

海洋構造物研究会昭和57年度 報告

「漂流力の少ない係留法に関する研究」

別所正利 (防衛大学校)

経塚雄策 (防衛大学校)

内 容

	頁
概要	2
1 散乱パワーについて	2
2 漂流力について	5
3 漂流力を小さくするには	7
4 波の全透過について	8
参考文献	10
FIG. 1, 2, 3, 4, 5, 6	

概要

海洋構造物又は船を係留する際に働く漂流力つまり係留索に働く力の時間的平均値は索の強度計算上最も重要な要素である。

そこで、漂流力を精度よく見積る事が出来、また出来得ればそれを小さくする事が出来れば一層有用であろう。

本報告はこのような主旨で先ず漂流力について考察し、従来の漂流力公式をあげ、それを小さくする方法を示し、最後に二次元問題をとりあげて所望の波長で漂流力をなくする事を実験的に示した。さて漂流力の一つの成分は入射波が失う運動量の反力であってそれは散乱パワーを波速で割ったものとして与えられる。もう一つの成分は散乱波の持ち去る運動量の力の方向への分力である。

この考察から波浪中抵抗増加に関するゲリツマの公式はストリップ法によって波が船体から直横に出て行くとする事で得られ、前述の前者つまり散乱パワーを波速に（今は）前進速度を加えたもので割ったものに一致する事がわかった。

次に漂流力を小さくするには反射波を小さくすればよいが浮体を与えられたとするとその造波性能は変えられないから結局係留系のインピーダンスを調整せざるを得ずこの内減衰は有害なので付加する必要はなく結局バネ定数のみが変わる量である。

そこで二次元問題について反射波がなくなるつまり波が全透過する為の条件を求め、実際係留系のバネ定数を調整するだけで任意の波長で反射波をなくする事が出来る事を示し実験例をも挙げておいた。

1 散乱パワーについて

入射平面波の中で浮体が動揺している時に浮体に働く漂流力を考える訳であるが、その前に先ず浮体が発散する波のパワー（散乱パワー）について考えておこう。

遠場における波の振幅は次のように与えられる。

$$\zeta \rightarrow \frac{k e^{-\lambda k r}}{\lambda \sqrt{2\pi\lambda g r}} A(k, \theta), \quad k = \frac{\omega^2}{g}, \quad \text{--- (1.1)}$$

ここに r は原点からの距離, θ は方位角。

振幅 a の平面波が運ぶパワー E は単位幅当り (深海波として)

$$E = \frac{\rho g c}{4} |a|^2, \quad \text{--- (1.2)}^{4)}$$

ここに c は位相速度とする。

であるから, 無限遠方の円筒状検査面から流出するパワー (散乱パワー) W_s は

$$W_s = \frac{\rho g c}{4} \int_0^{2\pi} |\zeta|^2 r d\theta = \frac{\rho c k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |A|^2 d\theta, \quad \text{--- (1.3)}^{4)}$$

このパワーは元来入射波が散乱されたものであるから入射波はこれだけのパワーを失ったことになる。

あるいはもっと一般的に考えて浮体が波力を吸収するとか, 渦あるいは摩擦抵抗によって失ったパワーを W_{ab} とすると入射波の失ったパワー W_{los} は

$$W_{los} = W_{ab} + W_s, \quad \text{--- (1.4)}$$

所で一方振幅 a の平面波の運動量流束 (Momentum flux) は波の進行方向に

$$M = \frac{\rho g}{4} |a|^2 = E/c, \quad \text{--- (1.5)}^{3)}$$

であるから入射波が (1.4) だけの運動量を失うとすれば浮体はその反力として

$$D_M = \frac{W_{los}}{c}, \quad \text{--- (1.6)}$$

だけの抵抗 (Momentum Drag) を受ける事になる。

(1.3) を使うと

$$D_M = \frac{W_{ab}}{c} + \frac{W_s}{c} = \frac{W_{ab}}{c} + \frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |A|^2 d\theta, \quad \text{--- (1.7)}$$

入射波の方向が力の方向と α だけ違う場合は上式右辺に $\cos\alpha$ をかけるはよい。

2次元問題では(1.2)から直ちに

$$W_s = \frac{\rho g c}{4} \{ |A^+|^2 + |A^-|^2 \}, \quad \text{--- (1.8)}$$

ここに

$$\xi \longrightarrow \begin{cases} A^+ e^{-ikx}, & \text{for } x > 0 \\ A^- e^{-ikx}, & \text{for } x < 0 \end{cases} \quad \text{--- (1.9)}$$

$$\begin{aligned} D_M &= \frac{W_{ab}}{c} + \frac{\rho g}{4} \{ |A^+|^2 + |A^-|^2 \} \\ &= \frac{\rho g a^2}{4}, \quad \text{--- (1.10)} \end{aligned}$$

但し a は入射波振幅とする。

それ故ストリップ法を使うとすると横揺れによる波は無視出来るとして

$$\left. \begin{aligned} A^+ &= (A_s U_r + A_H v_r) / i\omega \\ A^- &= (-A_s U_r + A_H v_r) / i\omega \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (1.11)}$$

A_s, A_H は夫々左右, 上下揺れの振幅比

U_r, v_r は夫々左右, 上下揺れの水との相対速度振幅

と書けるから

$$\begin{aligned} \rho g c \{ |A^+|^2 + |A^-|^2 \} &= \frac{2\rho g^2}{\omega^3} \{ |A_s U_r|^2 + |A_H v_r|^2 \} \\ &= 2 \{ N_s |U_r|^2 + N_H |v_r|^2 \}, \quad \text{--- (1.12)} \end{aligned}$$

N_s, N_H は夫々の減衰係数

となる故

$$W_s = \frac{1}{2} \int [N_s |U_r|^2 + N_H |v_r|^2] dx, \quad \text{--- (1.13)}$$

これによる漂流力成分は

$$D_M = \frac{W_{ab}}{c} + \frac{1}{2c} \int [N_s |U_r|^2 + N_H |v_r|^2] dx, \quad \text{--- (1.14)}$$

さてこの式において $c = \omega/k$ であるから直ちに下記のケリッ

マの簡略化抵抗公式が想起される。

$$R = \frac{k}{2We} \int N_H |v_H|^2 dx \quad \text{--- (1.15)}^{2)}$$

$We/k = C+U$ であるから、これは(1.14)の前進速度がある場合への拡張となつてゐるし、また(1.14)において C を $(C+U)$ とおけば左右ゆれのある場合へのゲリツマ公式の拡張ともなる。

この事から従来物理的意味が不鮮明と言われていたゲリツマの公式の意味が明らかになつて来る。

つまり、ゲリツマ公式は散乱パワーを $(C+U)$ で割ったものであつてストリップ法に忠実に散乱パワーを算出すると元の公式にあるような附加質量項も含まれる事になるが直観的には(1.15)のように与えられる。

その意味は 入射波が失う運動量の見返りとしての抵抗、つまり運動量抵抗である。

2 漂流力について

前節では入射波の運動量損失に起因する漂流力成分について述べたが明らかに発散波そのものも夫々の方向に運動量を持ち去るのでそれについても考えねばならない。

θ 方向に出て行く波はその方向に運動量(1.5)を持ち去るのでその x 方向成分は(1.3)と同様にして計算出来

$$(D_R)_x = \frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |A|^2 \cos\theta d\theta \quad \text{--- (2.1)}$$

y 成分は $\cos\theta$ の所を $\sin\theta$ に置きかえるだけである。それ故(1.7)を加えて全漂流力は

$$D_x = (D_M)_x + (D_R)_x = \frac{W_{ab}}{C} \cos\alpha + \frac{\rho k^2}{8\pi} \int_0^{2\pi} |A|^2 (\cos\alpha + \cos\theta) d\theta \quad \text{--- (2.2)}$$

となつてよく知られた公式が得られる。⁴⁾

2次元理論では丸尾の公式により

$$D = \frac{\rho g}{4} [a^2 + A_R^2 - A_T^2] \quad \text{--- (2.3)''}$$

が与えられ、運動量の関係がよく見える。

A_R : 反射波振幅, A_T : 透過波振幅

(1.10) の関係を入れると

$$D = \frac{W a b}{C} + \frac{\rho g}{2} A_R^2 \quad \text{--- (2.4)}$$

これらの式から先ず波エネルギーを完全に吸収している時は $A_R = A_T = 0$ なのて

$$D = \frac{\rho g}{4} a^2 \quad \text{for } A_R = A_T = 0 \quad \text{--- (2.5)}$$

全反射しているならば

$$D = \frac{\rho g}{2} a^2 \quad \text{for } A_R = a, A_T = 0 \quad \text{--- (2.6)}$$

全透過ならば

$$D = 0 \quad \text{for } A_T = a, A_R = 0 \quad \text{--- (2.7)}$$

となり、漂流力をなくするには波を全透過させねばならない事がわかり、又(2.4)から反射波をなくしても波吸収があればその分だけ漂流力が残る。完全吸収時には全反射時の半分になる事もわかる。

ストリップ法では波は船体に対し真横に出行くので真横の方向への力は前節と同様(2.4)式によるならば ($A_R = A_T$ として)

$$D = \frac{W a b}{C} + \frac{\rho g}{2 \omega^2} \int |A_s U_T + A_H V_T|^2 dx \quad \text{--- (2.8)''}$$

これから α の角度の方向の力は上式に $\cos \alpha$ をかければよい事は明らかであろう。

上述の式はすべて真横から波を受ける場合であって、入射波の方向が真横から α_i の時は(2.2)の $\cos \alpha$ の所に $\cos(\alpha - \alpha_i)$ を入れ、(2.8)のかわりに

$$D = D_M \cos(\alpha - \alpha_i) + D_R \cos \alpha, \quad \text{--- (2.9)}$$

D_M は(1.14)で与えられ

$$D_R = \frac{\rho g}{4\omega^2} \int \left[|A_s u_r + A_H v_r|^2 - |A_s u_s + A_H v_r|^2 \right] dx \quad \text{--- (2.10)}$$

とする。

これから明らかな様に船首尾方向には発散波による成分 $D_R \cos \alpha$ は消えるので前節で考えた成分のみとなり、ゲリツマ公式がストリップ法による抵抗増加式として正しい事がわかる。

3 漂流力を小さくするには

以上の考察から漂流力の最小値は0であってそれを小さくするには反射波を小さくすればよい事がわかり、また粘性等による減衰、波力吸収等は望ましくない事もわかる。

そのストリップ法による近似式は(2.9)で与えられ、船型が決まり、入射波が与えられれば一義的に決まる事になるが、漂流力が問題になるのは係留時であるから、係留の方法によつては船の運動が変化し、発散波の振幅が変わるので漂流力も変化するであろう。

それ故積極的に係留の方法を加減して反射波を少なくすれば漂流力を小さくする事が出来るはずである。

つまり係留系のイम्ピーダンスを変える事によつて漂流力を小さくする事が可能であるように見える。

このイम्ピーダンスの内レズスタンス(減衰)成分は上述の理由により望ましくないのを考える必要はなく、又、リアクタンス(質量、バネ)成分の内質量成分はあまり変更の余裕はなくそれに $(\omega M - k/\omega)$ の形で関係するのイバネ定数 k の加減によつても補なえるのイやはり考える必要はないとしてよく結局バネ定数のみ加減可能となり、それのみ考えればよい。

この点からは所謂緊張係留の方がバネ定数の加減に都合がよいようにも考えられるが、バネ定数の大きき次第イは普通の場合イも係

留用機器のインピーダンスを調整して反射波を小さくする事が考えられる。

この考えをもう少し拡張すればそれを計算機制御する事によつてすべての波長において漂流力をなくする事も可能かもしれない。

4 波の全透過について⁵⁾

前節の考察に基づいて先ず手始めに2次元問題から考えよう。

FIG.1のように筒状浮体が係留されているものとし、係留索のバネ定数 k_m は可変であるとし、それを加減して反射波をなくする、つまり波が全透過する条件を求めよう。

また簡単の為に係留点を中心線上で横揺れ波を点とすれば横揺れによる発散波はなくなつて横揺れ運動を考える必要はない。

さてこの時反射波の振巾は

$$A_R = \frac{1}{2} \left(\frac{H_2}{H_2} + \frac{H_1}{H_1} \right) + i k \left(\zeta_1 H_1 + \zeta_2 H_2 \right), \quad \text{--- (4.1)}$$

ここに H_1, H_2 は夫々左右揺れ, 上下揺れのコッチン関数。

ζ_1, ζ_2 は夫々左右揺れ, 上下揺れの振巾。

運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} \zeta_1 + Z_{13} \zeta_3 &= -\rho g H_1 / i \omega \\ Z_{22} \zeta_2 &= -\rho g H_2 / i \omega \\ Z_{31} \zeta_1 + Z_{33} \zeta_3 &= -\rho g H_3 / i \omega \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (4.2)}$$

で与えられるが横揺れ ζ_3 の第3式は上記のように考えれば不要でそれを消去して

$$\left. \begin{aligned} Z'_{11} \zeta_1 &= -\rho g H_1 / i \omega \\ Z_{22} \zeta_2 &= -\rho g H_2 / i \omega \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (4.3)}$$

のようにする事が出来る。

これを解いて

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1 &= \frac{i \rho g H_1}{\omega Z'_{11}} \\ \zeta_2 &= \frac{i \rho g H_2}{\omega Z_{22}} \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (4.4)}$$

今

$$\left. \begin{aligned} Z'_{11} &= \rho \omega |H_1|^2 \sec \beta_1 e^{i\beta_1} \\ Z_{22} &= \rho \omega |H_2|^2 \sec \beta_2 e^{i\beta_2} \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (4.5)}$$

のように β_1, β_2 を定義し、さらに

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= |H_1| e^{i\alpha_1} \\ H_2 &= |H_2| e^{i\alpha_2} \end{aligned} \right\} \quad \text{--- (4.6)}$$

のように α_1, α_2 を定義して (4.4) の解を (4.1) に代入して整理すれば

$$A_R = -\frac{1}{2} \left[e^{2i(\alpha_1 - \beta_1)} + e^{2i(\alpha_2 - \beta_2)} \right] \quad \text{--- (4.7)}$$

を得る。

よって故 $A_R = 0$ になる為には

$$\alpha_1 - \beta_1 = \alpha_2 - \beta_2 + \frac{\pi}{2} \pm m\pi \quad \text{--- (4.8)}$$

となればよい。

この条件を満たすように β_1, β_2 を選ぶ、今はバネ定数を変えればよい訳である。

この関係は FIG. 2 (平板), 3 (円筒), 5 (ルイスフォーム FIG. 4) に示すように、まず $(\alpha_1 - \alpha_2)$ の図を描き、バネ定数を適当にえらんで $(\beta_1 - \beta_2 \pm \frac{\pi}{2})$ の図を描けばその交点が反射波 0 の点である。

なお全反射の条件は (4.8) と $\frac{\pi}{2}$ だけ異り、同様図中に示してある。このようにして容易に全透過の条件からバネ定数が求まるが、以下特徴的な事を列挙しよう。先ず波数 0 の点はバネ定数に関わらず常に全透過であるがこれは自明であろう。

次にバネ定数が 0 か非常に弱い時平板円筒等は全波数にわたり全

透過の点はない。ルイス断面でも次の全透過の点は波数のかなり大きい点にある。逆にバネ定数無限大(固定)の場合も波数0の点のみ全透過である。

バネ定数が小さい所から大きくなるにつれて全透過の波数が1つ以上現われ、次の全透過波数はバネ定数の小さい方が小さい。

FIG-6 はバネ定数の小さい場合と大きい場合の反射係数の実験値の例である。

反射係数 C_R がわかれば (2.4) により漂流力は

$$D = \frac{\rho g a^2}{2} C_R^2 \quad \text{--- (4.9)}$$

と与えられるので図の Δ 印の場合などはかなり広範囲に亘って漂流力は小さいと予想される。こゝで注意すべき事は漂流力は波振幅の自乗に比例し直接は波長と関係しない事である。

従って波長は小さくとも波高が大きければ大きいから、波のエネルギー・スペクトルの最高点を目標にして漂流力の減少を計画すればよい事になる。

参考文献

- 1) 日本造船学会, 耐航性シンポジウムテキスト 昭和44年
- 2) 日本造船学会, 第2回耐航性シンポジウムテキスト 昭和52年
- 3) Longuet-Higgins, M.S., P.R.S. A.352. PP 463-480 (1977)
- 4) 別所, 「水波工学入門」 造船学会誌, 634 (昭和57年4月)
- 5) 別所他, 波の全反射について, 造学論文集, 第151号, 昭和57年6月, PP. 43-48.

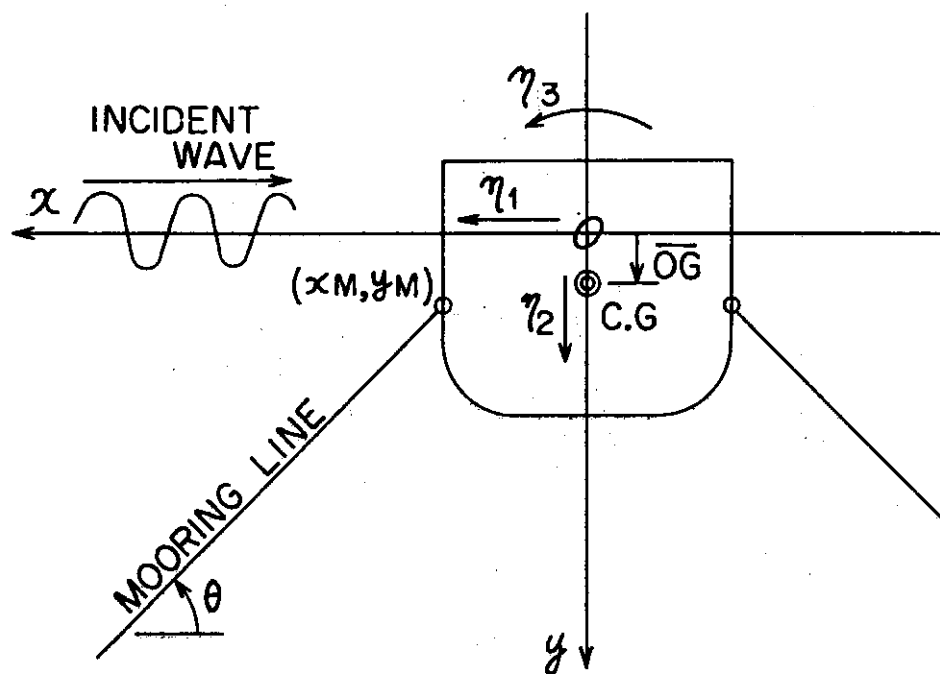


Fig. 1 Coordinate System

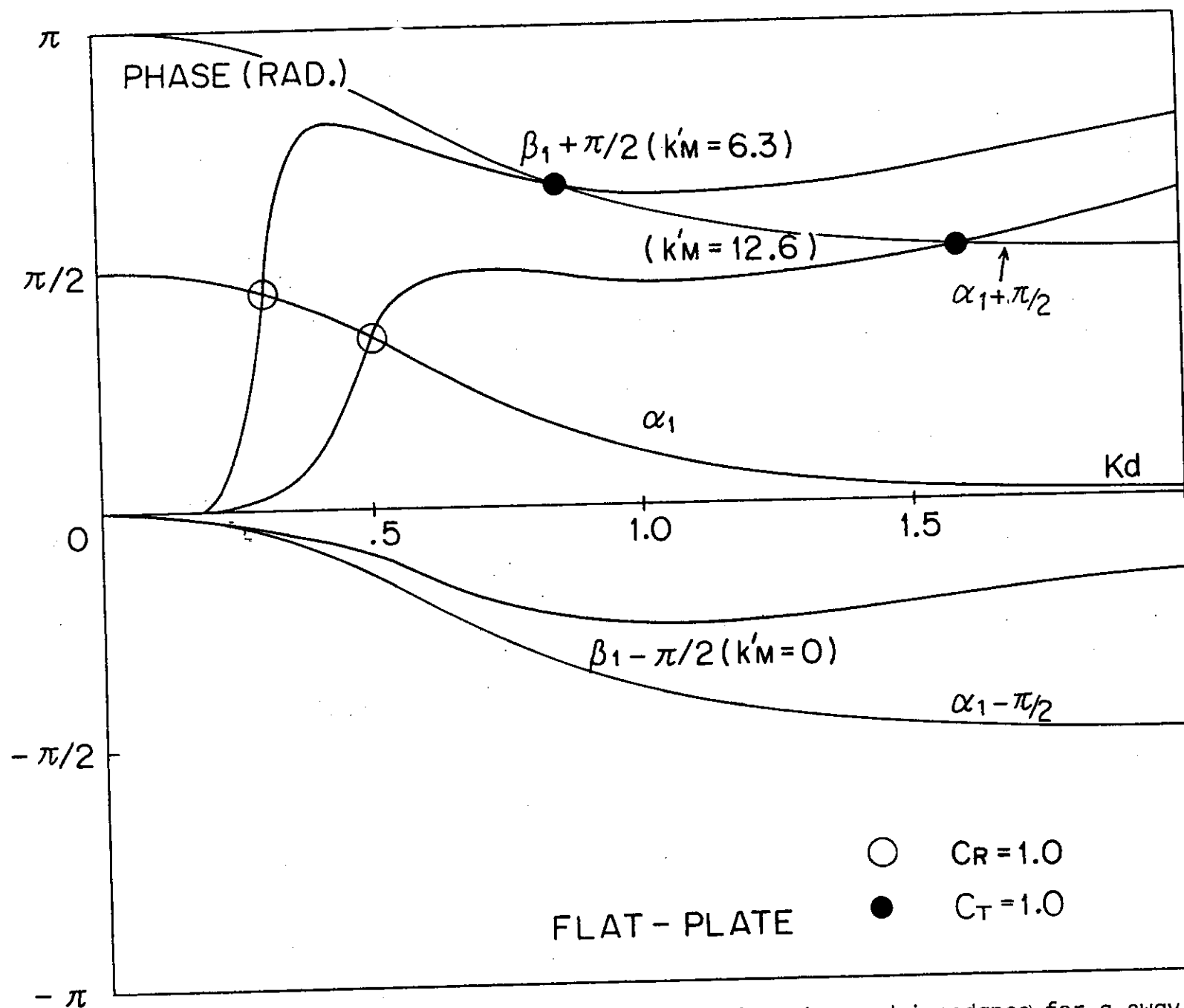


Fig. 2 Phases of Kochin function and impedance for a swaying plate

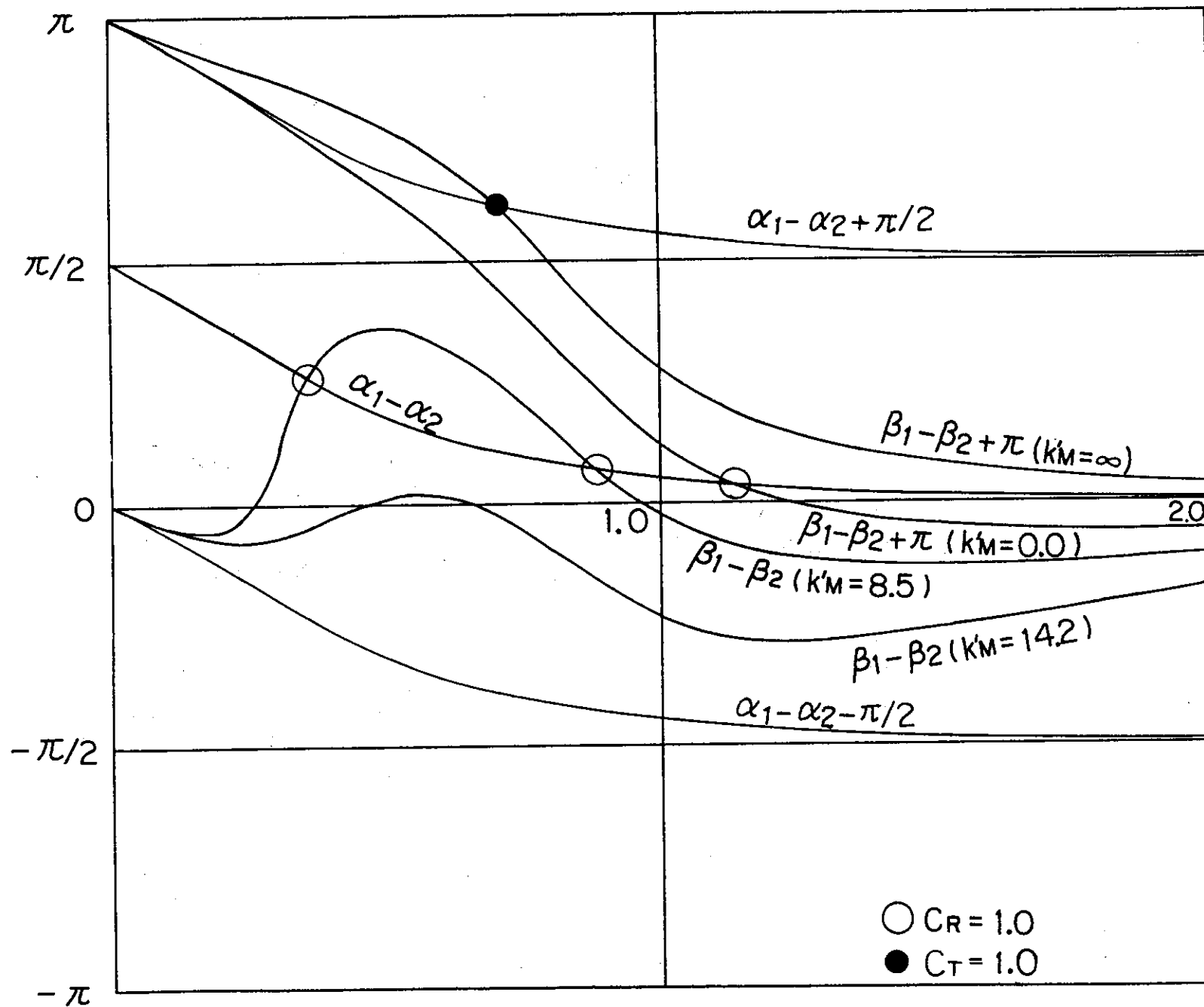


Fig. 3 Phases of Kochin functions and impedances for a swaying circular cylinder

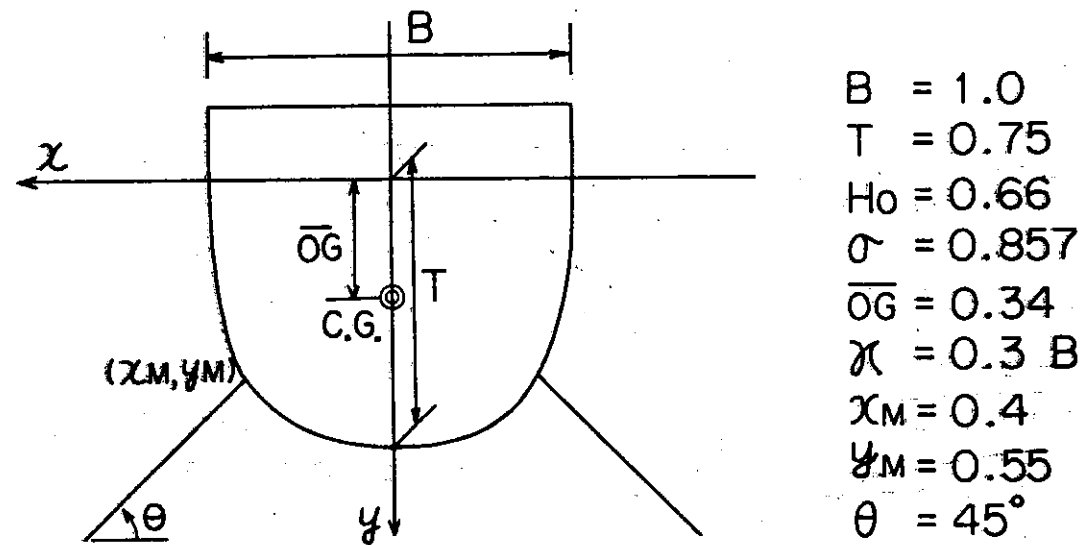


Fig.4 Mooring of a Lewis Form Cylinder

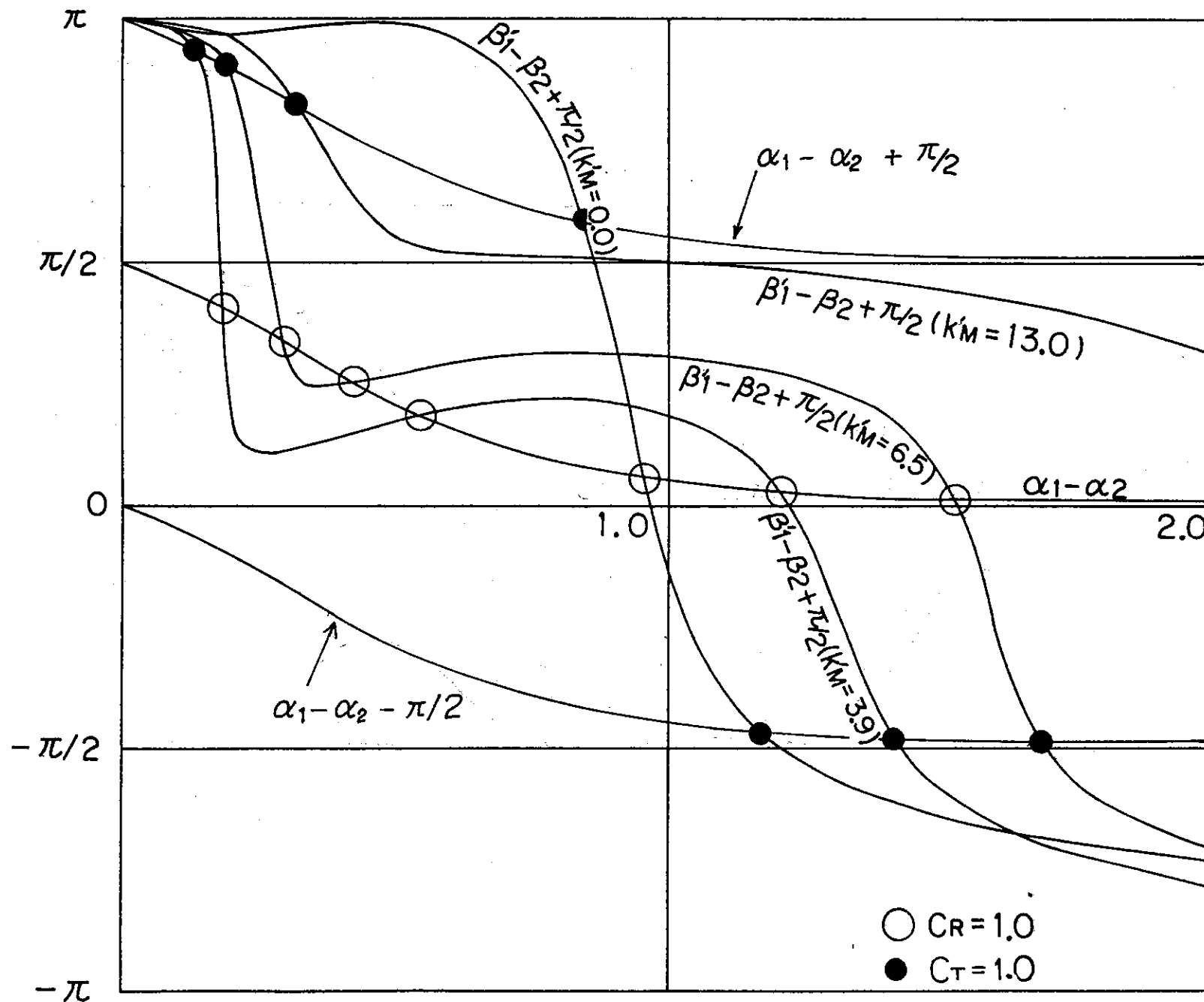


Fig. 5 Phases of Kochin functions and impedances for a Lewis form cylinder in three degree of freedom

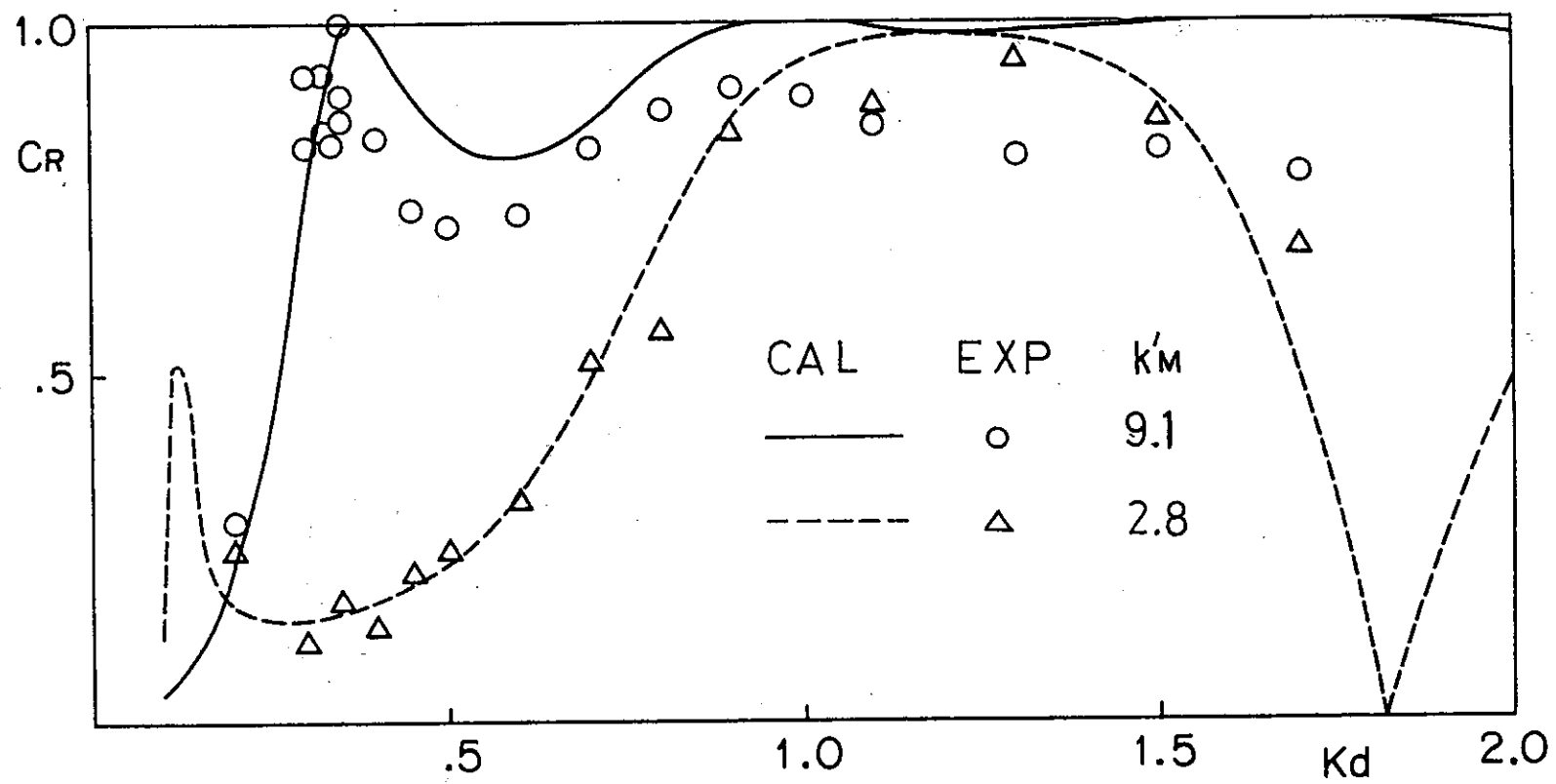


Fig. 6 Reflection coefficient of the circular cylinder