

渦放出パネル法による偏平体表面上の圧力分布の推定

ESTIMATION OF PRESSURE DISTRIBUTION ON SLENDER BOX
BASED ON VORTEX SHEDDING PANEL METHOD

村上光功*、田中 洋**、田原裕介***、姫野洋司****

Mitsunori MURAKAMI, Hiroshi TANAKA, Yusuke TAHARA and Yoji HIMENO

- * 工博 日立造船(株)技術・開発本部技術研究所 (〒551 大阪市大正区船町2-2-11)
 ** 工博 日立造船(株)鉄構事業本部橋梁設計部 (〒592 大阪府堺市築港新町1-5-1)
 *** 工博 大阪府立大学工学部海洋システム工学科助手 (〒593 大阪府堺市学園町1-1)
 **** 工博 大阪府立大学工学部海洋システム工学科教授 (〒593 大阪府堺市学園町1-1)

It seems that there has been no practically reliable method of predicting the flow and forces around bluff body. Authors have recently developed a new Vortex Shedding Panel Method suitable for lifting and non-lifting problem for an arbitrary 2-dimensional section. The unknowns are source and vortex densities distributed on the body surface, in which the surface boundary conditions are specified both outside and inside the surface. This leads to a well-posed problem in mathematical sense, forming a Fredholm type integral equation of the 2nd kind, and ensures steady convergence in numerical condition, differing from usual discretization method. In this paper, study for slender box is mainly treated and its application with wall is also carried out, comparing with experimental data in order to confirm validity of this method.

Key Words: vortex shedding panel method, pressure distribution, slender box

1. はじめに

橋梁や高層建築物などの非揚力体断面を有する bluff body が流れの中に置かれている場合、その物体に作用する揚力、抗力あるいは圧力分布等の非定常流体力を精度良く求めることは非常に難しい問題であり、更に流れの中で物体が運動する場合には一層の困難が予想される。従って、これらの構造物を実際に設計する際には、最終的には風洞実験等によりその空力特性を推定せざるを得ないのが実状である。その理由の一つに、通常は高レイノルズ数下では物体の周囲には剥離を伴う複雑な流れとなっており、このような流れに基づく非定常流体力に対して、高精度で実用的な理論計算法が今なお確立されていないことが挙げられる。

しかし近年になって、流れに対する数値シミュレーション技術の研究が飛躍的に発展しており、この様な剥離流れに対する有力な数値解析的推定法がいくつか提案されるに至っている。これらを大別すると、一は物体周囲の流れを各種の乱流モデルで近似し Navier-Stokes の方程式を数値的に解いて求める方法^{1)~3)}などであり、他の一は物体表面上に渦や吹出し等の流体力学的特異点を離

散的に分布させてポテンシャル流れに基づく非定常流体力を求めるポテンシャル解法^{4)~6)}などであって、剥離点の比較的明瞭な物体断面形状の場合には簡便性あるいは実用性の観点から前者に比べて後者のほうが優れた推定法であるとされている。しかしながら、後者の方法においてもいくつか問題点があり、例えば物体表面上の特異点が吹出しのみであるとすれば一般の揚力問題には不適であるし、渦のみを考慮するいわゆる離散渦法であれば物体表面上の圧力分布の推定は容易ではない。

そこで、これらの問題点に対処するために、著者らはこれまでに剥離流れを伴う bluff body における揚力問題、非揚力問題の双方に適用可能な計算法として新たな渦放出パネル法を提案し、流れの中での静止物体、運動物体に対する非定常流体力の問題を検討してきた^{7)~9)}。渦放出パネル法は、物体表面上に連続的に分布させた渦強さと吹出し強さを同時に未知数とするものであり、境界条件を物体表面の内外部において考慮することによってフレドホルム型第二種積分方程式を支配方程式とする一般理論を構成するものであって、数学的には well-posed problem¹⁰⁾を与える一般理論である。これによれば、通

常の離散的計算法に比べて数値計算上、安定的で高精度の解を得ることができる。

しかし、この渦放出パネル法は、通常のbluff bodyに対しては何ら問題なく適用できるが、細長偏平体に対しては本法をそのまま適用すれば物体表面上の圧力分布について安定した計算ができないなどの不都合が生じる。本論文では、このような観点から、主として偏平な物体に対する流体力の問題を取り扱うこととし、bluff bodyに対してこれまでに導入された数値計算法^{8), 9)}を修正して新たな計算法を提案した。更に、この数値計算法について、実験値¹⁾あるいは他の計算値^{1), 11)~13)}と比較してその妥当性を検証した。また、一様流中で運動する場合の問題についても検討した。

2. 基礎式の展開

本論での基礎式の展開は、主として文献^{8), 9)}の構成に従うものとする。図-1のように、無限領域面 S_∞ の中に揚力体を考え、その表面を B とし、剥離流を表す渦表面を W とする。物体の外部領域と内部領域をそれぞれ $D, \bar{D}$ とし、それらの領域での速度ポテンシャルをそれぞれ Φ, Φ_i とする。また、 B 面において D の側に向かって立てた単位法線ベクトル n 、 B 面に沿って接線ベクトル s を定義する。

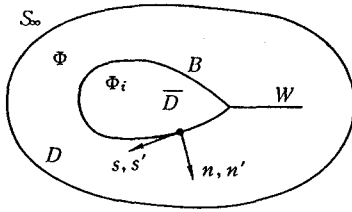


図-1 流体領域

ここで、 Φ, Φ_i を併せて改めて全速度ポテンシャル Φ とおくと、

$$\Phi = - \int_B \mu \frac{\partial K(P, Q)}{\partial n'} ds' + \int_B \sigma K(P, Q) ds' - \int_W \mu_w \frac{\partial K(P, Q)}{\partial n'} ds' + (U_\infty x + V_\infty y) \quad (1)$$

の様に表される。ここで、(1)式の右辺第一項から第四項はそれぞれ、 B 面におかれた二重吹出し、吹出し、渦面 W 上における二重吹出し及び無限遠での一様流に基づくものであり、 μ, σ, μ_w はそれぞれ、 B 上での二重吹出し強さ、吹出し強さ及び W 上の二重吹出し強さであって、 μ 及び σ が未知数である。また、 (U_∞, V_∞) は一様流の速度ベクトル成分を示している。更に、 $K(P, Q)$ は、核関数であり、

$$K(P, Q) = \frac{1}{2\pi} \log r \quad r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \quad (2)$$

のように与えられる。尚、点 P, Q はそれぞれ領域内において考えている点、特異点の位置を示している。

ここで、境界条件として、

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = v_{Bn} \quad \text{on } B^+, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial s} = v_{Bs} \quad \text{on } B^- \quad (3)$$

を用いる。但し、 v_{Bn}, v_{Bs} はそれぞれ B^+, B^- における物体運動の法線方向及び接線方向の速度成分を示しており、物体が静止している場合はこれらの値は零であるとする。

(1)、(3)式から、最終的に μ, σ に関する積分方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sigma + \int_B \sigma \frac{\partial K'}{\partial n} ds' - \int_B \mu \frac{\partial^2 K}{\partial n \partial n'} ds' \\ = - \left(\frac{\partial \Phi_w}{\partial n} + \frac{\partial \Phi_\infty}{\partial n} \right) + v_{Bn} \quad \text{on } B^+ \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} - \frac{1}{2} \frac{d\mu}{ds} - \int_B \mu \frac{\partial^2 K}{\partial s \partial n'} ds' + \int_B \sigma \frac{\partial K}{\partial s} ds' \\ = - \left(\frac{\partial \Phi_w}{\partial s} + \frac{\partial \Phi_\infty}{\partial s} \right) + v_{Bs} \quad \text{on } B^- \end{aligned}$$

となり、これはフレドホルム型第二種積分方程式である。尚、この積分方程式において、物体表面上での吹出しを考慮しないものとするれば渦分布強さを未知数とする従来法の積分方程式が得られる。

また、 B 上の点 P における非定常圧力分布は、(4)式から求められる解を用いて

$$\frac{p}{\rho} = - \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial s} \right)^2 + \frac{1}{2} U_\infty^2 \quad \text{on } B^+ \quad (5)$$

で与えられる。特に、右辺第一項については、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} &\approx \frac{1}{\Delta t} [\Phi(t + \Delta t) - \Phi(t)] \\ &= \frac{1}{\Delta t} \int \left(\frac{\partial \Phi}{\partial s'} \right)_{t+\Delta t} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial s'} \right)_t ds' \\ &\quad + C_w \cdot \gamma_w(G) \frac{\Delta s}{\Delta t} \\ &\quad + \frac{1}{\Delta t} \int_{-\infty}^{S_0} \left(\frac{d\Phi}{dl} \right)_{t+\Delta t} - \left(\frac{d\Phi}{dl} \right)_t dl \end{aligned} \quad (6)$$

となる。ここに、 G は剥離点の位置、 γ_w は剥離渦強さ、 C_w は定数、 S_0 は基準となる経路座標を示している。尚、剥離点が複数存在する場合には、(6)式の右辺第二項をその数だけ考慮することになる。

3. 数値計算法

本論では、主として細長偏平体の問題を取り扱うために、これまでに導入した数値計算法^{8), 9)}を修正したものを用いる。

数値計算を行うための離散化された支配方程式は、前

章で導入された基礎方程式とKelvinの渦保存則とに基づいている。即ち、物体表面を有限個の線素に分割し、これらの各線素上で特異点分布の強さは一定であると仮定すれば、物体B上に分布される渦分布の強さ γ 及び吹出し分布の強さ σ を未知数とする連立方程式は、

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\sigma_i + \sum_{j=1}^M \sigma_j \int_{S_j} \left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s'}\right)_j ds' + \sum_{j=1}^M \gamma_j \int_{S_j} \left(\frac{\partial \mathbf{K}}{\partial s'}\right)_j ds' \\ + F_{n'} = -\left(\frac{\partial \Phi_W}{\partial n} + \frac{\partial \Phi_\infty}{\partial n}\right)_i + v_{Bn} \\ (\text{for } i = 1, 2, \dots, M) \text{ on } B^+ \\ -\frac{1}{2}\gamma_i + \sum_{j=1}^M \gamma_j \int_{S_j} \left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial s'}\right)_j ds' - \sum_{j=1}^M \sigma_j \int_{S_j} \left(\frac{\partial \mathbf{K}}{\partial s'}\right)_j ds' \\ + F_{s'} = -\left(\frac{\partial \Phi_W}{\partial s} + \frac{\partial \Phi_\infty}{\partial s}\right)_i + v_{Bs} \\ (\text{for } i = 1, 2, \dots, M) \text{ on } B^- \end{aligned} \quad (7)$$

$$\sum_{j=1}^M \gamma_j ds_j + \sum_{k=1}^K \int_{S_k} \gamma_{wk} ds_k = 0 \quad (8)$$

(K:剥離点の数)

ここに、

$$F_{n'} = \gamma_c \frac{\partial \phi_G}{\partial n'}, \quad F_{s'} = \gamma_c \frac{\partial \phi_G}{\partial s'} \quad (9)$$

が得られる。但し、 $H(P, Q)$ は、核関数 $K(P, Q)$ の共役な関数であり、

$$H(P, Q) = \frac{1}{2\pi} \theta, \quad \theta = \arctan \frac{y - y'}{x - x'} \quad (10)$$

のように与えられる。

ここに、(8)式はKelvinの渦保存則を示している。また、(9)式は数値計算上の補正項に該当し、物体の中央部において与えられる単一渦であり、未知数の一つとして構成されている。通常のbluff bodyの場合には、補正項として単一渦の他に二重吹出しも考慮されるが、これをそのまま細長偏平体に適用するときは、物体表面と内部特異点とは接近するため特異点による物体表面上での誘導速度は非常に大きくなり、これが圧力分布の計算に悪影響を及ぼす。この影響については、これら二つの内

部特異点のうち二重吹出しによるものが異常に大きく、従って細長偏平体場合には内部特異点として単一渦のみを考慮するのが妥当であると考えられる。

つぎに、剥離点からの渦放出を考慮する際、本論では従来法で用いられるような離散渦の放出ではなく、図-2に示される強さ γ_w の渦層として捉え、その後は離散渦 Γ_w として後流を求める方法を採用する。

4. 数値計算結果及び考察

数値計算例としては、主として流れの中に置かれた偏平物体断面周りの流れ及びその表面の圧力分布、更に手すり(または高欄:wall)付き偏平体断面の場合についても適用例を示すこととし、これらについて本計算法の結果と実験結果¹⁾及び他の計算結果^{1), 11)~13)}と比較検討する。

(1) 角柱断面の場合

図-3~5はそれぞれ、辺長比 $B/H=1.0$ 、 $B/H=4.0$ 及び $B/H=8.0$ の角柱(B:角柱の幅、H:角柱の厚さ)が迎角が 1° で一様流 $U=2.0(\text{m/s})$ 中において静止している場合の渦放出パネル法による計算結果であり、十分な時間経過後における後流の状況、その時の物体表面上の渦分布、吹出し分布及び圧力分布の瞬間値について図示したものである。但し、角柱前面で実線、それ以外では破線で示して識別し易くしており、以下同様に示す。

これらの図における渦分布については、角柱側面ではそれぞれ符号が逆となっており前面中央部において符号が逆転している。吹出し分布については、角柱前面では吹出し、前縁角部では急激な吹出しと吸込みの変化、そして後面では吸込みの状態となっている。また、圧力分布については、これらの渦分布及び吹出し分布の解を用いて(5)、(6)式で求められた結果が示されている。これによれば、角柱前面では正圧、側面及び後面においては負圧となっていることがわかる。本計算では、(6)式において、定数 $C_w=0.9$ を採用している($C_w=1.0$ が理論値を与える)。更に、揚力係数 C_L 及び抗力係数 C_D の時刻歴を同図に示している。これらは各時刻における圧力分布を積分して求められたものである。但し、横軸は時刻に対応して計算ステップ数 N_T を表す。

尚、本計算における剥離点の位置は、物体前後面の上下端とし、前縁部での剥離渦の放出方向は前面に接する方向であるとしている。また、渦放出時間間隔 Δt は、

$$\Delta L_m = 0.56 \cdot U \cdot \Delta t \quad (11)$$

より求めたものを用いており¹⁴⁾、後流中の渦の移動時間間隔もこの Δt と等しくしている。ここに、 ΔL_m は要素の平均長さであるとする。更に、後流中の渦相互については渦粘性減衰を考慮して各時刻の渦点の位置を求めている。

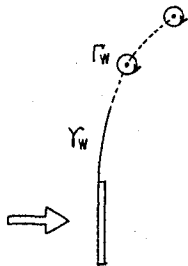


図-2 渦放出モデル

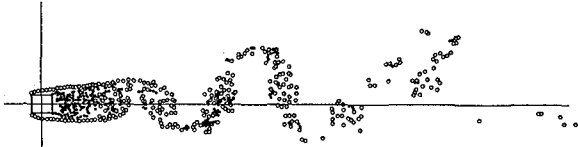
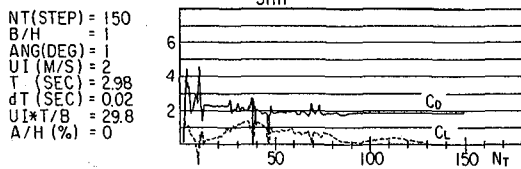


図-3 静止角柱に対する計算値 (B/H=1.0)

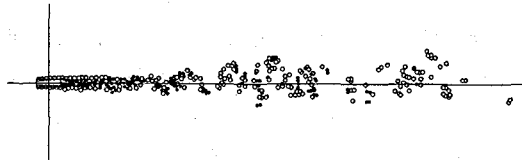
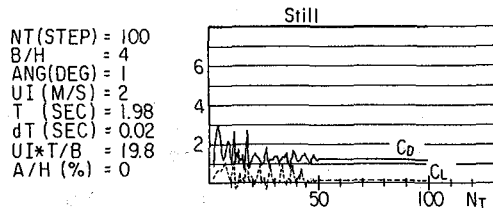
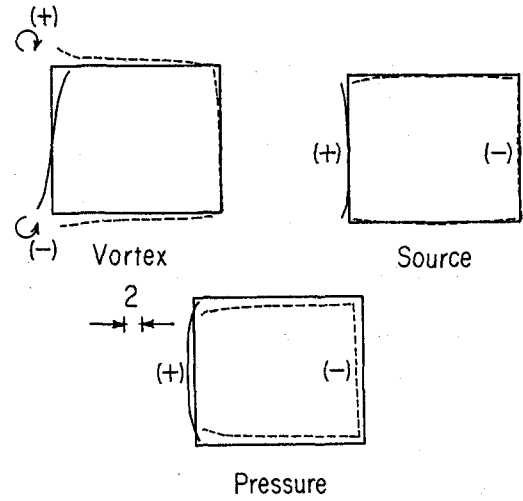


図-4 静止角柱に対する計算値 (B/H=4.0)

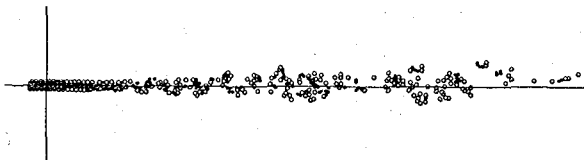
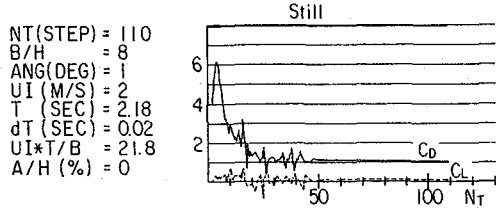
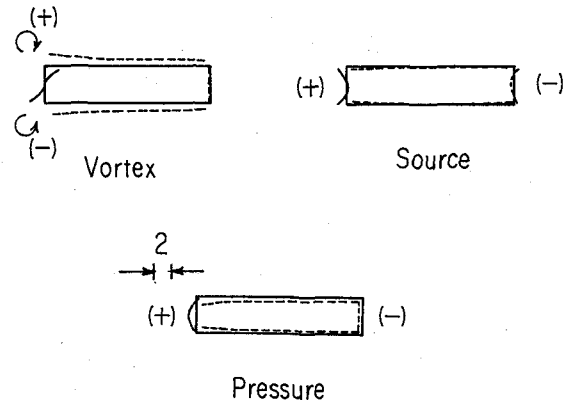


図-5 静止角柱に対する計算値 (B/H=8.0)

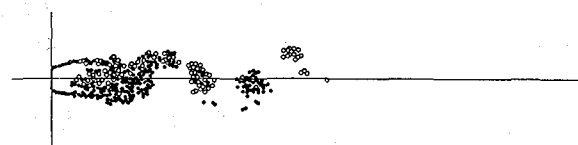
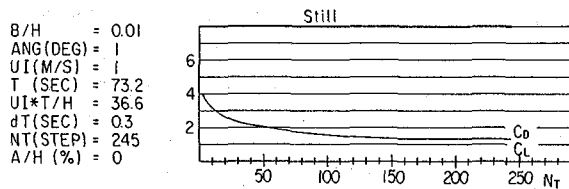
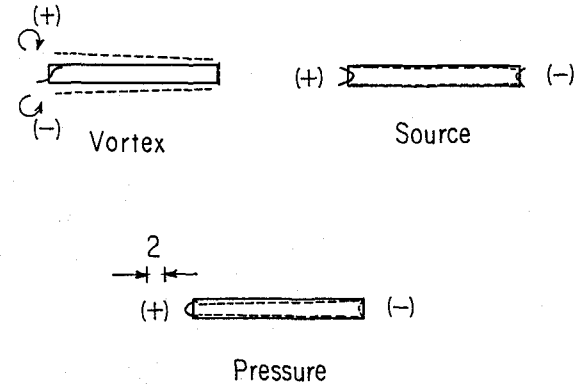
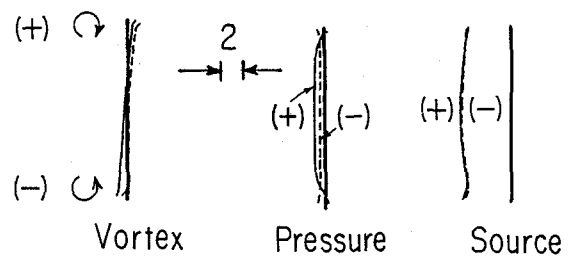


図-6 静止平板に対する計算値 (B/H=0.01)



(2) 平板の場合

図-6は、辺長比 $B/H=0.01$ の平板が一様流 $U=1.0$ (m/s) 中で流れに対して直角に静止している場合の渦放出パネル法による計算結果である。図-3~5の場合と異なり、この場合には薄い板であるから吹出し分布については、平板の前面(正圧側)、後面(負圧側)において前面のsourceと後面のsinkとがほぼ同じ大きさとなっていることがわかる。また圧力分布については、明らかに後面においてはかなりの負圧の結果が示されており、この点の不連続流理論で負圧側の圧力を零として解かれていることと大きく異なる点であって、このことが実験値との差を拡げているものと考えられる。

尚、本計算における剥離点の位置は、薄板であるから平板前面の上下端のみとし、また渦放出時間間隔(11)式に基づく Δt を用いているが、渦の移動時間間隔についてはその半分の値を使用している。

次に、この渦放出パネル法とN-S方程式に基づく数値計算法による計算結果について比較検討したものを以下に示す。図-7~10には、それぞれ計算格子、流速ベクトル図、圧力等高線図及び平板上の圧力分布が示され、特に圧力分布図においてはこれら両計算法による結果の比較が為されている。ここで、N-S方程式に基づく数値計算法としては田原のFA法^{12), 13)}を採用した。尚、FA法による計算を実施するにあたり、計算精度の格子(grid)への依存性について調査しており、そのfine/coarse gridの両者について大差の無いことは図-10からも明らかである。

図-8の流速ベクトルについては、渦流れが中心線に関して対称に形成されていることが観測できる。次に、図-9の圧力場については、正圧側ではstagnation pressureに近い値が得られており、負圧側ではほぼ均一な分布となっていることが分かる。図-10の平板上の圧力分布については、両計算法の比較が為されているが、渦放出パネル法では(6)式の C_w 値として $C_w=0.65$ 及び $C_w=0.70$ の2つの場合の結果が示されている。正圧側では両計算法の結果は良好な一致を確認できるが(C_w 値には依存しない)、負圧側では C_w 値によっては両者間にかなりの差が生じることが分かる。即ち、渦放出パネル法の場合には、(6)式に示されるように剥離点での圧力ジャンプの正しい評価が重要なことであり、これは直接的には平板背後の後流状況に依存する。従って、 C_w 値は渦放出時間間隔や放出方向及び放出量などと密接な関係があり、実験との対比を考慮した渦放出機構の妥当なモデル化が最も望まれる点である。尚、平板背後の流れについては、両計算結果の直接の比較は為されていないが、渦放出パネル法による剥離点付近での渦放出状況とFA法の流速ベクトル図との比較から、或る程度の類似性が窺われる。

(3) 実験値との比較

以上の結果を岡島の実験値¹⁾他と比較したものが図-11である。同図には、辺長比 $B/H=0.1$ の平板についての

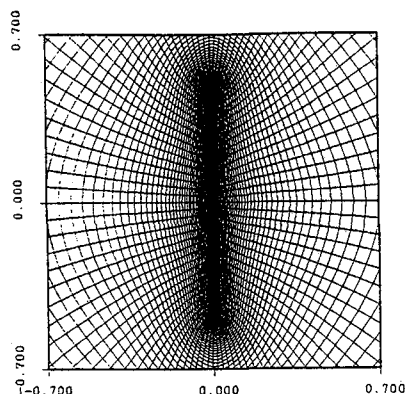


図-7 計算格子

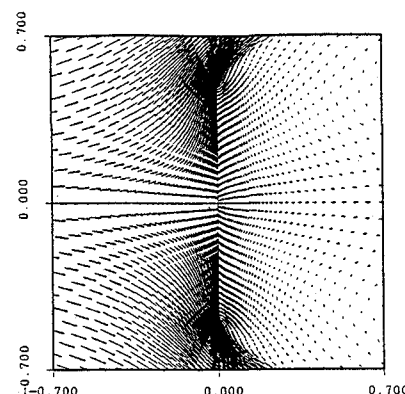


図-8 流速ベクトル図(平均値)

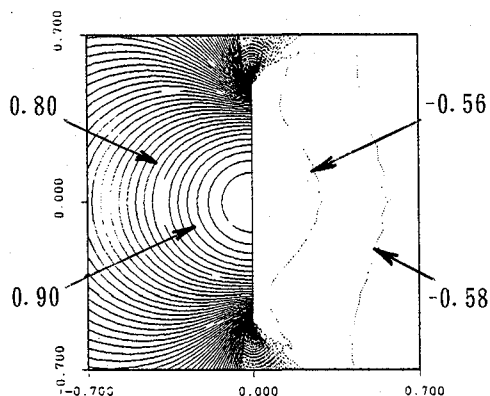


図-9 圧力等高線図(平均値)

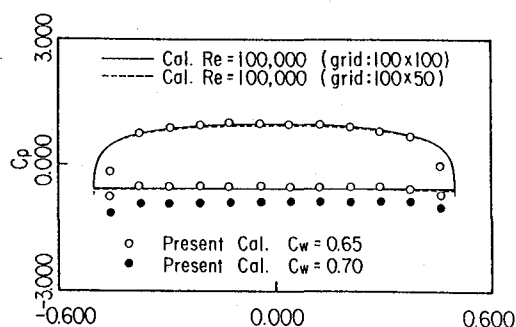


図-10 平板上の圧力分布の比較(平均値)

林らの計算結果¹¹⁾も参考に示している。尚、 $B/H=0.01$ の場合の計算については、(6)式における定数 C_w 値に対して、図-10の結果から $C_w=0.65$ を採用している。本図の結果から明らかなように、かなり大きい B/H 値において本計算の結果は実験値に対して良好な一致を確認することができる。また、 $B/H=0.01$ のような薄板の場合においては、実験値は一般に約1.6とされており、これに比べれば本計算結果は若干低い値となっているが、不連続流理論では平板の抵抗係数は約0.88であることを考慮すれば、かなり改善されていることがわかる。

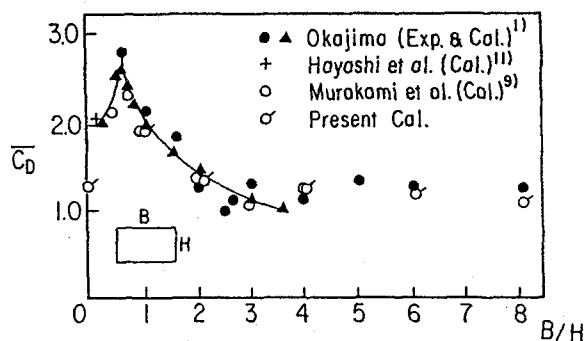


図-11 平均抗力係数 C_D の計算値と実験値の比較

以上のことから妥当な C_w 値の設定に関して図-11の平均抗力係数の実験値との比較から考察すればつぎのようになる。すなわち、通常の bluff body の場合 (B/H 値は比較的大きい) には理論値 $C_w=1.0$ よりも若干小さく、しかも一定の C_w 値 (本論では $C_w=0.9$) を採用すれば実験値との比較では、ほぼ十分な結果を与えているのに対して、板のような薄い物体 (B/H 値は小さい) に流れが当たる場合にはかなり小さい C_w 値が必要である。この理由としては、板の場合にはその背後の流れについて bluff body に比べて激しい剥離流れが形成され、これに基づく影響が大きいことが挙げられる。そこで一般に、板のような薄い物体の場合には bluff body とは異なる渦放出モデルを用いる必要があり、妥当な圧力分布の推定には小さい C_w 値を用いることが求められる。これについては図-10に示されているように、圧力分布に関して渦放出パネル法と N-S 方程式に基づく数値計算法による計算結果の比較において、 C_w 値としては $C_w=0.65$ の場合が良好な一致を確認できることから板の場合には小さい C_w 値が妥当することが窺える。

(4) 手すり(または高欄: wall)付き偏平体への適用例

適用例としては、図-12に示すような角柱断面に手すり部 ($WB \times WH$) がある場合を考え、 $B/H=4$ 及び $B/H=8$ の場合を取り扱った。尚、手すり部の寸法比は、 $WB=0.14H$ 及び $WH=0.36H$ である。

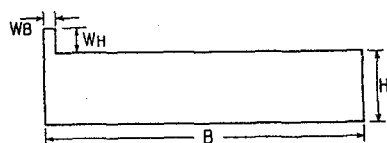


図-12 手すり (WALL) 付き偏平体

図-13及び図-14は、それぞれ迎角 0° で一様流 $U=1.0$ (m/s) 中に静止している場合の渦放出パネル法の計算結果であり、十分な時間経過後の各瞬間値を示す。ここでは剥離点の位置として、物体前面上下端(手すり部はその前面端部)と後面上下端の計4点としており、 C_w 値としては $C_w=0.65$ を採用している。これらの図において、特に圧力分布の図から明らかなように手すり部の後面では大きな負圧が生じており、抵抗に及ぼすかなりの影響が窺われる。これらの場合の抵抗値について実験値及び岡島の結果¹⁾との比較をおこなったものが図-15である。この結果から明かに、手すり部の影響が現れており手すり部を含まない場合に比較してかなり大きい抵抗値を示していることがわかる。また、計算値と実験値との比較では、本計算値は実験値の傾向を良く捉えているといえる。このことは、この場合に採用した C_w 値がほぼ妥当であることを意味するものと考えられる。これについては、4(3)において C_w 値の設定に関する考察で述べたように、この場合には通常の bluff body として捉えるよりも寧ろ手すり部の存在を考慮して薄板の場合の C_w 値をその代表値として近似すべきであろう。この理由としては、手すり部付近ではかなり複雑な流れが形成され、それが全体に影響を及ぼすものと推定され、前部に薄板がある場合と類似な流れ場が形成されていると考えられる。

図-16～19は、渦放出パネル法に基づく振動物体の場合の計算例を示す。同図には静止の場合(図-13～14)と同様に、十分な時間経過後のある時刻での後流の状況と、その時の物体表面上の渦分布、吹出し分布及び圧力分布の瞬間値が図示され、また揚力係数と抗力係数の時刻歴も示されている。ここでは一様流に対して直角方向に周期的に振動する場合 (heave: 振動数約1.39) を取り扱っている。即ち、図-16及び図-17にはそれぞれ $B/H=4$ 及び $B/H=8$ の手すり付き偏平体が振幅比 $A/H=0.05$ (A : 振動振幅) で振動する場合、図-18及び図-19にはそれぞれ振幅比 $A/H=0.10$ で振動する場合の結果を示している。尚、振動する場合において剥離点の位置、渦放出時間間隔及び C_w 値は静止物体の場合(図-13～14)と同様である。静止物体の場合の計算結果との比較について示せばつぎのとおりである。まず、物体後方の流れパターンについては、静止の場合(図-13～14)に比べて振動する場合はより激しく波打つ模様となり、振動振幅が増すにつれてその傾向が明確となっている。また、揚力係数及び抗力係数についても、振動する場合にはそれらの変動が確認され、振動振幅が増すにつれてその変動が顕著となることがわかるが、それらの平均値は静止の場合の平均値に漸近する様子が窺える。また、揚力及び抗力の変動と運動との位相差については、本適用例では運動に対して抗力変動は約 $1/4$ 周期の差があり、揚力変動についてはほぼ同位相となっている。

本論では、振動物体の問題として流れに対して直角に運動する場合 (heave) を取り上げているが、運動モード

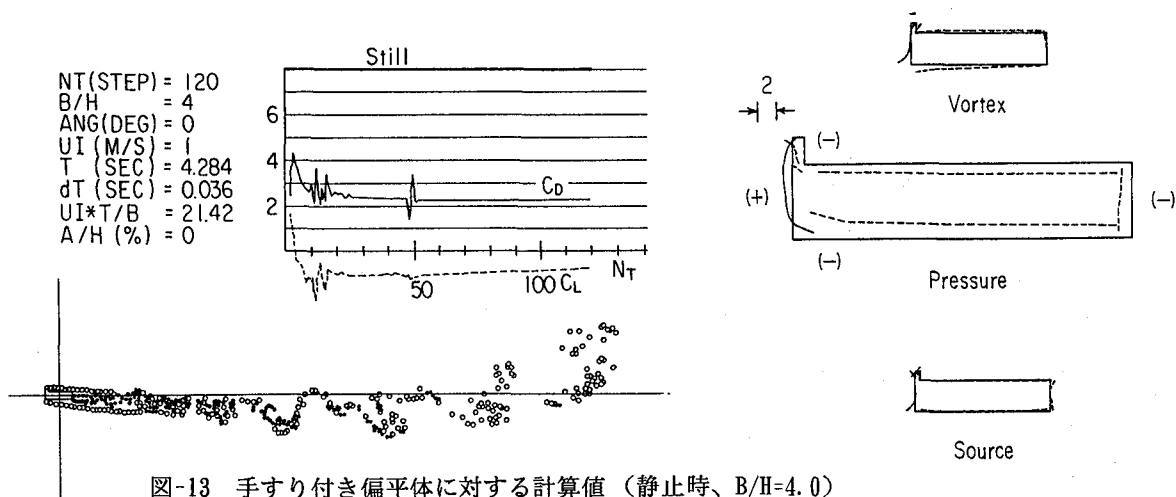


図-13 手すり付き偏平体に対する計算値（静止時、 $B/H=4.0$ ）

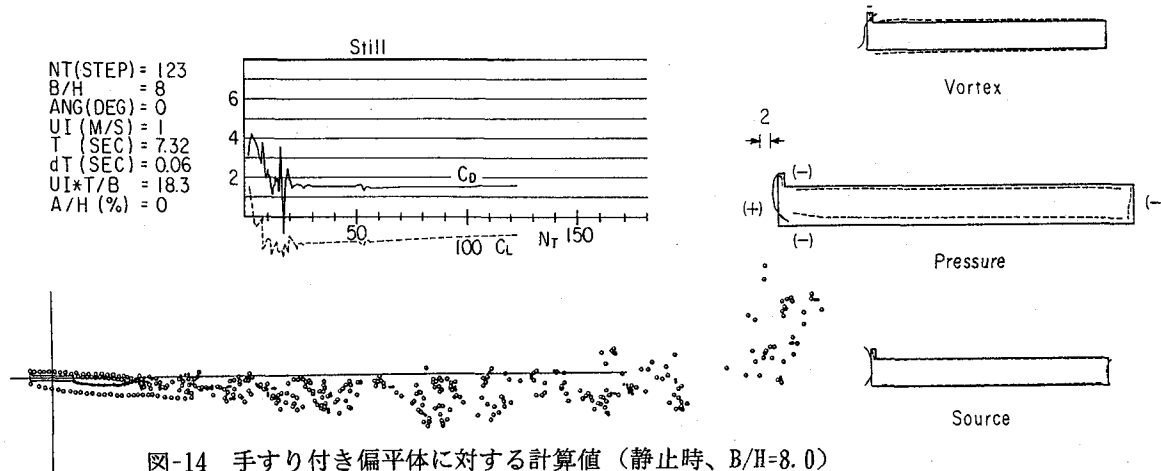


図-14 手すり付き偏平体に対する計算値（静止時、 $B/H=8.0$ ）

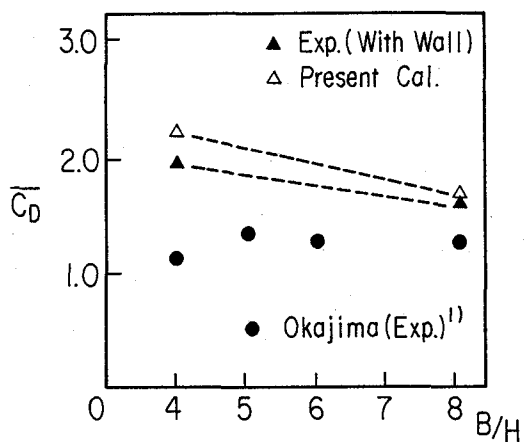


図-15 手すり部の平均抗力係数 C_D に及ぼす影響

としては流れに対して並進する場合(surge)、回転する場合(pitch)及びそれらの組み合わせの運動などへも適用可能である。このように、本計算法は、風の中で振動する橋梁の問題だけでなく、潮流中で長周期かつ大動揺する海洋構造物などの問題に対しても適用可能である。

5. おわりに

以上の検討の結果、以下の結論を得た。

(1) 渦放出パネル法に基づき、一様流中での偏平体に対する流体力及び圧力分布の計算法を提案した。本計算法は一般のbluff-bodyだけでなく、非常に薄い平板にも適用できることが実験値あるいは他の計算法に基づく結果との比較から明らかにされた。

(2) 平板の圧力分布について、N-S方程式に基づく詳細計算との比較によって本計算法の妥当性を検討した。前面においては、両計算法においては良好な一致が確認された。また、後面での圧力分布の推定に関して、渦放出パネル法における剥離点での圧力ジャンプに対する妥当な評価に対する一指針が得られた。

(3) 応用例として手すり付き偏平体に対する検討も実施し、実験値との比較から本計算値は妥当な結果であることを確認した。運動する場合についても検討を行い、合理的かつ安定的な結果の得られることも確認した。

(4) 以上の検討を通じて、本計算法は剥離流れの問題について実用性のあること、特に海洋構造物等の動揺問題に対しても十分適用可能であるといえよう。

$B/H = 4$
 $ANG(°) = 0$
 $UI(M/S) = 1$
 $T(SEC) = 3.78$
 $UI \cdot T/B = 18.9$
 $dT(SEC) = 0.036$
 $NT(STEP) = 106$
 $A/H(\%) = 5$
 $FRQ(1/S) = 1.38889$

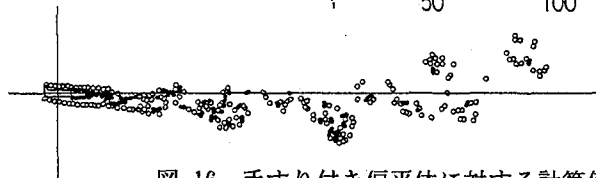
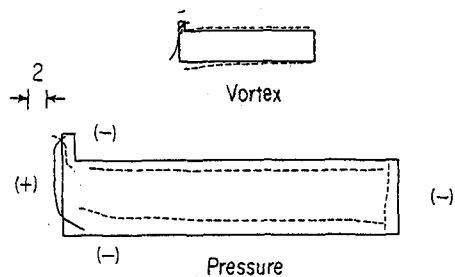
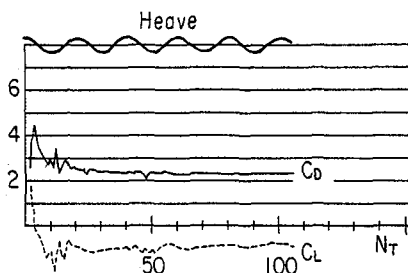


図-16 手すり付き偏平体に対する計算値 (振動時、 $A/H=0.05$ 、 $B/H=4.0$)

$B/H = 8$
 $ANG(°) = 0$
 $UI(M/S) = 1$
 $T(SEC) = 6.06$
 $UI \cdot T/B = 15.15$
 $dT(SEC) = 0.06$
 $NT(STEP) = 102$
 $A/H(\%) = 5$
 $FRQ(1/S) = 1.38889$

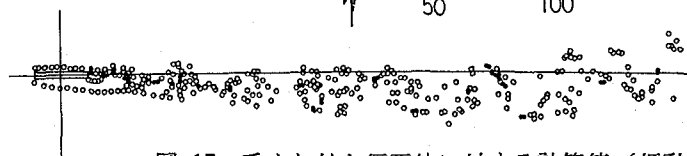
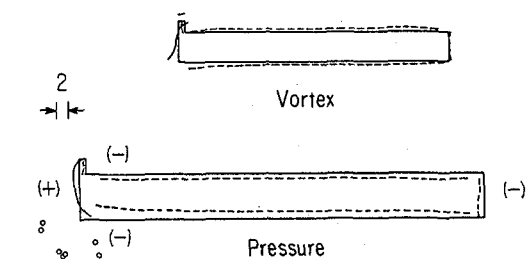
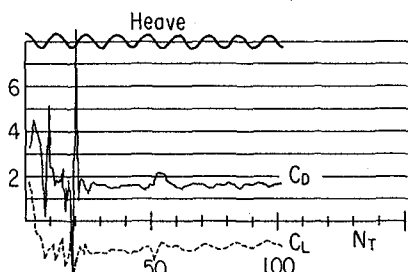


図-17 手すり付き偏平体に対する計算値 (振動時、 $A/H=0.05$ 、 $B/H=8.0$)

$NT(STEP) = 101$
 $B/H = 4$
 $ANG(°) = 0$
 $UI(M/S) = 1$
 $T(SEC) = 3.6$
 $dT(SEC) = 0.036$
 $UI \cdot T/B = 18$
 $A/H(\%) = 10$
 $FRQ(1/S) = 1.38889$

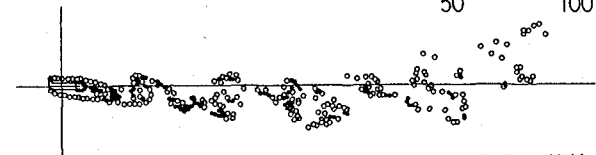
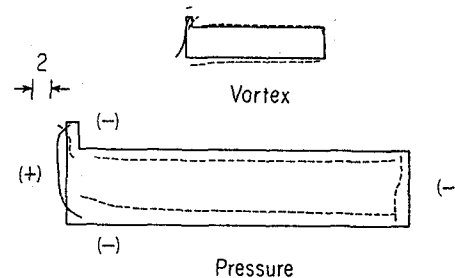
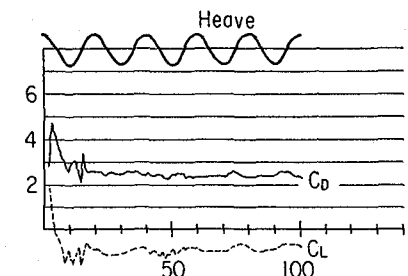


図-18 手すり付き偏平体に対する計算値 (振動時、 $A/H=0.10$ 、 $B/H=4.0$)

$NT(STEP) = 100$
 $B/H = 8$
 $ANG(°) = 0$
 $UI(M/S) = 1$
 $T(SEC) = 5.94$
 $dT(SEC) = 0.06$
 $UI \cdot T/B = 14.85$
 $A/H(\%) = 10$
 $FRQ(1/S) = 1.38889$

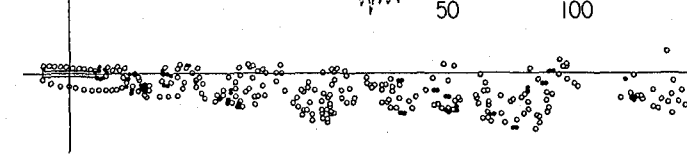
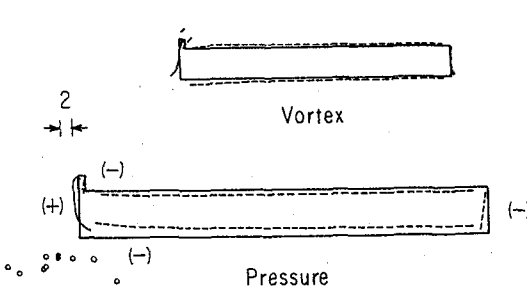
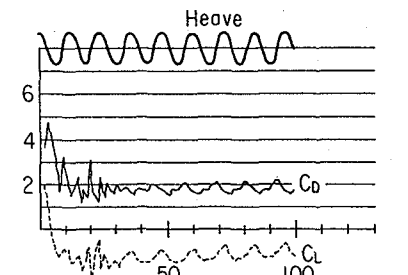


図-19 手すり付き偏平体に対する計算値 (振動時、 $A/H=0.10$ 、 $B/H=8.0$)

参考文献

- 1) A. Okajima : Numerical Simulation of Flow Around Rectangular Cylinders, J. of Wind Engineering, No. 37, Oct. 1988
- 2) 野村卓史、飯島政義 : ALE法に基づく粘性流体と構造との相関関係の有限要素解析手法、土木学会論文集、No. 416/I-3、1990
- 3) H. Hirano : A three dimensional two step explicit finite element analysis for wind force to structures, Computational Method in Flow Analysis, Vol. 2, 1988
- 4) 稲室隆二 : 渦点法における物体に作用する流体力の一
定式化、日本航空宇宙学会誌、第33巻、第383号、1985
- 5) Odd. M. Faltinsen and B. Pettersen : Vortex Shedding around Two-Dimensional Bodies at High Reynolds Number, Proc. of 14th Symposium on Naval Hydrodynamics, The University of Michigan, August 1982
- 6) H. Shirato, M. Matsumoto and N. Shiraishi : Unsteady aerodynamic force characteristics on 2-D oscillating bluff bodies, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 46 & 47, 1993
- 7) 村上光功、姫野洋司 : 渦放出法による風圧力の推定法、関西造船協会誌、第221号、1994
- 8) M. Murakami and Y. Himeno : A New Approach to Vortex Shedding Method for Analysing Flow Around Bluff Body、Proc. of 4th International Offshore and Polar Engineering Conference Osaka, Japan, April 1994
- 9) 村上光功、姫野洋司 : 渦放出^ハ初法による物体表面上の非定常圧力分布の推定(一様流中で振動する角柱の場合)、関西造船協会誌、第223号、1995
- 10) 早川款太郎 : ILL-POSEDとは何か、日本造船学会第5回CFD研究懇談会資料、1985
- 11) 林正徳、麻生茂、井上和則、浜田鉄也 : 離散渦法による剥離を伴う流れの数値実験、九州大学応用力学研究所所報、第60号、1975
- 12) Tahara, Y. : Computation of Boundary-Layer and Wake Flows around IACC Sailing Yacht - For a Canoe Body Case -, Kansai Soc. N. A., Japan, May 1995
- 13) Tahara, Y. and Stern, F. : A Large-Domain Approach for Calculating Ship Boundary Layers and Wakes for Nonzero Froude Number, Proc. CFD Workshop Tokyo 1994, Tokyo, March 1994
- 14) Sakata, H., T. Adachi, R. Inamuro : Simulation method for unsteady flow with separation by discrete vortex model, Proc. of JSME, vol. 49, No. 440, 1983

(1995年9月18日受付)