解析結果と実験結果との比較1

振動角柱周りのLES法による乱流数値解析によって得られた計算結果を実験結果と比較する。

- 後流のストローハル数が矩形柱強制振動数に一致するLock-inの領域は実験結果とよく合っている。

6.2 振動矩形柱の場合 図9は横軸に St_c をとり、縦軸に St_c/St_v をとることにより、各強制振動周波数における流れの状態を示している。図9のロックイン状態の場合、プロット点は $St_c/St_v = 1$ の線上にの

り、非ロックイン状態の場合、静止矩形柱におけるストローハル数である波線上にほぼプロット点ののること

になる。なお、Bearman-Obasajuの実験(131)による

ロックイン領域は $0.115 < St_c < 0.145$ 。Otsukiら(12)は

$0.114 < St_c < 0.136$ である。本計算では、計算時間・計算コストの制約から、強制振動周波数を多数変化させた

計算を行っておらず、ロックイン領域を特定することはできなかったが、それぞれの振動周波数においてほぼ実験と一致している。

$St_c = 0.135, 0.100$ および 0.175 における揚力最大時

の流れ関数の等値線および揚力係数、矩形柱変位の時間

変化をそれぞれ図 10----- 12 に示す.ここで, 本計算のよ

うに三次元計算の場合, 流れ関数は定義できないが, 流れ場の様子を示すために.任意のスパン断面の流れは準二次元的であるとして, 流れ関数を速度 U , l' から算出した.また, Time は一様流速 U と角柱の前面 辺長 H による無次元時間を表している.まず $Stc = 0.135$ の場合.揚力変化は矩形柱変位よりも位相が約

1200 遅れているが.両波形の周期はほぼ等しく, ロックイン状態であることがわかる.また, 流れ関数の等 (直線を見ると, 渦放出の周期性が静止矩形柱の場合よりも増している.ロックイン周波数よりも低い Stc 二

0.100 の場合, 流れ関数の等直線は, 静止矩形柱の場合とほぼ同じであり.加振の影響がほとんど見られない.一方.ロックイン周波数よりも高い $Stc = 0.175$ の場合, 揚力波形は Stc 二 0.1 の場合のものと比較してかなり異なり, 流れ関数の等値線を見ると渦放出の周期性が崩れている.

図 13 には.ロックイン領域と非ロックイン領域の

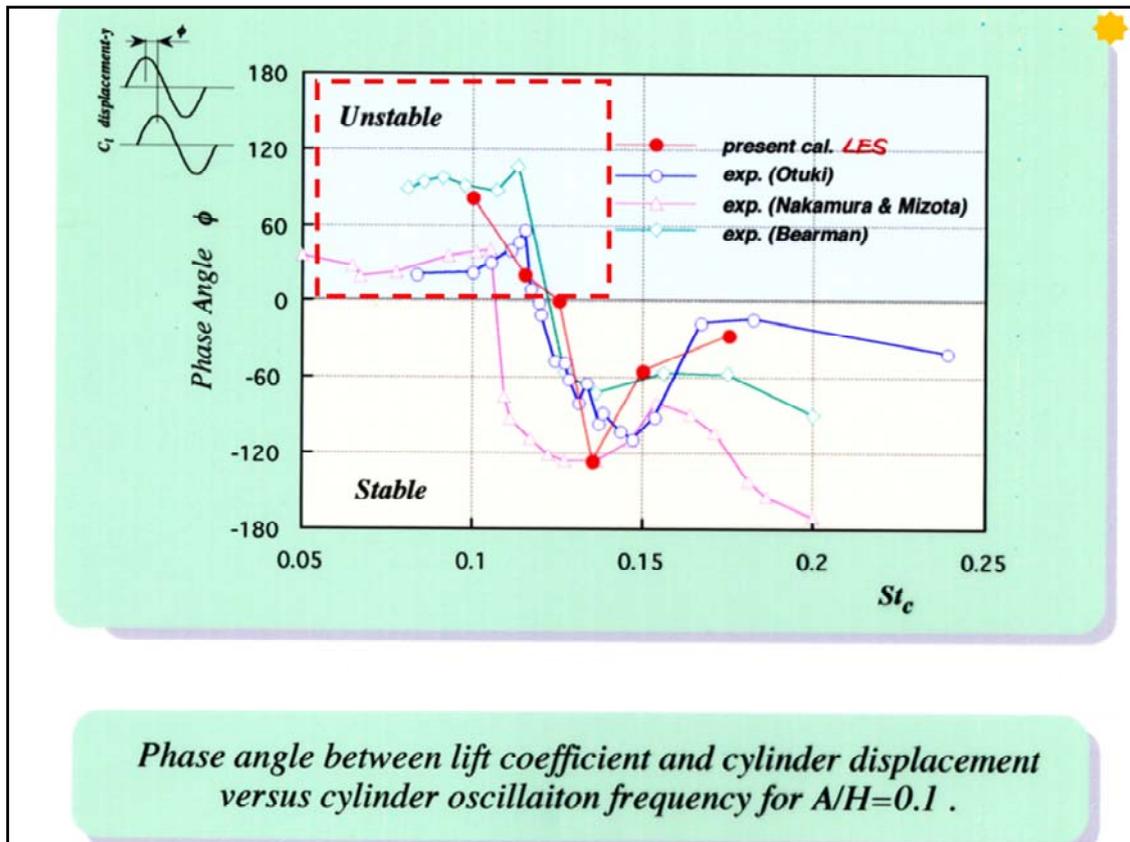
境界付近 Stc 二 0.115 における流れ関数の等値線および揚力係数, 矩形柱変位の時間変化を示す.揚力係数と

矩形柱変位の時間変化を比較すると, ロックイン状態 (l

$= 80$ ----- 140) と, 非ロックイン状態 ($l = 140$ ----- 170) が混在していることがわかる.ロックイン時と非ロックイン時の流れ関数の等値線のパターンは著しく異なり, 非ロックイン時では渦放出の周期性が崩れている.

図 14 に, 揚力と矩形柱の変位間の位相差の強制振動周波数に対する変化を示す.強制振動周波数が静止角柱の渦放出周波数に近い $Stc = 0.125$ 付近で, 位相差が安定域から不安定域に推移することが, 実験により確認されているが(12)(13)(23) 本計算はこの現象を定性的に再現している.位相差の実験値には実験者によりかなりばらつきが見られるが.本計算値は実験値のばらつき内に収まっており, 全体的に実験と一致した結果が得られている.

強制振動周波数に対する抗力係数および背圧係数の変化を図 15 に示す. Bearman Obasaju の実験(131) において.静止矩形柱の渦放出周波数よりわずかに大きい強制振動周波数で背圧係数値が最大となり, 強制振動周波数を増加させることにより背圧係数が静止時よりもかなり減少することが示されたが, 本計算でもこの現象が現れており.計算と実験は定性的にほぼ一致している.

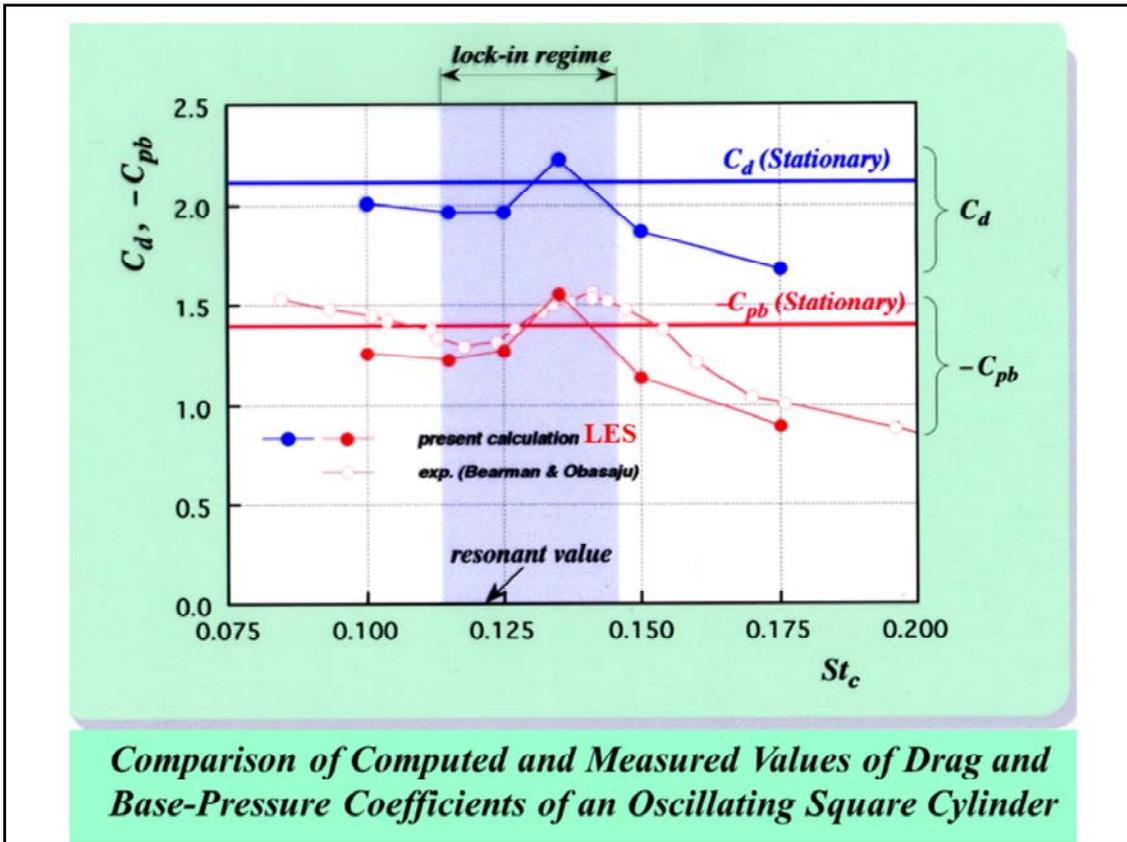


Phase angle between lift coefficient and cylinder displacement versus cylinder oscillation frequency for $A/H=0.1$.

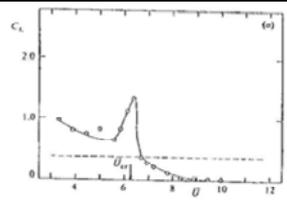
振動矩形柱の乱流数値解析結果と実験結果との比較 2

振動角柱周りのLES法による乱流数値解析によって得られた計算結果を実験結果と比較する。

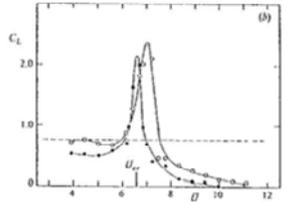
- 矩形柱の強制振動変位に対する揚力変動の位相 (*Phase Angle* ϕ)を示す。
- 計算結果は、実験値のバラツキ範囲内で一致している。



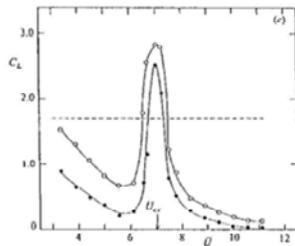
4 . Aerodynamic Characteristics of Rectangular Cylinders and Aerodynamic Sound Radiated from them



(a) $B/H=0.2$

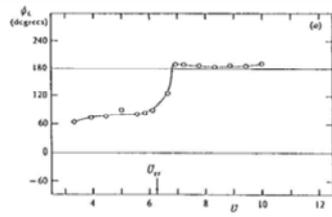


(b) $B/H=0.4$

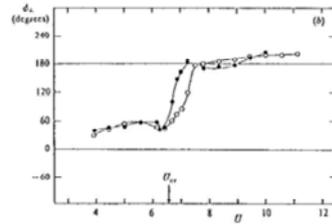


(c) $B/H=0.6$

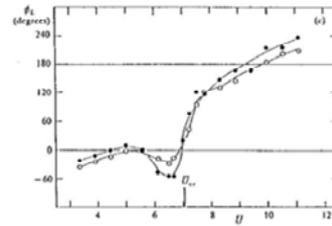
図3-25 振動矩形柱(直角方向)に作用する変動揚力の振幅²⁰⁾
 (●, $a/H=0.05$; ○, $a/H=0.1$)



(a) $BIH=0.2$



(b) $BIH=0.4$



(c) $BIH=0.6$

図3・26 振動矩形柱(直角方向)に作用する変動揚力の位相²⁰⁾
 (●, $a/H=0.05$; ○, $a/H=0.1$)

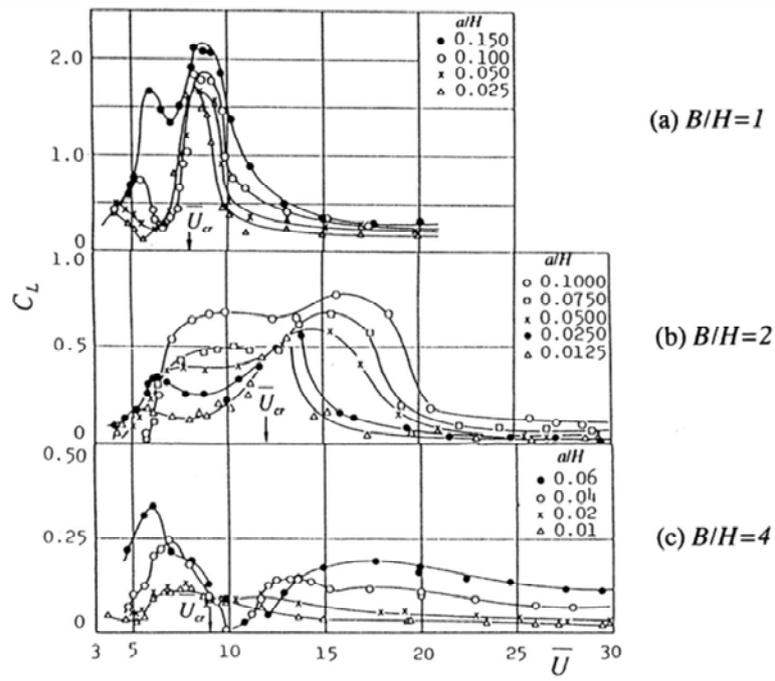


図3・27 振動矩形柱(直角方向)に作用する変動揚力の振幅⁵¹⁾

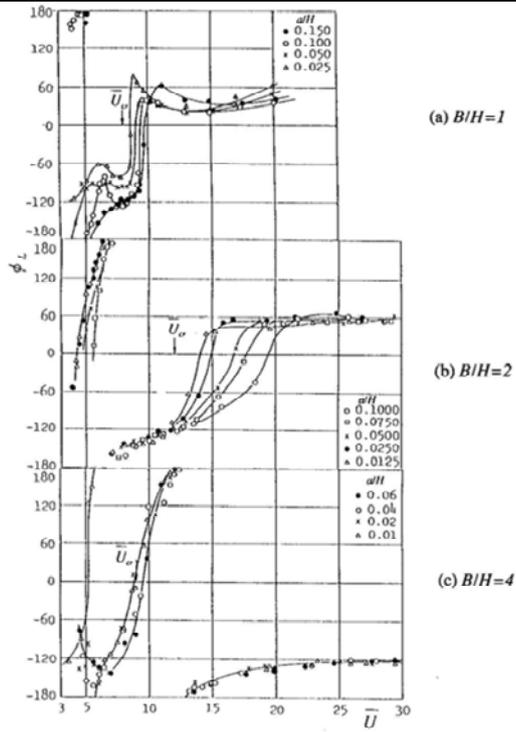


図3・28 振動矩形柱(直角方向)に作用する変動揚力の位相⁵⁾

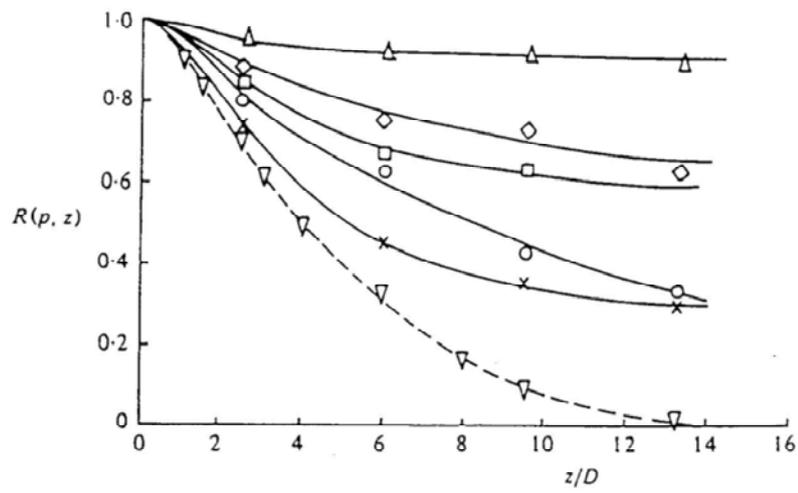


図3・29 振動角柱のスパン方向の2点間の圧力の相関 $R(p, z)^{(52)}$
 ($\nabla, a/H=0$; $\triangle, a/H=0.1$; \triangle , lock-in region ($\bar{U}=7.3 \sim 8.5$); $\times, \bar{U}=6.2$; $\circ, \bar{U}=7.0$; $\diamond, \bar{U}=8.8$; $\square, \bar{U}=12.0$)

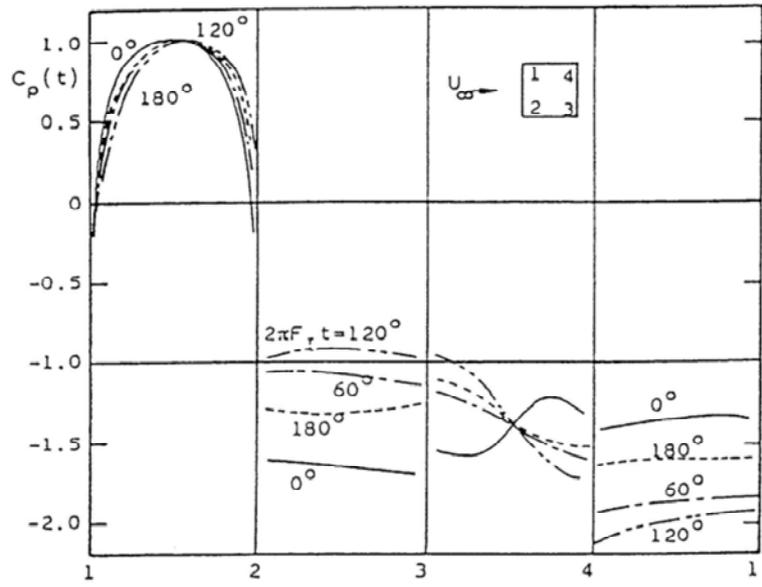


図3・30 振動角柱表面上の変動圧力分布⁵⁰⁾
 ($B/H=1, St_c=0.131, a/H=0.05$)

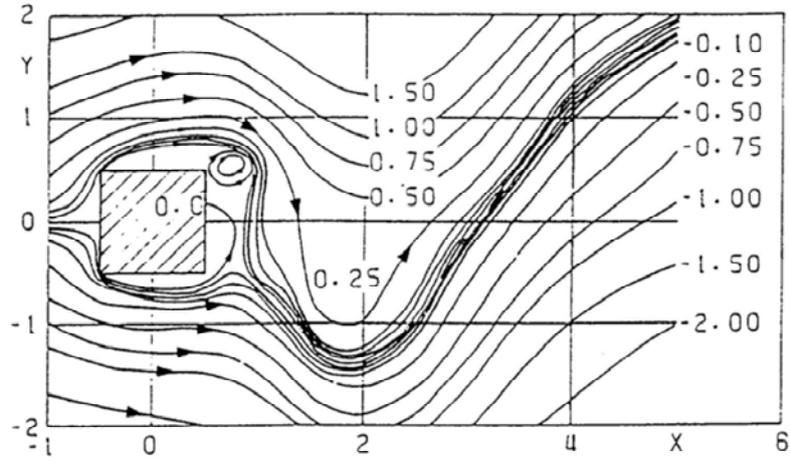


図3・31 振動角柱周りの瞬時流れパターン⁵⁴⁾
 $(B/H=1, St_c=0.131, a/H=0.05, \phi=120^\circ)$

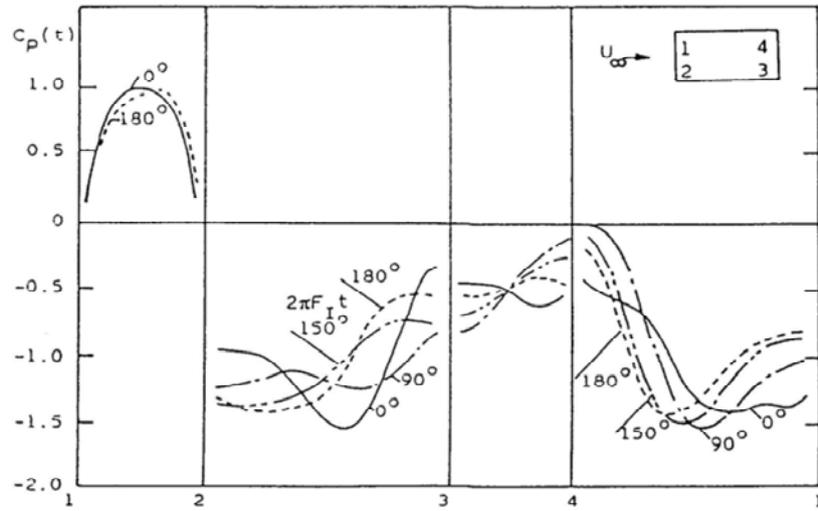


図3-32 振動角柱表面上の変動圧力分布⁵⁶⁾
 ($B/H=2, St_c=0.167, a/H=0.05$)

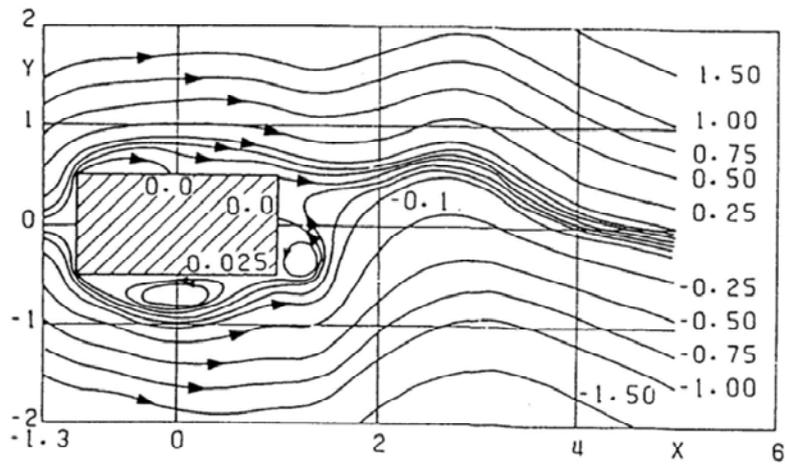


図3・33 振動角柱周りの瞬時流れパターン⁵⁴⁾
 $(B/H=2, St_c=0.167, a/H=0.05, \phi=90^\circ)$

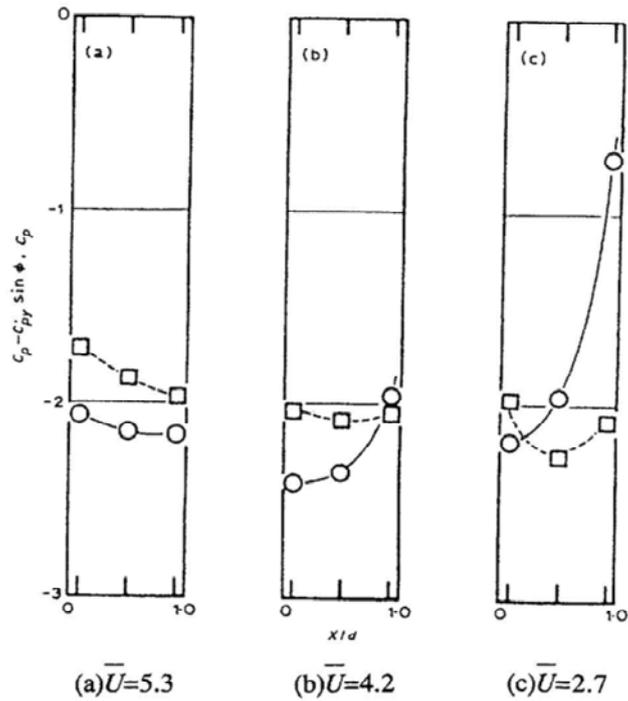
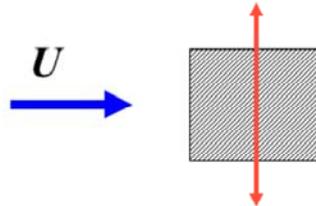
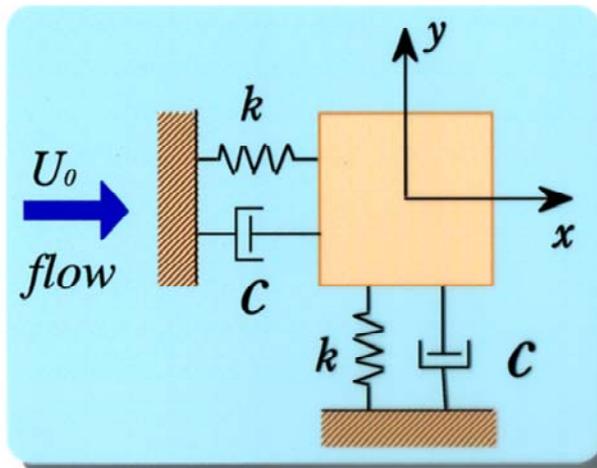


図3・34 振動角柱の下面表面上の平均および瞬時圧力分布^{25,26)}
 ($B/H=0.4, a/H=0.1$) □, 平均圧 C_p ; ○, 瞬時圧力 ΔC_p 相対迎角の最大時の圧力

Aerodynamic Characteristics of a Forced-Oscillating Square Cylinder



Free-Oscillating rectangular Cylinder



vibration system of two-degree of freedom for a cylinder

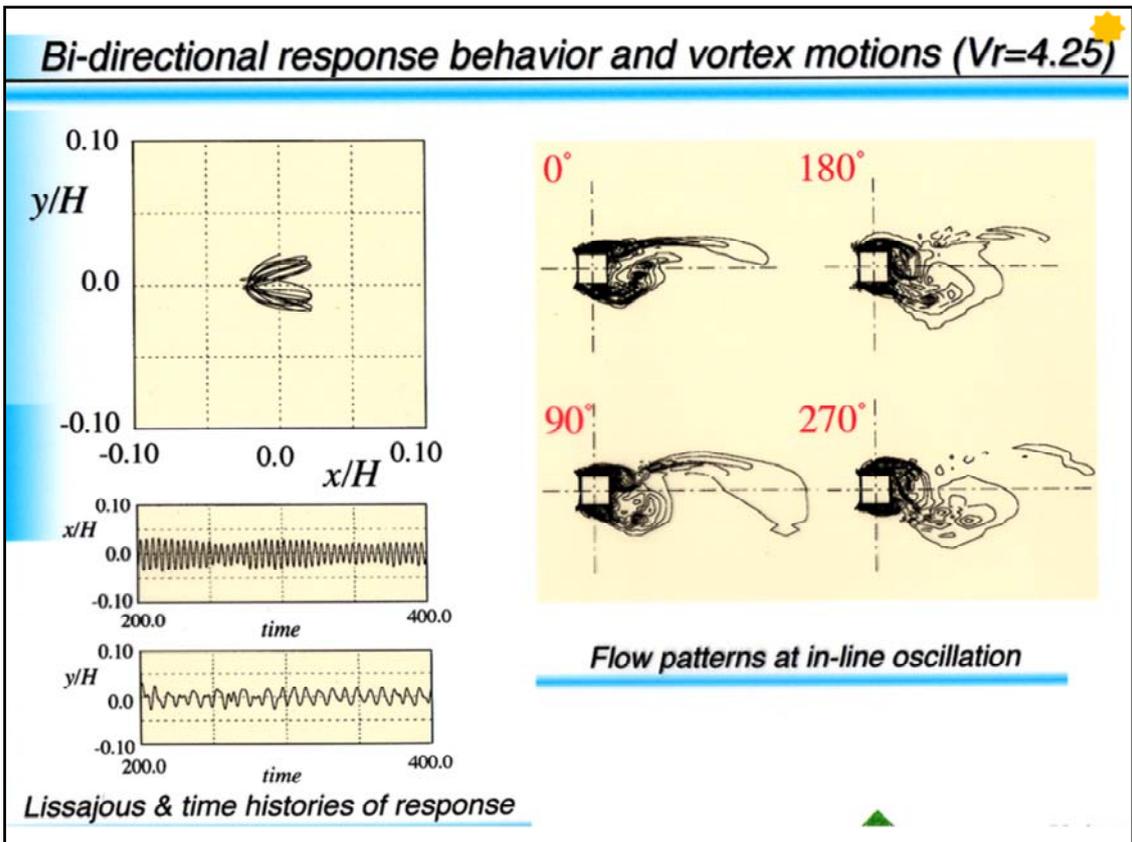
(Enya, A., Okajima, A., Numerical Simulation of Flow-Induced Vibration of a Rectangular Cylinder, Proceedings of 4th Joint ASME-JSME Fluids Engineering Conference (CD-ROM), Honolulu, U.S.A., (2003.7) FEDSM2003-45623, pp.1~6)

LES法の3次元数値シミュレーションによる矩形柱の自由振動

LES法の3次元数値シミュレーションによって矩形柱の自由振動の数値解析を行う。

図のように、

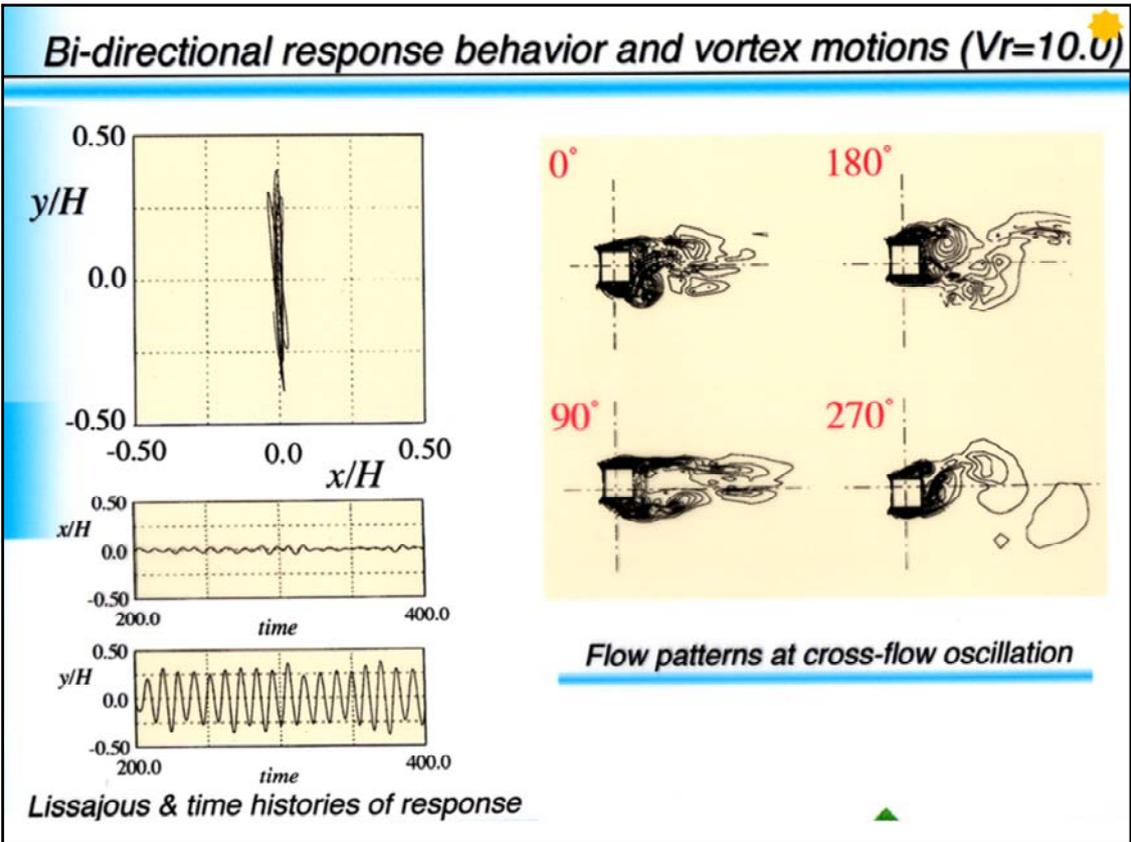
- ・矩形柱は2自由度で振動する。
- ・減衰係数とレイノルズ数を一定として無次元流速 $Vr(=U/fH)$ を変化させる。



低流速域 $Vr=4.25$ の流力振動

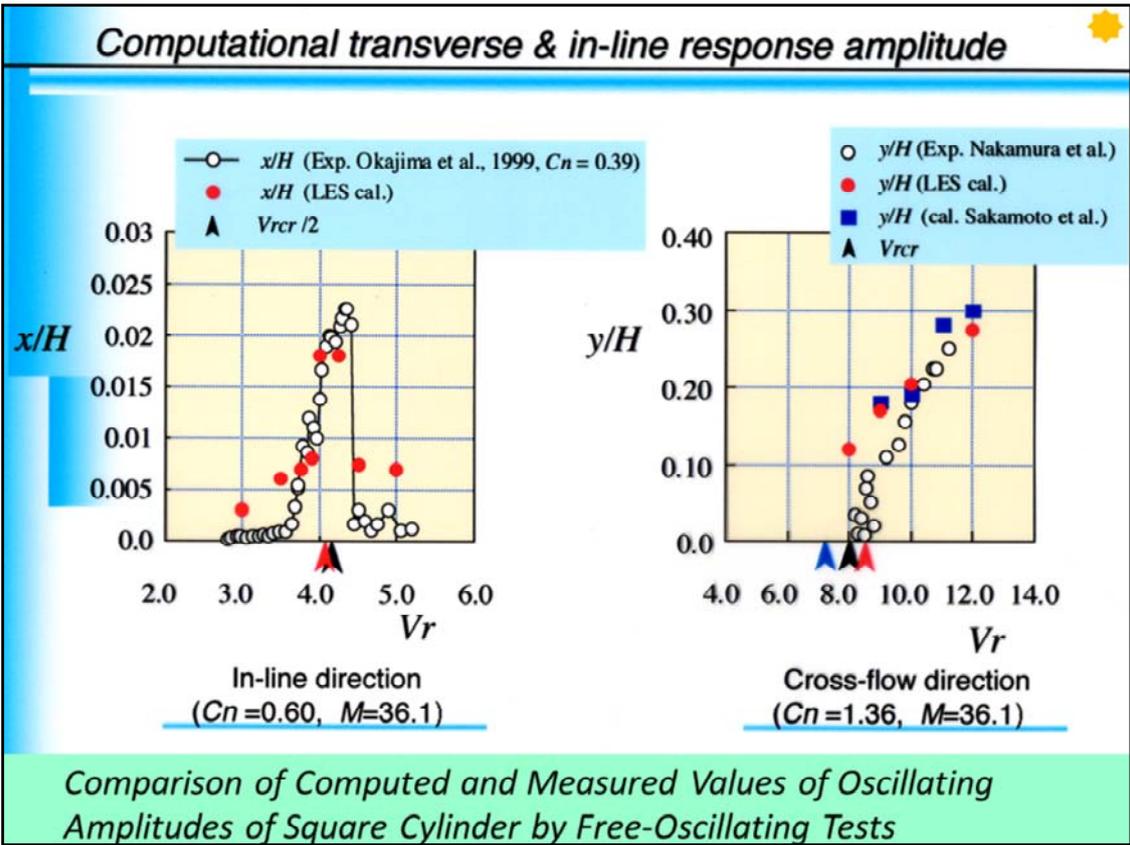
流れ方向振動が支配的で、小振幅の振動結果となる。実験で見られるように8の字を描いて振動している。

後流には、矩形柱近傍で対称渦が下流に行くに伴い交互渦が成長する。



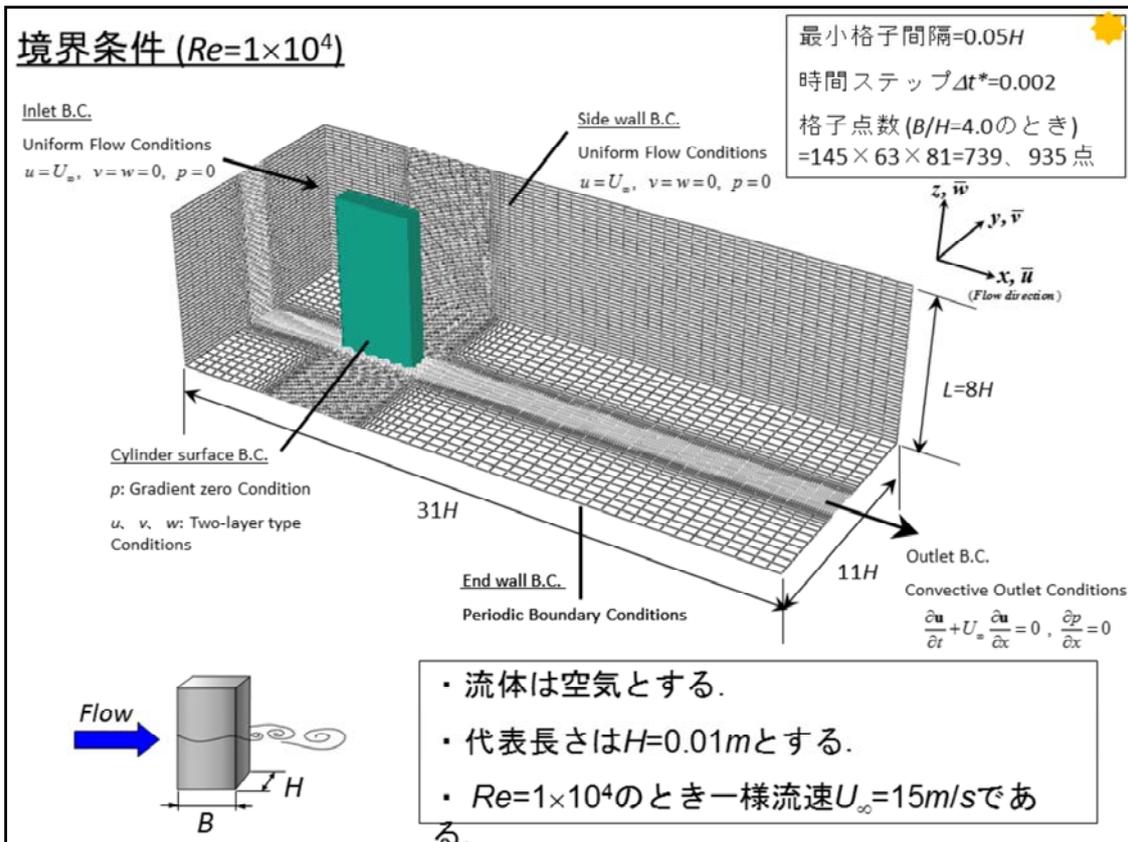
高流速域 $V_r=10.0$ の流力振動

高流速域では、流れに直角方向振動が支配的な大振幅の振動結果となる。



計算結果と実験結果の比較

流れに流れ方向および直角方向振動が支配的な計算結果は風洞実験結果とよく一致している。



4. 流れと騒音

一様流中に置かれた種々な断面比の2次元矩形柱から放射される空力騒音について「分離解法」を用いて数値解析する。

まず矩形柱周りの乱流場をLES法で数値解析して過去の実験結果と比較して計算結果の妥当性を検証し、さらに得られた流体力変動から矩形柱から放射される空力騒音を計算し、流れ場と同様に実験データと比較して計算結果の妥当性を検証する。

その結果、矩形柱周りの流れ場と空力騒音特性との関係について調べる。

Galloping Oscillationの基礎



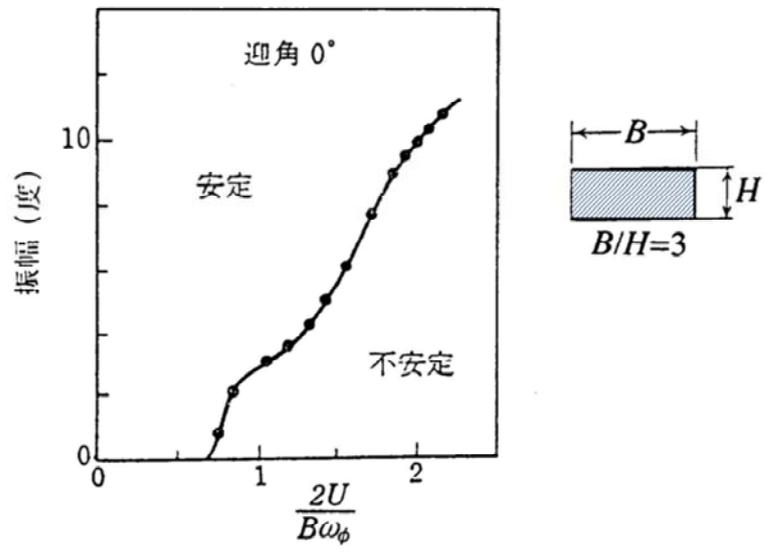


図3・16 $B/H=3$ 矩形柱のねじりフラッターの角振幅³⁾

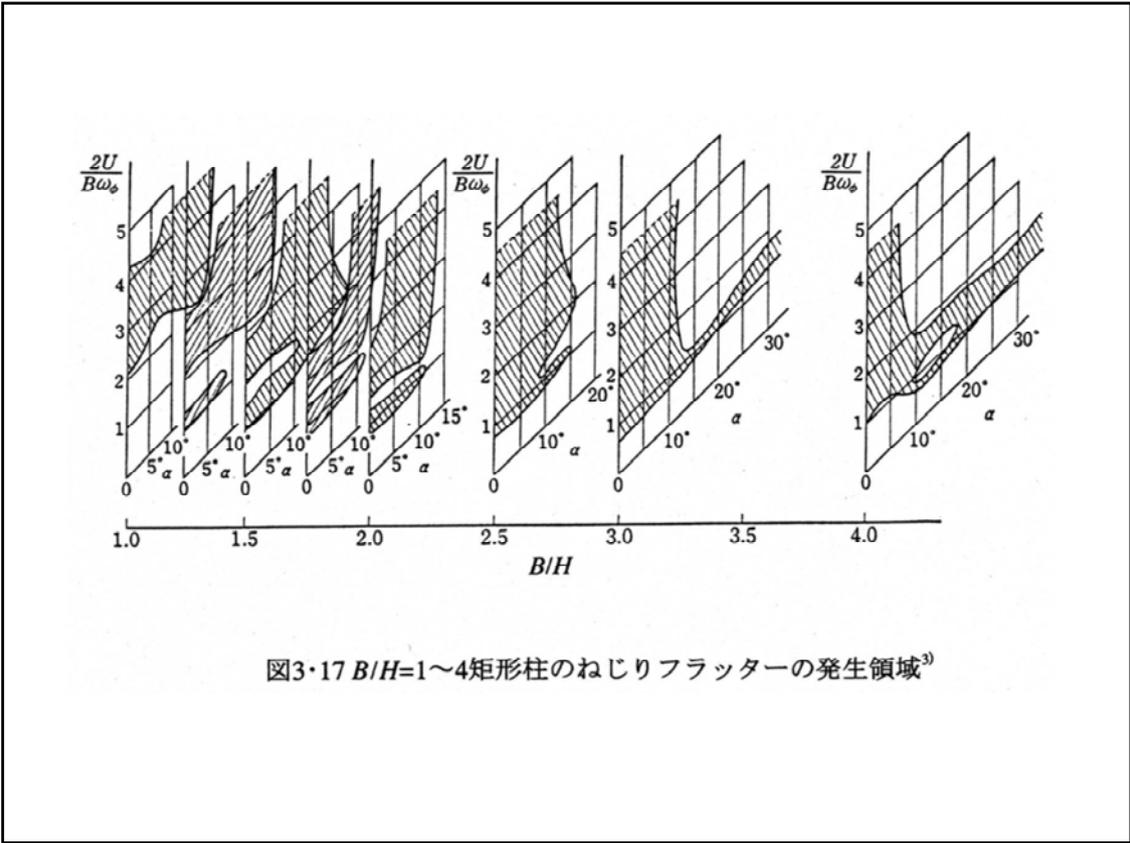


図3・17 $B/H=1\sim 4$ 矩形柱のねじりフラッターの発生領域³⁾

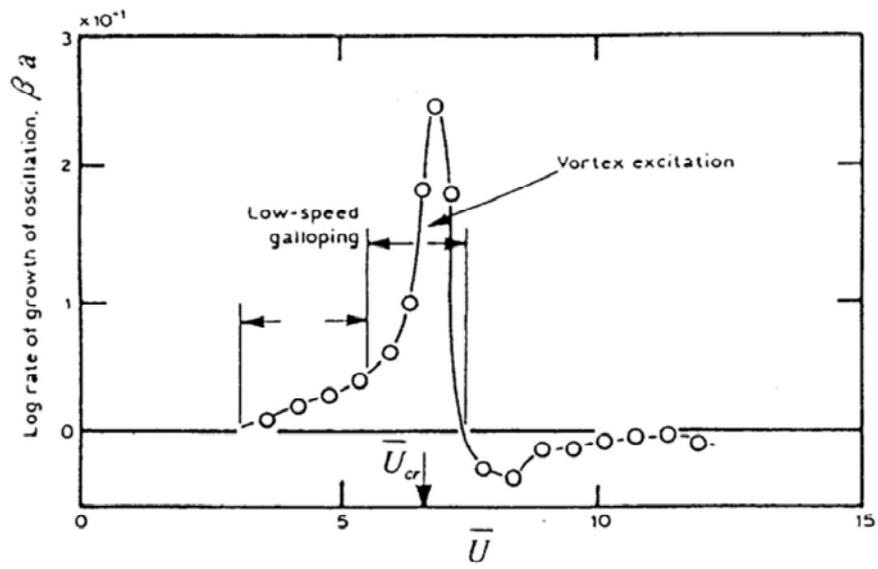


図3・11 $B/H=0.4$ 断面柱の振動対数増幅率²⁴⁾

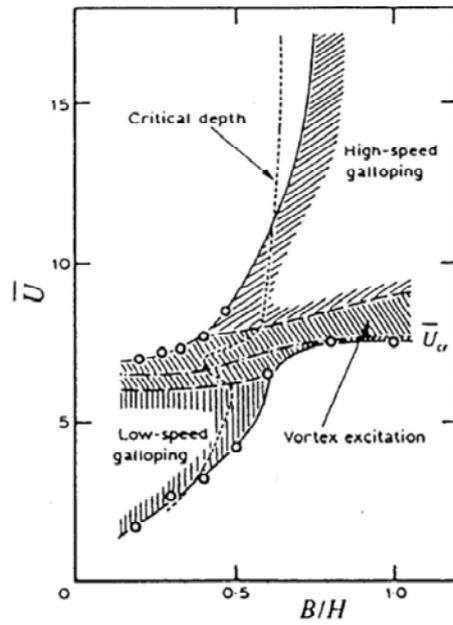


図3・12 種々な断面柱の自由振動不安定領域²⁵⁾
 (-----, 臨界断面比; -----, 共振流速)

参考文献：矩形柱の静特性

1. Okajima, A.: Strouhal Number of Rectangular Cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, (1982) 123, pp.379-398.
2. 溝田武人、岡島 厚：矩形柱まわりの時間平均流れに関する実験的研究、土木学会論文報告集、(1981) 312、pp.39-48.
3. 溝田武人、岡島 厚：矩形柱まわりの非定常流れに関する実験的研究、土木学会論文報告集、(1981) 312、pp.49-57.
4. 溝田武人、岡島 厚：一様流中にある断面比0.4~1.5矩形柱まわりの剥離流れと流体力の変化について、第7回風工学シンポジウム論文集、(1982.12) 7、pp.75-81.
5. Okajima, A.: Observation of Flow around Rectangular Cylinders, *Proceedings of 3rd International Symposium on Flow Visualization*, (1983) 3, pp.193-198.
6. 岡島 厚：種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ、日本風工学会誌、(1983) 17、pp.1-19.
7. 岡島 厚、杉谷賢一郎：長方形断面柱のストローハル数と背圧係数(断面辺長比が1~9の場合、日本機械学会論文集B、(1983) 49-447、pp.2551-2558.
8. 岡島 厚、杉谷賢一郎：長方形断面柱のストローハル数と背圧係数(レイノルズ数の影響)、日本機械学会論文集B、(1984) 50、457、pp.2004-2012.
9. 岡島 厚、上野久儀、長久太郎、加藤和人：細長い長方形断面柱のストローハル数と背圧係数、日本機械学会論文集B、(1990.3) 56、523、pp.577-584.
10. Okajima, A., Ueno, H., Nakamura, T.: Visualization of Flow around Rectangular Cylinders with Phase-Averaging Technique, *Proceedings of 6th Int'l. Symposium on Flow Visualization*, (1992.10) pp.373-377.
11. Okajima, A., Yi, D., Ueno, Y., Nakamura, T.: Measurement of Meta-Stable Flows in the Wake of a Two-Dimensional Rectangular Cylinder, *Modern Technology and Measurements in Fluid Flows*, International Academic Publishers, (1994.10) pp.358-363.
12. 岡島 厚、木村繁男、片山輝明、大津山澄明、尾島 録：矩形柱の流力特性に及ぼすレイノルズ数の影響、構造工学論文集、(1998.3) 44A、pp.971-977.
13. 塩谷 篤、岡島 厚、六郷 彰：矩形柱周りの流れの三次元数値シミュレーション、日本機械学会論文集B、(2002.6) 68-629、629-634.

14. Akira Rokugou, Atsushi Okajima, Shigeo Kimura, Takahiro Kiyata and Hiroki Yamamoto : Numerical Analysis of Aerodynamic Sound Radiated from Rectangular Cylinders with Various Side Ratios. *Proceedings of the Fourth International Symposium on Computational Wind Engineering*, pp.613-616, Yokohama, (2006.7)

参考文献：矩形柱の流力振動

1. 溝田武人、岡島 厚：振動する矩形柱まわりの流れの特性と流体力に関する実験的研究、土木学会論文報告集、(1982) 327、pp.39-47.
2. 溝田武人、岡島 厚：振動する矩形柱まわりの流線と非定常流体力に関する実験的研究、土木学会論文報告集、(1982) 327、pp.49-60.
3. Okajima, A.: Numerical Analysis of the Flow around an Oscillating Cylinder, *Flow-induced Vibration*, P.W. Bearman (ed.), A.A. Balkema, Pub., (1995.4) pp.159-166.
4. Okajima, A., Yi, D.: Three Dimensional Numerical Computations of Flows around Stationary and Oscillating Cylinders, *Proceedings of ASME, PVP Conf., Transient Thermal Hydraulics, Heat Transfer & Coupled Vessel and Piping*, (1995.7) pp.73-79.
5. Yi, D., Okajima, A., Aerodynamic Forces Acting on an Oscillating Rectangular Cylinder and the Aeroelastic Instabilities at Moderate Reynolds Numbers (Experiments), *Japan Society of Mechanical Engineers, International Journal*, (1996) 39, 2B, pp.343-353.
6. Yi, D., Okajima, A., Aerodynamic Forces Acting on an Oscillating Rectangular Cylinder and the Aeroelastic Instabilities at Moderate Reynolds Numbers (Experiments), *Japan Society of Mechanical Engineers, International Journal*, (1996) 39, 2B, pp.343-353.
7. Okajima, A., Yi, D., Sakuda, A., Nakano, T.: Numerical Study of Blockage Effects on Aerodynamic Characteristics of an Oscillating Rectangular Cylinder, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, (1997) 67&68, pp.91-102.

— 流体力学の薦め —

ブラフボディーの流力振動

(種々な断面比の矩形柱の静特性と流力振動)

*Fluid-dynamic Characteristics and Flow-Induced Oscillation
of Rectangular Cylinders*

終

1. 矩形柱の静特性: Fluid-dynamic characteristics of rectangular cylinders

後流に渦が形成されるブラフ・ボディーのうち、種々な断面比の矩形柱の静特性、特にレイノルズ数変化と断面比に対する抗力係数、後流の渦ストローハル数の変化、そして矩形柱周りの流れパターンの変容について、実験結果やLESシミュレーションの結果を用いて説明する。

2. 矩形柱の流力振動: Flow-Induced Oscillation of rectangular cylinders

種々な断面比の矩形柱では、流れ方向振動、直角方向振動の渦励振やギャロッピングなどの自励振動(フラッター)が生じる。種々な矩形断面柱の流力振動現象を、実験結果やLESシミュレーション結果を用いて説明する。

参考文献

矩形柱の静特性

1. Okajima, A.: Strouhal Number of Rectangular Cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, (1982) 123, pp.379-398.
2. 溝田武人、岡島 厚：角柱まわりの時間平均流れに関する実験的研究、*土木学会論文報告集*、(1981) 312, pp.39-48.
3. 溝田武人、岡島 厚：角柱まわりの非定常流れに関する実験的研究、*土木学会論文報告集*、(1981) 312, pp.49-57.
4. 溝田武人、岡島 厚：一様流中にある断面比 0.4~1.5 角柱まわりの剥離流れと流体力の変化について、第7回風工学シンポジウム論文集、(1982.12) 7, pp.75-81.
5. Okajima, A.: Observation of Flow around Rectangular Cylinders, *Proceedings of 3rd International Symposium on Flow Visualization*, (1983) 3, pp.193-198.
6. 岡島 厚：種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ、*日本風工学会誌*、(1983) 17, pp.1-19.
7. 岡島 厚、杉谷賢一郎：長方形断面柱のストローハル数と背圧係数(断面辺長比が1~9の場合、*日本機械学会論文集 B*、(1983) 49-447, pp.2551-2558.
8. 岡島 厚、杉谷賢一郎：長方形断面柱のストローハル数と背圧係数(レイノルズ数の影響)、*日本機械学会論文集 B*、(1984) 50, 457, pp.2004-2012.
9. 岡島 厚、上野久儀、長久太郎、加藤和人：細長い長方形断面柱のストローハル数と背圧係数、*日本機械学会論文集 B*、(1990.3) 56, 523, pp.577- 584.
10. ★Okajima, A., Ueno, H., Nakamura, T.: Visualization of Flow around Rectangular Cylinders with Phase-Averaging Technique, *Proceedings of 6th Int'l. Symposium on Flow Visualization*, (1992.10) pp.373-377.
11. ★Okajima, A., Yi, D., Ueno, Y., Nakamura, T.: Measurement of Meta-Stable Flows in the Wake of a Two-Dimensional Rectangular Cylinder, *Modern Technology and Measurements in Fluid Flows*, International Academic Publishers, (1994.10) pp.358-363.
12. 岡島 厚、木村繁男、片山輝明、大津山澄明、尾島 録：矩形柱の流力特性に及ぼすレイノルズ数の影響、*構造工学論文集*、(1998.3) 44A, pp.971-977.
13. 小垣哲也、岡島 厚、小林敏雄、ラージエディシミュレーションによる静止および振動角柱周りの乱流数値解析、*日本機械学会論文集 B*、(1996.5) 62-597, pp. 1716~1724.
14. 塩谷 篤、岡島 厚、六郷 彰：矩形柱周りの流れの三次元数値シミュレーション、*日本機械学会論文集 B*、(2002.6) 68, 670, pp.1601-1607.
15. Akira Rokugou, Atsushi Okajima, Shigeo Kimura, Takahiro Kiwata and Hiroki Yamamoto : Numerical Analysis of Aerodynamic Sound Radiated from Rectangular Cylinders with Various Side Ratios, *Proceedings of the Fourth International Symposium on Computational Wind Engineering*, pp.613-616, Yokohama, (2006.7)

矩形柱の流力振動

16. 溝田武人、岡島 厚：振動する角柱まわりの流れの特性と流体力に関する実験的研究、*土木学会論文報告集*、(1982) 327, pp.39-47.
17. 溝田武人、岡島 厚：振動する角柱まわりの流線と非定常流体力に関する実験的研究、*土木学会論文報告集*、(1982) 327, pp.49-60
18. Okajima, A.: Numerical Analysis of the Flow around an Oscillating Cylinder, *Flow-induced Vibration*, P.W. Bearman (ed.), A.A. Balkema, Pub., (1995.4) pp.159-166.
19. ★Okajima, A., Yi, D.: Three Dimensional Numerical Computations of Flows around Stationary and Oscillating Cylinders, *Proceedings of ASME, PVP Conf., Transient Thermal Hydraulics, Heat Transfer & Coupled Vessel and Piping*, (1995.7) pp.73-79.
20. Yi, D., Okajima, A., Aerodynamic Forces Acting on an Oscillating Rectangular Cylinder and the Aeroelastic Instabilities at Moderate Reynolds Numbers (Experiments), *Japan Society of Mechanical Engineers, International Journal*, (1996) 39, 2B, pp.343-353.
21. Okajima, A., Yi, D., Sakuda, A., Nakano, T.: Numerical Study of Blockage Effects on Aerodynamic Characteristics of an Oscillating Rectangular Cylinder, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, (1997) 67&68, pp.91-102.
22. Okajima, A., Iwasaki, T.: Flow Visualization of the Wake Pattern of a Rectangular Cylinder Undergoing Flow-Induced Streamwise Oscillations, *Journal of Wind Engineering*, (2001.10) 89, pp.145-148.