

津波による木材の流動

後藤 智明*・佐々木順次**・首藤 伸夫***

1. はじめに

津波の陸上への氾濫による被害のなかで、水面上の浮遊物、主として木材の構造物への衝突によるものが大きな割合を占めることがある。本研究では、このような流木の運動を記述する上で最も重要と思われる。流木の抵抗係数、付加質量係数および拡散係数について、水理模型実験および数値計算により調べている。さらに、水理実験等により定めた各係数を用いた流木の運動に関する数値シミュレーションを行ない実測値との比較も行っている。

2. 抵抗係数

(1) 水理模型実験

水理実験に使用した水路は幅 0.8 m、高さ 0.5 m、長さ 15 m の矩型水路である。模型は直径 D が 1, 1.5, 1.8, 2.4 cm の 4 種類、長細比 L/D が 6, 8, 10, 12, 15 の 5 種類の合計 20 種類の円柱棒を用いた。円柱棒の比重は 0.6~0.8 である。

浮遊状態の模型に働く抗力の測定には、水路に固定したリン青銅板の下端と模型を 50 cm の糸で結び、糸を水平に保ちながら水面上で模型の受ける力をリン青銅板上の歪ゲージにより検出する方法を用いた。測定には流速 10~50 cm の定常流を用い、その範囲は Fr 数 0.1~1.2, Re 数 2000~12000 であった。ただし、各数の特性長としては模型の代表寸法を用いている。なお、実験は流れ方向と模型の中心軸のなす角 φ が 0, $\pi/4$, $\pi/2$ の 3 ケースについて行っている。

(2) 実験結果

流木に働く流体抵抗 R は、一般に次式で表わされる。

$$R = \frac{\rho_w}{2} C_D A_1 u_e^2 + \frac{\rho_w}{2} C_w A_2 u_e^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 C_D , C_w はそれぞれ形状抵抗係数、広義の造波抵抗係数であり、 A_1 , A_2 は流木の接水投影面積、接水面積である。また、 ρ_w は流体の密度、 u_e は流木と流体

との相対速度である。

流体抵抗には、この他にも摩擦抵抗が考えられるが、本研究の場合、流木の接水面積と等価な平板の摩擦抵抗を考えると、 R_D 数 $R_D = u_e D / \nu$ が 10^3 以上では全抵抗力の 7% 以下であり、無視することにした。

完全に水没した円柱に関する形状抵抗係数は過去の研究により詳細に求められている。特に、今井¹⁾は任意の断面形状をもつ柱状体に関し、

$$C_D = [C_{D\infty}^2 + k R_D^{1/2}]^2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

なる近似解を求めた。ここで、 $C_{D\infty}$ は R_D が数が多いときの形状抵抗係数であり、 k は物体の形状で定まる係数としている。ただし、今井の理論は層流理論を基にしているため乱流境界層の剝離による形状抵抗係数の降下は表現できない。実際、本研究で取り扱う津波による流木の運動では乱流境界層の剝離を呈する 5×10^3 以上の R_D 数となるためには 3 m/s 以上の流速差を必要とし、このような状況を呈することは少ないと考えられる。

図-1 に水理実験結果の一例を示す。 $\varphi=0$, $L/D=10$ の場合で、 Fr 数 ($u_e/\sqrt{gL}$) を一定にし、 R_D 数 ($u_e D/\nu$) を変化させた場合である。抵抗係数 C^* は R_D 数に関しては式 (2) で表わされるように、 2×10^4 以下の R_D 数では R_D 数に反比例し、それ以上の R_D 数に関しては R_D に関係なく一定値となり、また Fr 数に比例する傾向があることがわかる。

従って、本研究では水表面上の円柱の抵抗則は角度 φ により Fr 数の特性長のとり方は異なるが、

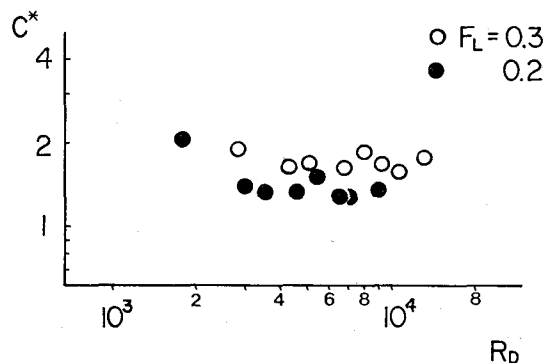


図-1 抵抗係数に関する水理実験結果 ($\varphi=0$ の場合)

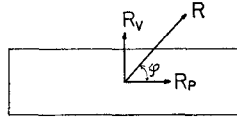
* 正会員 工修 東北大学助手 土木工学科

** 正会員 青森県 八戸土木事務所

*** 正会員 工博 東北大学教授 土木工学科

$$R = \frac{\rho w}{2} C^* A_1 u_c^2, \quad C^* = [k_1 + k_2 R_D^{-1/2}] + k_3 F_r^n \quad (3)$$

の型で整理可能であると推定できる。ここで、 $k_1 \sim k_3$ は円柱の形状で定まる係数である。



次に図-2に示すような、流れと円柱の中心軸との角度 φ がある場合を考える。図-2に示す関

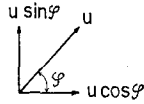


図-2 座標系

係から、 $\varphi=0$ と $\pi/2$ の場合における値をそれぞれ添字 p, v を用いて表わすと、流れ方向の抵抗力 R は

$$R = \frac{\rho w}{2} C^* A_p u_c^2, \quad C^* = C_p^* \cos^3 \varphi + C_v^* \sin^3 \varphi \quad (4)$$

で表わされる。

以上の考察により水理実験結果を整理する。 $\varphi=0$ の場合、式(3)の型で回帰をとると、

$$C_p^* = [0.89(L/D)^{0.01} + 32.5 R_D^{-1/2}]^2 + 0.01(L/D) F_L^{0.25} \quad (5)$$

$\varphi=\pi/2$ のとき、

$$C_v^* = [0.78(L/D)^{0.01} + 25.0 R_D^{-1/2}]^2 + 0.49 F_D^{0.8} \quad (6)$$

となる。図-3に回帰値と実験値との比較の一例を示す。 $\varphi=0$ および $\pi/2$ の最大誤差はそれぞれ8および5%であった。なお、 $\varphi=\pi/4$ の実験結果は式(4)~(6)を用いて、15%以内の誤差で表現可能であった。

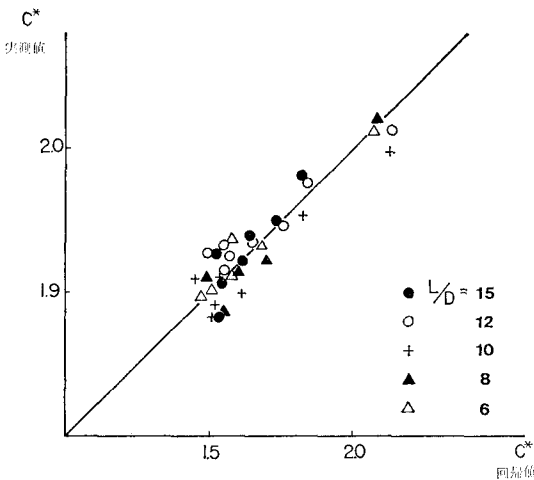


図-3 抵抗係数に関する実験値と回帰値との比較 ($\varphi=0$)

3. 付加質量係数

(1) ポテンシャル理論を用いた数値解

静止した完全流体中の浮遊円柱の等速度運動を考える。円柱の比重を0.5とし、円柱はいかなる回転運動もしないものとする。円柱の運動に伴って発生する表面波は無視する。図-4に示す、速度 u で円柱と共に移動する円柱座標 (r, θ, Z) を用いると、円柱まわりの流体のポテンシャル Φ は

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + \beta \frac{\partial^2 \Phi}{\partial Z^2} = 0 \quad (7)$$

を満足する。ただし、式(7)は $R=2r/D$, $Z=2z/L$, $\Phi=2\phi/DU$ と無次元化されており、 $\beta=(D/L)^2$ である。

境界条件は $\varphi=0$ のとき、

$$\begin{aligned} Z=1 \text{ で } & \partial \Phi / \partial Z = 1 \\ Z=-1 \text{ で } & \partial \Phi / \partial Z = -1 \\ R=1 \text{ で } & \partial \Phi / \partial R = 0 \\ \theta=0, 2\pi \text{ で } & \partial \Phi / \partial \theta = 0 \\ R, Z \rightarrow \infty \text{ で } & \Phi = 0 \end{aligned}$$

$\varphi=\pi/2$ のとき、

$$\begin{aligned} R=1 \text{ で } & \partial \Phi / \partial R = 1 \\ |Z|=1 \text{ で } & \partial \Phi / \partial R = 0 \end{aligned}$$

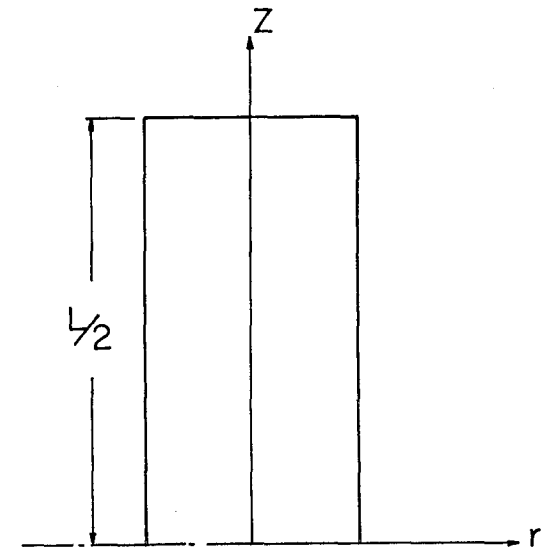
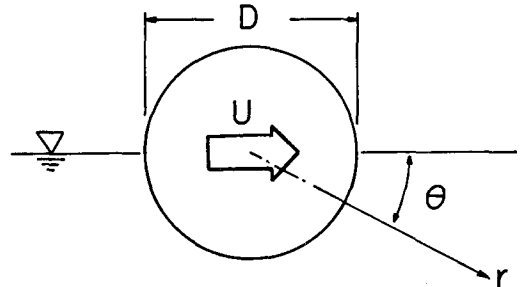


図-4 座標系

$$\theta=0, 2\pi \text{ で } \partial\phi/\partial\theta=0$$

$$R, Z \rightarrow \infty \text{ で } \phi=0$$

で与えられる。

一方、円柱の運動による流体の運動エネルギーから付加質量係数 C_M は

$$C_M = 1 + \frac{4}{\pi} \int \phi \frac{\partial\phi}{\partial N} dS \quad \dots\dots\dots (8)$$

で計算できる。

以上の考えにより、式 (7) を S.O.R. 法で解くことにより、 $L/D=4\sim 15$ の場合について、付加質量係数を求めた。計算は各 L/D に対し、 $\varphi=0$ と $\pi/2$ のケース

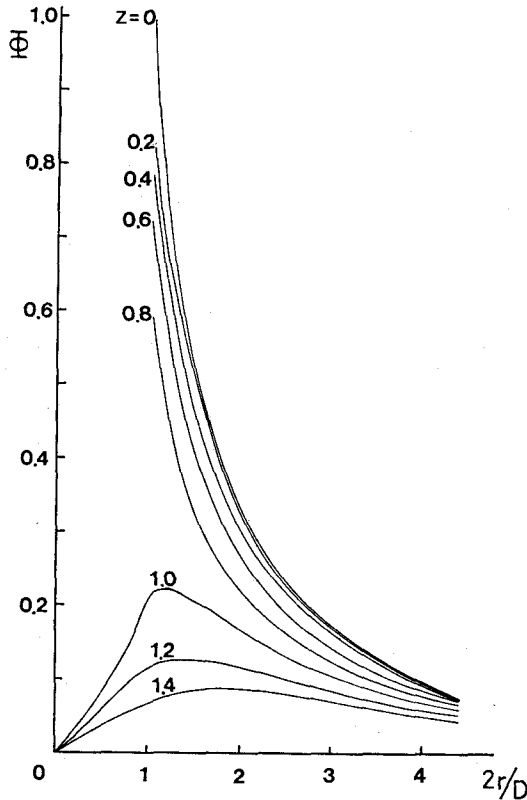


図-5 円柱まわりのポテンシャル分布の計算例 ($\varphi=0$, $L/D=10$)

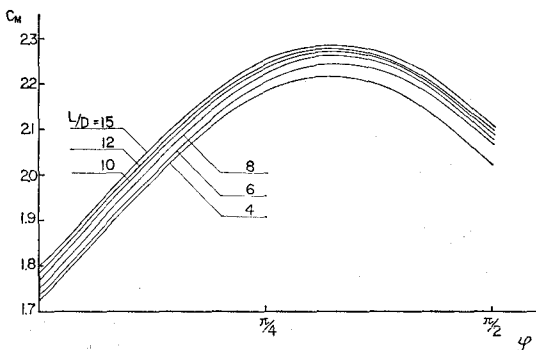


図-6 付加質量係数に関する計算結果

について実施し、任意の φ の値に関しては両者のポテンシャル分布の重ね合せにより解を求めている。図-5 にポテンシャルは分布に関する計算結果の一例を示す。

図-6 に付加質量係数の計算結果を示す。付加質量係数は L/D に比例して大きくなり、角度 φ による変化は、 L/D により多少異なるが、 $\varphi=\pi/3$ 付近で最大となる。

図-7 に数値解の近似曲線を示す。図中、丸印が数値解、実線が近似曲線式 (9) である。

$$C_M = 2.12(L/D)^{0.025}[\sin(\varphi+\pi/6)]^{0.385} \quad \dots\dots (9)$$

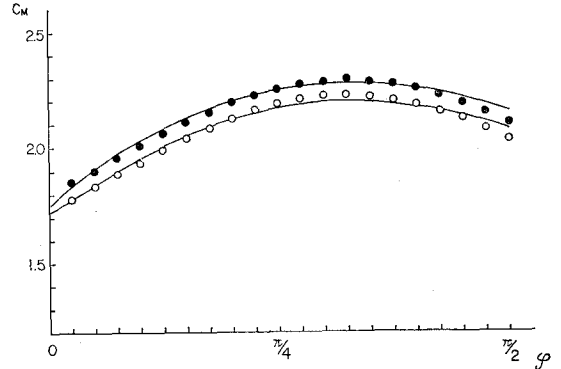


図-7 計算結果と帰値との比較の一例

(2) 水理実験結果

付加質量係数に関する水理実験は、定常流中に円柱を流がし、リン青銅板に衝突させ、その作用力積を歪ゲージで検出する方法を用いた。

実験は $\varphi=0$ と $\pi/2$ の2ケースについて行なわれ、数値解との比較を図-8 に示す。 $\varphi=0$ のケースは比較的良好な一致を示す。 $\varphi=\pi/2$ のケースは実測値にばらつきが大きく、約 20% 程度の誤差がみられる。

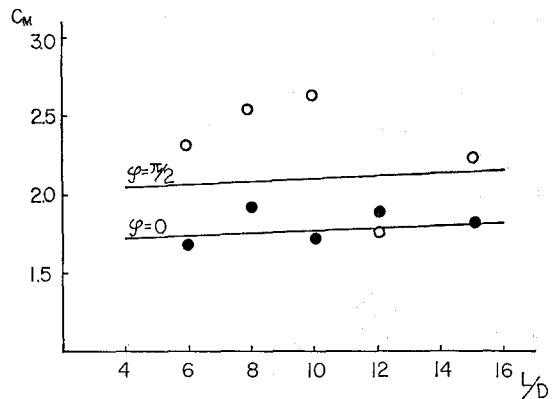


図-8 付加質量係数に関する計算結果と実測値との比較

4. 拡散係数

(1) 水理実験

流木の拡散に関する実験は、抵抗係数の測定に用いた幅 0.8 m の水路を用いた。流木の模型は $D=2.4, 1.8$,

$L/D=8$ のものである。拡散係数の測定は、定常流を用い、投入点 $(0,0)$ から流れ方向に 50 cm 毎に模型の中心位置 (x,y) を読みとり、その分散 $\bar{y}^2$ を計算する方法を用いた。投入時の模型と流れ方向のなす角 φ については $\varphi=0$ および $\pi/2$ を 50 回ずつで、合計 100 回の投入で 1 ケースとした。

(2) 実験結果

流木の拡散に関する測定結果の一例を図-9に示す。図は水路横断方向の通過確率密度を表す。ヒストグラムは実測値、破線は実測した分散を用いた正規分布である。この結果から流木の拡散は正規分布で表わし得ることがわかる。

流木の拡散係数 κ は、 u_s を流速とすると

$$\begin{aligned}\kappa &= \frac{1}{2} \frac{d\bar{y}^2}{dt} \\ &\doteq \frac{1}{2} u_0 \frac{d\bar{y}^2}{dx} \\ &\dots\dots(10)\end{aligned}$$

で与えられる。図-10に拡散係数の流下距離による変化の一例を示す。流下距離が大きくなるとほぼ一定の拡散係数となることからわかる。

以上の考察により、流木の拡散係数の測定値を整理したものが図-11である。図中、縦軸は無次元拡散係数であり、 u_* は対数流速分布を仮定した摩擦速度である。本実験の範囲では無次元拡散係数はほぼ一定となり、

$$\frac{\kappa}{u_* h} = 0.032 \dots\dots(11)$$

で表わされる。

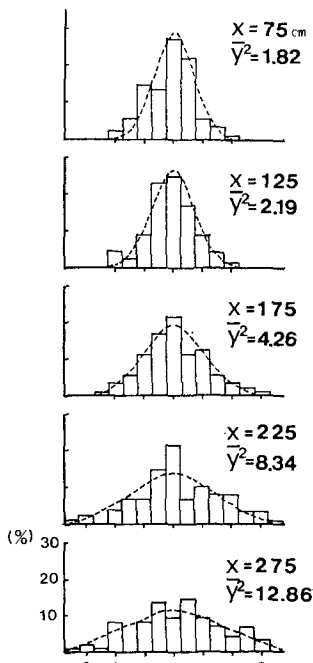


図-9 流木の拡散に関する測定結果の一例

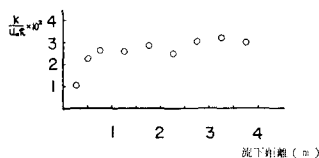


図-10 流下距離による拡散係数の変化

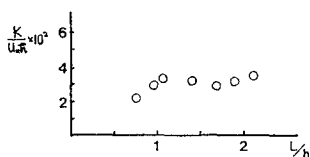


図-11 拡散係数に関する測定結果

5. 流木の運動に関するシミュレーション

(1) 支配方程式と計算法

流木の拡散運動と Basset 項など高次の項を無視すると流木の水平運動の方程式は、

$$\left. \begin{aligned} M \frac{du}{dt} &= \frac{\rho_w}{\rho_p} C'_M M \left(\frac{du_s}{dt} - \frac{du}{dt} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho_w C_x A_x (u_s - u) |u_s - u| \\ M \frac{dv}{dt} &= \frac{\rho_w}{\rho_p} C'_M M \left(\frac{dv_s}{dt} - \frac{dv}{dt} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \rho_w C_y A_y (v_s - v) |v_s - v| \end{aligned} \right\} \dots\dots(12)$$

で表わされる。ここで、 C_x, C_y はそれぞれ x および y 方向の抵抗係数、 A_x, A_y は接水投影面積、 (u, v) は流木の速度、 (u_s, v_s) は流体の速度である。また、 ρ_w は流体の密度、 M は流木の質量そして $C'_M = C_M - 1$ である。

流木の運動の計算は、次の 2 ステップをくりかえる方法を用いる。式 (12) を差分化し、 Δt 時間後の流木の平均的な位置を計算する。次に、流木の拡散を等方性を仮定し、 Δt 時間後の流木の拡散を式 (11) を満たす分散の 1 様分布乱数を発生し、流木の位置を定める。同次に、流木の水平面内での回転運動も拡散運動と同じ分散の正規分布となるものと仮定し、これも乱数により回転角を定め、次のステップのための抵抗係数、付加質量係数を算定する。

(2) 計算結果

流木の運動に関するシミュレーションとしては、まずはじめに、拡散係数を測定した実験例(図-9)の再現計算を試みた。計算は実験と同様に 100 回実施し、水理実験との比較を行った。

図-12 に確率密度分布に関する比較を示す。ヒストグラムは実測値、破線は実測の分散を用いた正規分布、実線は計算結果を表す。計算結果の方が多少小さな分散となるが良好な一致を示す。

次に、波高水深比

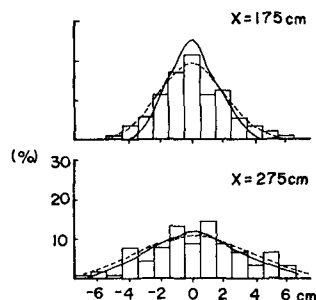


図-12 定常流による流木の運動による計算結果と実測値との比較

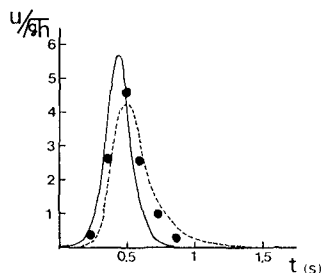


図-13 孤立波を用いた流木の運動に関する計算結果と実測値との比較

0.6 の孤立波を用いた計算結果を図—13に示す。図中、破線は流木の無次元速度、実線は流木の位置における水粒子速度である。黒丸印はビデオカメラを用いた流木の速度に関する実測値である。計算結果は実測に比べ多少小さめになるが、比較的良好な一致といえよう。

6. おわりに

本研究では、流木の運動に関するシミュレーションのための各パラメータ、計算法を検討した。本研究で用い

た流木は最大径 2.4 cm のもので、実際の流木のスケールが相当異なり、この点に実用上の問題点が残されるといえよう。

謝辞： 本研究の一部は科研費（代表 東京大学教授 堀川清司）によった。

参 考 文 献

- 1) 今井 功：流体抵抗の理論，科学，Vol. 28, No. 3, 1958.