

1. まえがき

本論文では、斜張橋補剛桁によく採用される箱型(閉断面)をとりあげて、この断面に作用する定常空気力を、理論的、実験的に、検討している。理論解析は、Roshkoモデル(不連続流理論)の箱型断面への適用により、空気力係数を数値計算した。また、実験は、当社航空機事業部所属川崎2.5m開放型風洞で、二次元部分模型を用いて三分力測定し、実験値と理論値との比較を試みた。

2. 充腹断面に作用する定常空気力

物体に作用する空気力は、断面まわりの流れの状態により決定されるが、充腹断面の場合、特に後流域の影響が大きいと思われる。ところが、後流域における流れの状態は、煙風洞実験からも推定されるように、かなり複雑である。ここでは、流線のはく離点の移動と、後流の圧力低下に着目して、Roshkoモデルにより、不連続流理論の立場から、充腹断面に作用する空気力を検討する。さて、物体に作用する定常空気力は、一般的にLevi-Civitaの式で表わされる。すなわち、抗力X、揚力Y、曲げモーメントM(停留点まわり頭上げを正)は、次式で与えられる。

$$X + iY = -\frac{i}{2} \rho \int_{(閉型)} e^{i\omega} \frac{dW}{dz} dz \quad (1)$$

$$M = \frac{\rho}{2} Rl \int_{(閉型)} [e^{-i\omega(z)} - e^{-i\omega(z^*)}] z \frac{dW}{dz} dz \quad (2)$$

ただし、 ρ は流体密度、 U は流速、 W は複素速度ポテンシャルであり、 ω は次式で定義される関数とする。

$$e^{-i\omega(z)} = \frac{dW}{dz} \quad (3)$$

後流域での圧力低下を考慮するため、後流変数 σ_w を導入する。

$$\sigma_w = (P_\infty - P_w) / \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (4)$$

ただし、 P_∞ は無限遠点の圧力、 P_w は後流の圧力である。

Roshkoモデルでは、 σ_w の効果は、次式で表わされる。

$$\Omega = -\sqrt{\omega^2 + \varepsilon^2} \quad (5)$$

$$\text{ただし } \varepsilon = \frac{1}{2} \log(1 + \sigma_w) \text{ とする。} \quad (6)$$

このとき、関数 $\Omega(z)$ は、物体のまわりの流れの状態を決定する。従って Ω がわかれば、式(1)(2)より空気力が計算できる。

3. 箱型断面に作用する定常空気力

箱型断面のまわりの流れは、ある迎角を境として、流れの状態が変わると考えられる。つまり、微小迎角では、箱型断面の前面の両端で流れが、はく離するが、ある迎角より大きくなると、前面下端の流線が、下面に付着して、はく離は、前面上端

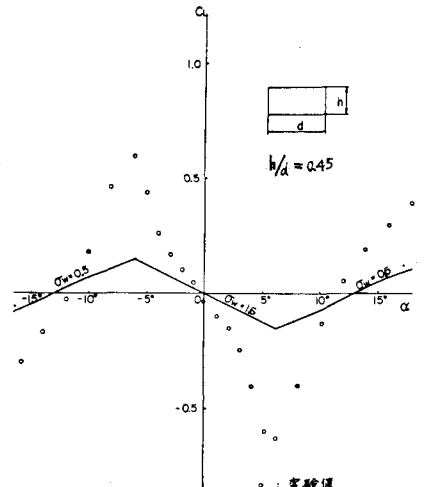


図-1 箱型断面の揚力曲線

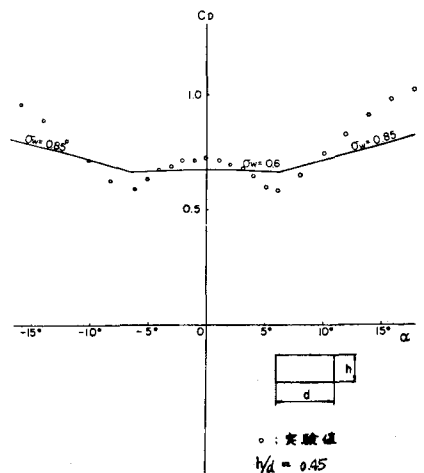


図-2 箱型断面の抗力曲線

と下面後端で生じる。したがって、断面の迎角が微小な領域と比較的大きな領域に分けて、箱型断面の定常空気を考える。

a. 長方形断面の場合

(i) 迎角が微小な領域

$$\Omega = i \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta}}{1 + \zeta e^{i\beta}} \right) + \sum_n A_n \zeta^n$$

(ii) 迎角が大きい領域

$$\Omega = i \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta}}{1 + \zeta e^{i\beta}} \right) - \frac{i}{2} \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta}}{1 + \zeta e^{i\beta}} \right) + \sum_n A_n \zeta^n$$

b. 床版のはり出しがある箱型断面の場合 (図-3)

(i) 迎角が微小な領域

$$\Omega = i \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta}}{1 + \zeta e^{i\beta}} \right) - \frac{i}{2} \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta_1}}{1 + \zeta e^{i\beta_1}} \right) + \frac{i}{2} \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta_2}}{1 + \zeta e^{i\beta_2}} \right) + \sum_n A_n \zeta^n$$

(ii) 迎角が大きい領域

$$\Omega = i \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta}}{1 + \zeta e^{i\beta}} \right) - \frac{i}{2} \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta_1}}{1 + \zeta e^{i\beta_1}} \right) + \frac{i}{2} \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta_2}}{1 + \zeta e^{i\beta_2}} \right) - \frac{i}{2} \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta_1}}{1 + \zeta e^{i\beta_1}} \right) + \sum_n A_n \zeta^n$$

c. 突きの付いた箱型断面の場合 (図-4)

(i) 迎角が微小な領域

$$\Omega = i \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta}}{1 + \zeta e^{i\beta}} \right) - i p_1 \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta_1}}{1 + \zeta e^{i\beta_1}} \right) + \sum_n A_n \zeta^n$$

(ii) 迎角が大きい領域

$$\Omega = i \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta}}{1 + \zeta e^{i\beta}} \right) - i p_2 \log \left(\frac{1 + \zeta e^{-i\beta_1}}{1 + \zeta e^{i\beta_1}} \right) + \sum_n A_n \zeta^n$$

4. 計算結果

一般に、箱型断面では、迎角に依らず後流変数が一定であると仮定することはできないが、空気力係数と迎角の関係と定性的に明らかにするために、後流変数を適当に仮定するのは有効であろう。その関係を、長方形断面の場合について計算した結果が図-1, 2である。理論値は、実験値と定性的にある程度一致している。他の箱型断面については、講演当日発表する予定。

参考文献

- 1) 白石, 小川: 箱型断面に作用する二次元定常空気力に関する自由流れ理論の応用について, 土木論文集 1971
- 2) 佐岡, 小川: 充満断面に作用する定常空気力に関する研究, 川崎技報 46号, 1972
- 3) 小西, 白石, 宇都宮, 小川: 箱型断面に作用する定常空気力に関する基礎的研究, 関西支那 1970

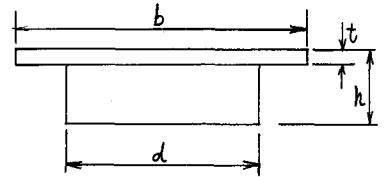


図-3 床版のはり出しがある箱型

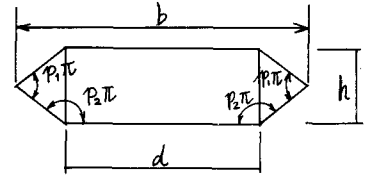


図-4 突起の付いた箱型

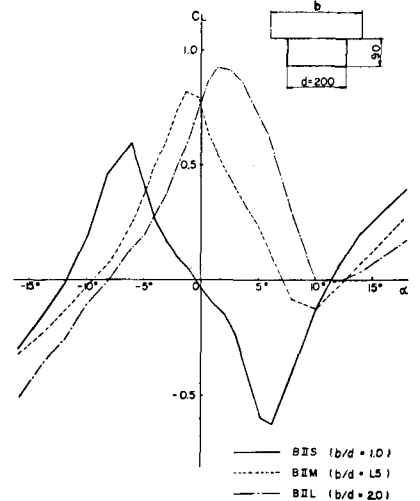


図-5 床版のはり出しと揚力曲線

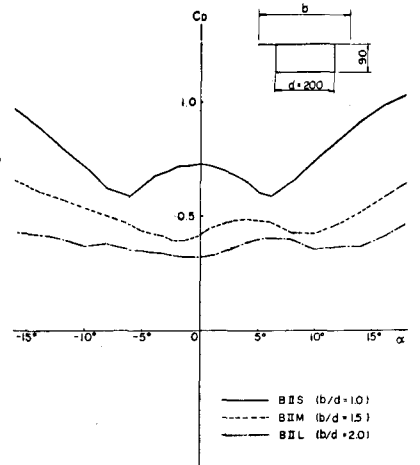


図-6 床版のはり出しと抗力曲線