

渦点法による矩形断面周りの流れ解析

徳島大学工学部フェロー 宇都宮英彦 徳島大学大学院 学生員 ○陳 哲
 徳島大学工学部 正員 長尾 文明 徳島大学大学院 学生員 田中 伸也

1. まえがき：流れのせん断層を多数の渦点の配列によって鈍い物体周りの剥離を伴う流れの解析が近年盛んに行われている。物体後流に形成されるカルマン渦列の渦度は、剥離直前のせん断層内で作り出される渦度の約60%ぐらいであることが、種々の鈍い物体について報告されている⁽¹⁾。しかし、これまでに報告された流れの解析例では、消滅また相殺によって失われる渦度はどの場合も10%~20%の程度である。したがって後流に形成される渦点が保持する渦度は実際より大きく、物体に働く流体力が実験値と比較して大きく非現実的である。本研究では、新たな剥離渦の強さの決定方法と渦点減衰モデルを提案し、その妥当性について検討した。

2. 新しい剥離モデルの提案および解析結果：

従来までの剥離モデルは、剥離点に位置する渦点をそのままの強さで後流中に放出するモデルだった。そこで、無次元渦点配置間隔 $DS (=ds/d, ds: \text{渦点配置間隔}, d: \text{断面代表長(桁高)})$ および渦点放出間隔 DST に関わって次のように放出渦の強さを決めることを試みた。

$$\Gamma_{i+1} = \Gamma_i \times |U| \times \frac{DST}{DS} \quad (2-1)$$

ここで、 Γ_{i+1} は放出される渦の強さであり、 Γ_i は剥離点における渦の強さである、 $|U|$ は剥離点における渦に誘起される速度。右辺の (Γ_i / DS) の部分は、単位長さ当たりの渦点強さと考えてよい、また、 DST は渦点放出間隔であり、 $|U|$ を乗じたものは、渦点の移動距離である、移動距離に単位長さ当たりの渦点強さを掛け、それが剥離した渦点の強さとする(図1)。

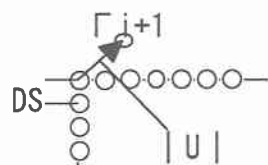


図1 新しい剥離モデル

解析は、渦励振ピーク応答付近の無次元風速 $U_r = 5.8$ 、無次元振幅 $A_m/d = 0.08$ 、 $DS = 0.1, DDT = 0.1$ と $DST = 0.1, DST = 0.4$ の2ケースについて検討した。矩形後流の渦分布をそれぞれ図2(a)、(b)で示したように、従来の方法で DST の変化に伴い流れが大きく変わっている。一方、新しい剥離モデルでは、渦の大きさに違いはあるものの、流れそのものに関しては本質的に同じである。図3(a)、(b)を比べると、従来の場合 DST の増加に伴い非定常揚力の変動が小さくなっている。一方、今回で導入した新しい剥離モデルは、 DST の変化に伴う流れの変化は剥離せん断層の近似精度が変わるだけで、流れそのものには変化を及ぼさないと考えられる。 DST を変化させても本質的に流れは変化しないことより、 DST の値を小さくすれば剥離せん断層をより細かく、逆に大きくすれば粗く近似するというだけで、 DST の値を自由に取ることが分かった。

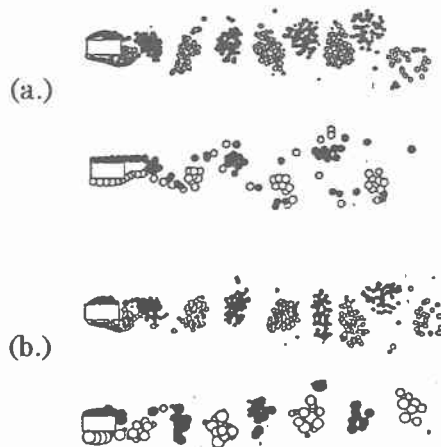


図2 矩形断面後流の渦分布
 (a): 従来法、(b)新しい手法

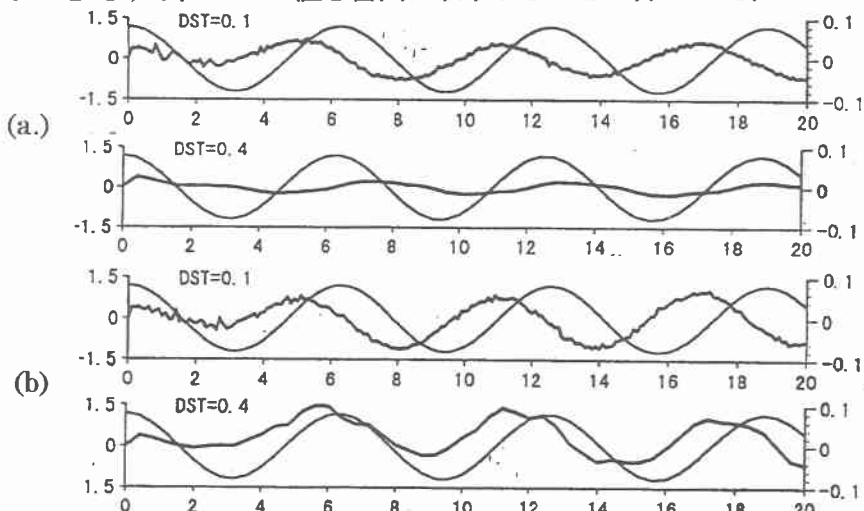


図3 非定常揚力の時間変化
 (a): 従来法、(b)新しい手法

3. 渦点減衰モデルの新たな提案および検討：

実際の流れでは、粘性散逸および乱流拡散によって渦の循環は、時間とともに減少すると考えられるが、その詳細については現在のところ十分に説明されていない、したがって現段階で可能な方策は、現象論的な立場で、鈍い物体から放出される渦の減衰の様子を実験的に調べることである。Fage ら⁽¹⁾によると、剥離直後 ($-0.5 \leq x/d \leq 0$) ではほとんど渦度の変化はなく、後縁付近から $x/d \approx 5.5$ までの間に約 60% にまで減衰し、その後も徐々に減衰していくことが報告されている。このような事実に基づき、渦の減衰モデルとして渦点が放出されてからの時間関数である式 2-2、図 4 に示す関数を提案した。

$$\Gamma_{it} = \Gamma_{i0} \times \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{K_t}{T_i \times U / d} \right) \right\} \quad (2-2)$$

ここに、 T_i は i 番目の渦点の発生時からの経過時間であり、 Γ_{i0} は発生時における循環である。 K_t は減衰率を決めるパラメータである。

数値計算は幅員・桁高比 $c/d=2.0$ の静止矩形断面について行った。計算開始後、十分時間が経過して、周期的な渦の放出が確立された段階での後流の様子を図 5 に示す（図中の数字は計算開始後の無次元時間）、物体後流で正および負の渦点の集合が交互に形成され、いわゆるカルマン渦列が形成されていく様子が明確である。図 6 には抗力係数 C_d の時間変化を示す。静止時の平均抗力係数 C_{d0} ($=1.62$) は実験値⁽²⁾ ($C_{d0}=1.5$) より大きい。図 7 は数値計算で得られた揚力係数 C_l の時間変化を示したものである。また、非定常揚力係数 C_l の解析結果を MEM 法（最大エントロピー法）によるスペクトル解析を行い、ストローハル数を求めた（図 8）。スペクトル解析の結果から、実験値⁽²⁾ との対応も比較的良好、流れを再現できているといえる。

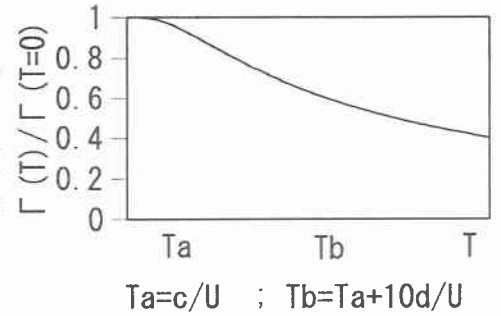


図4 渦度の時間に対する減衰モデル

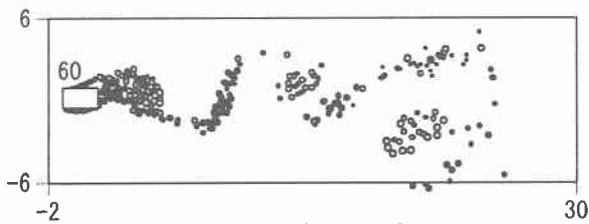


図5 矩形断面後流の渦分布

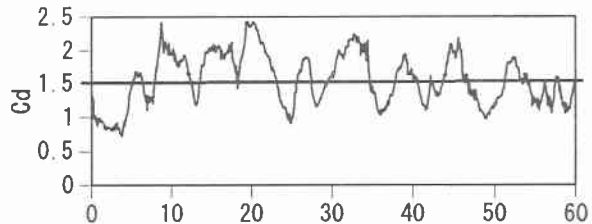


図6 抗力係数の時間変化

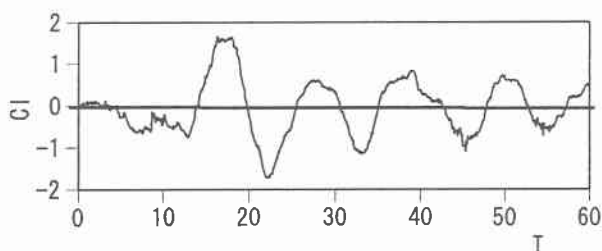


図7 揚力係数の時間変化

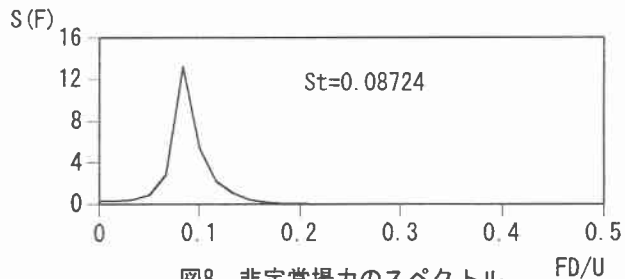


図8 非定常揚力のスペクトル

4. 結言：矩形断面まわりの二次元剥離流れを解析するために、渦の粘性による拡散の効果および渦度の減衰を考慮に入れた減衰モデルを提案した。このモデルの最も未開発な部分は渦減衰機構の導入部分にあり、この点については今後乱れによる渦度の散逸機構を考察しながら、モデル化することが望ましい。また、振動している長方形物体の渦度減衰の与え方は、今後の課題である。

参考文献：(1)Fage, A. and Johansen, F. C., Proc. Roy. Soc., Ser. A, 116 (1927), 170.

(2)岡島厚、種々な断面辺長比の矩形柱まわりの流れ、J. of Wind Engineering No.17 Sep.1983.