

係留船の長周期運動について

大阪大学工学部

神戸商船大学船貨輸送研究施設

大阪大学大学院

正員 榎木 亨

正員 久保雅義

学生員 京谷光高

1. 緒言

荒天時に船を港内に係留しておくと、1分～2分程度の周期で変位の大きな船体運動が生じる。このような運動は船の係留索をバネとし、船を質量とする振動系の固有周期が1分～2分であるために生じる現象である。この長周期船体運動は変位が大きいため係留索を切断したり、岸壁へ船を衝突させる原因となり、その結果船の損傷又は岸壁のフェンダーの破損を生じる。したがって、種々の係留施設の設計をする場合、この運動の解析は重要な事項と考えられる。特に荒天時、港内に係留したまま船が荒天をしのげるか否かという港内避泊の問題は、係留索が切れるか否かによって決定されるから、このような長周期の船体運動の特性を充分把握した上で、港内避泊の問題を議論する必要がある。このような長周期の船体運動を生じる原因の一つとして *slow drift oscillation* があげられ、その研究が盛んに行われてきているが、このほかにも吾周期の船体運動の原因としては、長周期波による強制振動、係留索のバネ定数の非線型性によるもの、過渡現象として生じる自由振動などがよく知られている。これらは従来別々に議論されているが、ここでは港内係留という立場からそれぞれについて考察を行い、最後に原因別の長周期船体運動の大きさの比較検討を行ったので、その結果について報告する。

2. 長周期の船体運動について

係留船が長周期運動を行う原因として緒言でも述べたように主として4つに分けられるが、以下これらについて順次考察を加えてゆく。

2-1. 非対称係留¹⁾

現地における係留船の場合、Swayingの拘束力 R は船が岸から離れる場合の係留索による係留力と船が沖から岸の向きにフェンダーを押す時のフェンダーの反撥力より成り立っている。この拘束力とSwayingの変位との関係を示すと図1のようになるが、両者のバネ定数の比は1:100～1:1000にも及び。このように左右のバネ定数異なる場合の係留を以下、非対称係留と呼び、左右のバネ定数が等しい場合を対称係留と呼ぶ。非対称係留の例として、ここではSwaying motionを考えることにする。Swayingのみの運動方程式は式(1)によって示される。

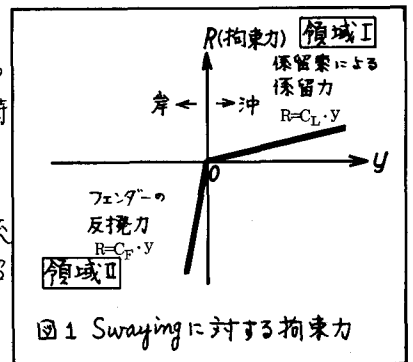


図1 Swayingに対する拘束力

$$M_S \ddot{y} + N_S \dot{y} + R = M_S \dot{V} + N_S V$$

$$\dot{V} = \frac{H_I \cdot g}{d} \cdot \frac{\sin^2 k l}{k l} \cdot \frac{\sinh k h - \sinh k(h-d)}{\cosh k h} \cdot \frac{\cos k y_0 - \cos k(B+y_0)}{2 \sin^2 k l} \cdot \sin \omega t$$

$$\dot{V} = \hat{V} \sin \omega t, \quad V = -\frac{\hat{V}}{\omega} \cos \omega t = \hat{V} \cos \omega t$$

(1)

ここで、 M_S はSwayingのみかけ質量、 N_S はSwayingの減衰係数で、ここでは自由振動実験により求めたものを使用している。 y はSwayingの変位量、 H_I は入射波高、 g は重力加速度、 d は吃水、 k は波数、 B は船巾、 l は船の半巾、 h は水深、 r は船の中心から岸壁までの距離、 $y_0 = r - l$ 、 ω は波の角周波数、そして t は時間である。さらに係留力 R は図1に示したような非対称バネで構成されているものとする。この場合の解を求める方法として、著者は図1の領域Iと領域IIの線型方程式の厳密解を求め、IからII、IIからIへ移る時は、前の領域での $y = 0$ および $\dot{y}$ から自由振動項の積分定数を定めて解を求める方法を用いた。このような方法で得た数値計

算結果を検証するために、長さ15m、巾5m、深さ0.5mの水槽で縮尺1/50の模型船を用いて実験を行なったが、実験結果の一例を示すと図2のようになる。この図からわかるように、Swayingは長周期の運動と短周期の運動から成り立っている。短周期の運動は波の周期と対応するが、長周期の運動は船のSwaying固有周期 T_n の半分に対応する運動である。この場合 m 波に対して一度船が岸壁に衝突する時、モード m の運動を行っていると呼ぶことにする。以上のようにして得た実験結果と、前述の数値計算結果を比較したのが図3である。この図より理論と実験はオーダー的にはあっているのがわかる。図中の m はモードを示している。これらの結果から係留系の非対称性のために、船の固有周期の半分の周期の長周期運動がやはり周期領域で誘発されるのがわかる。このように非対称係留におけるSwayingはフェンダーの固有周期（フェンダーのバネ定数は大きいので固有周期は小さい）と係留索の固有周期（バネ定数が小さいので固有周期は大きい）の間の非常に広い周期領域に亘って共振を生じる。そしてフェンダーと係留索のバネ定数の比が大きければ大きい程、共振特性は巾の広いものになるが、フェンダーのバネ定数が係留索のバネ定数に近づけば、短周期側での共振はなくなるはずである。図3中の○印はフェンダーのバネ定数も係留索のバネ定数に等しくした場合の係留索の変位の実験値であるが、変位が1桁小さくなり、共振が生じないのがわかる。またOEPは10sec近くでpeakをもつが、これはRollingの共振による係留索の伸びである。図中の点線は矩形断面浮体に対するポテンシャル理論²⁾より求めた結果である。現実の港では着岸時の船体運動のエネルギー吸収のために取り付けられたフェンダーと係留索により船を係留する方法が一般的にとられているけれども図3からわかるように非対称係留では対称係留に比べてSwaying変位が著しく大きくなり、係留方法としては好ましくないことがわかる。そこで何らかの方法により対称係留にすれば、係留船舶の安全は向上するはずである。以下対称係留にした場合の長周期の船体運動について考察を行う。

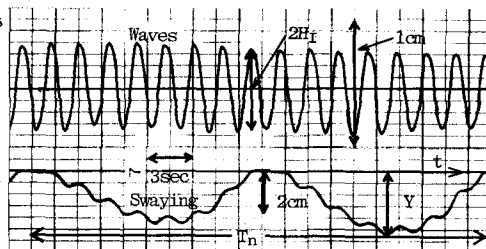


図2 非対称係留時のSwaying波形

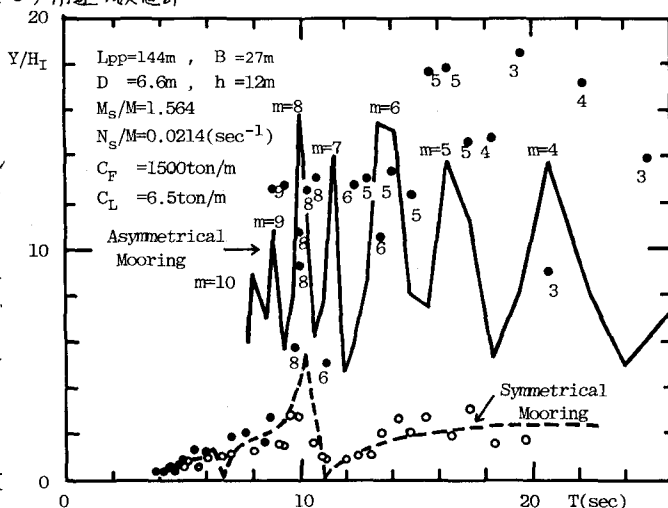


図3 非対称係留におけるSwayingの共振特性

図3中の○印はフェンダーのバネ定数も係留索のバネ定数に等しくした場合の係留索の変位の実験値であるが、変位が1桁小さくなり、共振が生じないのがわかる。またOEPは10sec近くでpeakをもつが、これはRollingの共振による係留索の伸びである。図中の点線は矩形断面浮体に対するポテンシャル理論²⁾より求めた結果である。現実の港では着岸時の船体運動のエネルギー吸収のために取り付けられたフェンダーと係留索により船を係留する方法が一般的にとられているけれども図3からわかるように非対称係留では対称係留に比べてSwaying変位が著しく大きくなり、係留方法としては好ましくないことがわかる。そこで何らかの方法により対称係留にすれば、係留船舶の安全は向上するはずである。以下対称係留にした場合の長周期の船体運動について考察を行う。

2-2. 長周期波による強制振動

対称係留にした場合SwayingやSurgingの共振周期³⁾は1分～2分程度になるので、1分～2分の長周期波による共振特性がまず問題になる。対称係留の場合は式(1)の係留力 R を

$$R = C_L \cdot \gamma \quad (2)$$

とおくことができる。これを式(1)に代入し、両辺を $M\ddot{y}$ で割ると

$$\ddot{y} + 2\epsilon\dot{y} + n^2y = \hat{V}\sin\omega t + 2\epsilon\hat{V}\cos\omega t = \text{Amp}\sin(\omega t - \theta) \quad (3)$$

$$2\epsilon = N_s/M_s, \quad n^2 = C_L/M_s, \quad \theta = \tan^{-1} 2\epsilon/\omega$$

を得る。このより波による強制振動の振幅増巾率は式(4)で与えられる。

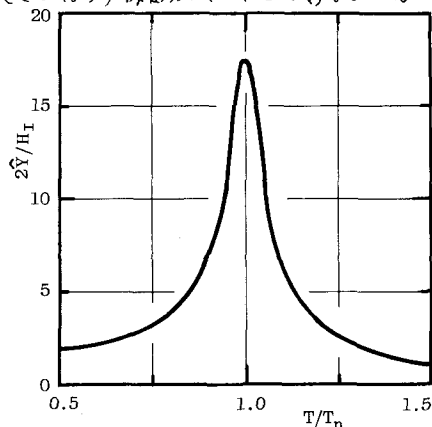


図4. 長周期波に対する共振特性

$$\dot{y}/H_s = \text{Amp} / \sqrt{(n^2 - \omega^2)^2 + 4\epsilon^2 \omega^2} \quad (4)$$

ここで $\dot{y}$ は Swaying の振巾を示す。図4は長周期波に対する Swaying の共振特性を示したものであるが、固有周期近傍において著しく振巾増巾率が大さくなるのがわかる。図5は港内の検潮儀に現れた荷役中止時の長周期波の波高分布を示したものである。なおこの場合、縦軸は年間の荷役中止時間を示しており、資料は3ヶ年分のものを使用している。この図より低気圧により生じた長周期波のために荷役はよく中止されるが、長周期波の振巾そのものは小さい。一方台風の場合には荷役中止時間は少ないが、振巾は大きいところまで生じているのがわかる。図4の振巾増巾率とこの長周期波の波高を考慮すると、低気圧の場合には長周期の船体運動はそれほど大きくないかも知れないが、台風の場合にはかなり大きくなることが予想される。長周期の船体運動は実験室内で長周期波を発生させることが困難であるため、著者は現地観測においてこの運動を実測した。すなわち、著者は知歌山北港においてポテンツォメータを利用した Surging 計測装置を用いて Surging の実測を行った。一方 Surging の方程式は Swaying の場合と同様に式(5)で与えられる。

$$M_s \ddot{x} + N_s \dot{x} + C'x = M_s \sum_{i=1}^n \dot{U}_i + N_s \sum_{i=1}^n U_i \quad (5)$$

ここで M_s , N_s それと C' はそれぞれ Surging の場合のみかけ質量、減衰係数およびバネ定数を表している。これらは実験室での自由振動試験より求めた。ここで $M_s = M$ (船の質量)、 $N_s = 0.002 M_s$ (ton/sec) を用いている。 $\dot{U}_i$ または U_i は式(1)の $\dot{V}$ および V に含まれる船中 B と船の長さ L に変えることにより得られる。船体運動と同時に波高観測も行い、それを調和解析して成分波による波浪外力を式(5)により与えると不規則波による船体運動が得られる。この場合、船体運動の初期条件は Surging の実測値より与えている。図6の(a)の実線は以上の方法により得た理論値であり、点線はその時の実測値である。実測値と計算値は一致しているが、これは観測した波をすべて Surging 方向の波として評価したためであると考えられる。図7はこの時の成分波高スペクトルを示したものであるが、この図より短周期波の卓越しているのは 13 sec までであるのがわかるので、14 sec 以下の周期の波とそれより長い周期の波に分けて式(5)の外力として与え、計算した結果が図6の(b)と(c)である。これより長周期の船体運動を生じる原因となるのは成分波高は小さいけれども、長周期側の波であることがわかる。

2-3・岸壁前面での slow drift oscillation

港内に係留している場合には岸壁があるので、漂流力を考える場合にも、岸壁の影響を考える必要がある。いま図8に示すように岸壁前面に船が係留されているものとする。この場合漂流力を、無限水深で岸壁がない場合における丸尾理論⁽⁴⁾と同様に、運動量の保存則より求めることにする。この時の検直面として入射波の来る S_∞ と岸壁 S_r の二つをとることにする。この場合の運動量の変化は式(6)で与えられる。

$$\frac{dM}{dt} = \rho \int_{-h}^{S_\infty} V_\infty^2 dz + \int_{-h}^{S_r} P_\infty dz - \rho \int_{-h}^{S_r} V_r^2 dz - \int_{-h}^{S_r} P_r dz - F_y \quad (6)$$

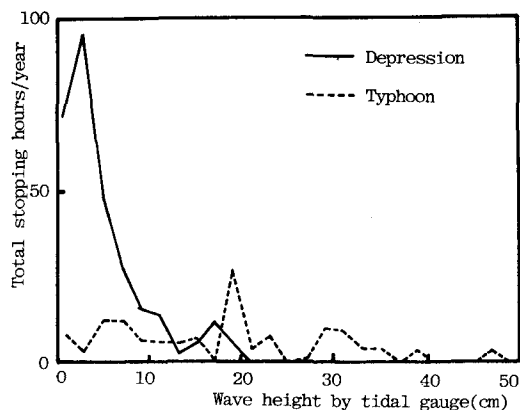


図5. 荷役中止時に港内の検潮儀に現れた長周期波の波高分布

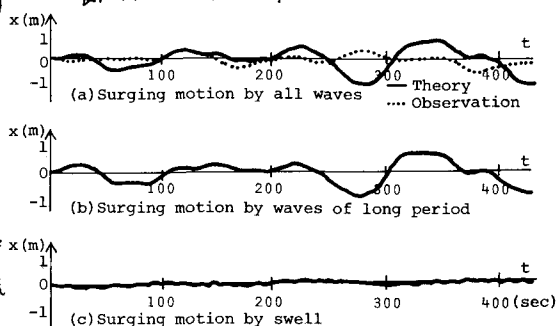


図6. Surging の実測値と理論値の比較

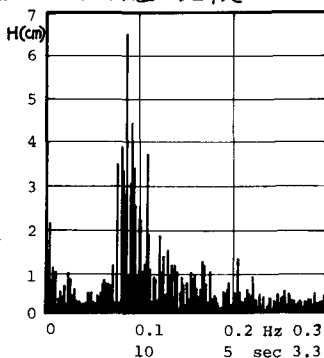


図7. 港内波浪の観測例

ここで V は y 方向の流速, F_y は物体の単位長さ当りの y 方向の力, ζ は水面変動, そして各添字は図8に示した検査面の y 座標を示すものである。ベルヌーイの定理により検査面に作用する圧力 P は次式で与えられる。

$$\frac{P}{\rho} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] - gz \quad (7)$$

また境界条件として検査面 Sr では y 方向の流速が 0 となる。

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_r = 0 \quad (8)$$

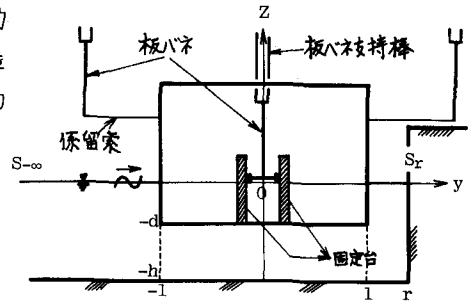


図8 Slow drift oscillation の実験装置図

となる。以上の関係を式(6)に代入して時間平均をとると次式が得られる。

$$F_y = \frac{1}{2} \rho \int_{-h}^0 \left[\overline{\left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2} - \overline{\left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2} \right] dz - \rho \left[\zeta_\infty \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_\infty - \zeta_r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_r \right]_{z=0} - \frac{1}{2} \rho g (\zeta_\infty^2 - \zeta_r^2) \quad (9)$$

ここで $\Phi = \phi e^{i\omega t}$ の実数部分と置き, 更に波高をポテンシャルで表すと

$$\overline{\Phi^2} = \frac{1}{2} |\phi|^2 \quad (10) \quad , \quad \zeta = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (11)$$

で与えられる。入射波と反射波の速度ポテンシャルを ϕ_i と ϕ_r とおけば, さらにはそれぞれ式(12), (13)で与えられる。

$$\phi_i = (g/\omega) \cdot \cosh k(h+z) / \cosh kh \cdot A e^{-ik(y+l)} \quad (12)$$

$$\phi_r = (g/\omega) \cdot \cosh k(h+z) / \cosh kh \cdot A^- e^{ik y} \quad (13)$$

ここで A は入射波の振幅, A^- は反射波の振幅である。また船側と岸壁との間のポテンシャル $\phi_s^{(2)}$ は式(14)で与えられる。

$$\phi_s = g \cdot \frac{\cosh k(r-y)}{\cosh k(r-l)} \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \cdot \frac{\cosh k n(r-y)}{\cosh k n(r-l)} \cdot \frac{\cosh k n(h+z)}{\cosh k n h} \quad (14)$$

$$\omega^2 h / g = -k_n h \tan k_n h \quad (n=1, 2, \dots) \quad (15)$$

式(14)の k_n は式(15)の関係式より与えられる。式(13), (14)における

A^- , G_n , G_n はポテンシャル論⁽²⁾の解からそれぞれ求めることができる。式(10)~(15)の関係を式(9)に代入して整理すると次式により漂流力が求まる。

$$F_y = \frac{\rho g}{4} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) (|A|^2 / a^2 + 1) a^2 - \frac{\rho \omega^2}{4g} \left[\frac{1}{\cosh^2 k(r-l)} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) |G_0|^2 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\cosh^2 k n(r-l)} \cdot \frac{1}{2} \cdot \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) |G_n|^2 \right] \quad (16)$$

今 F_y を $\frac{1}{2} \rho g a^2$ で無次元化し, 漂流力係数を DR とし

$$DR = F_y / \frac{1}{2} \rho g a^2 \quad (17)$$

と置けば, DR は図9のようになる。

以上より規則波に対する漂流力が求まるが, 波が不規則に変動する場合には, この漂流力も変動し長周期の船体運動を生じる原因にもなる。今二成分波により波が図10のように beat を生じているとすると, この時の変動する漂流力 F_d は次式で与えられる⁽⁵⁾。

$$F_d = \rho g \cdot DR \cdot b_1 \cdot b_2 \cdot L \cdot \cos(\Delta k y - \Delta \omega t + \Delta \epsilon) = \hat{F}_d \cos(\Delta k y - \Delta \omega t + \Delta \epsilon) \quad (18)$$

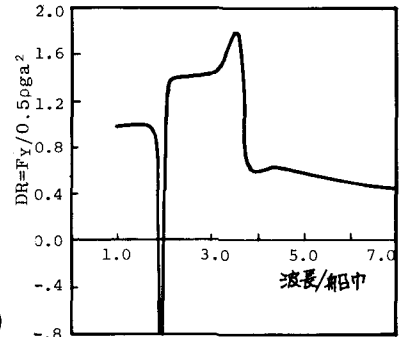


図9 岸壁前面に係留した船舶に作用する漂流力

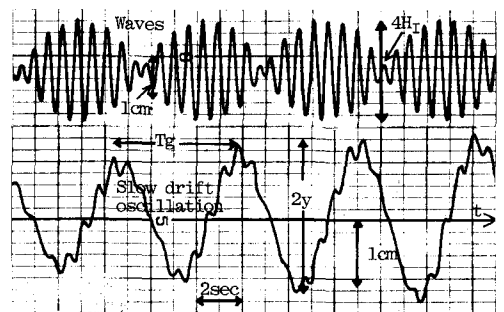


図10 2成分波による swaying の長周期変動例

ここで b_1, b_2 は各成分波の振幅, L は船の長さ, $\Delta k, \Delta \omega$ は二つの波の波数および角周波数の差を表す。この時の *Surging* の運動方程式を式(3)と同様に

$$M_s \ddot{y} + N_s \dot{y} + Cy = F_d \quad (19)$$

とおけば, *slow drift oscillation* のために, 係留索にかかる力の振幅 $\hat{F}$ は式(20)で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\hat{F}}{\hat{F}_d} &= \frac{C}{\sqrt{(C - M_s \Delta \omega^2)^2 + N_s^2 \Delta \omega^2}} \\ \hat{F} &= C \cdot \hat{y} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

ここで $\hat{y}$ は *Surging* の振幅である。図11の実線は式(20)より

求める $\hat{F}/\hat{F}_d$ の理論曲線であり, 黒丸と白丸は波の周波数 ω について, 1.5Hz と 1.0Hz にした時の $\hat{F}/\hat{F}_d$ の実験値である。ここで T_n は係留船を自由振動させた時に減衰曲線より得られる固有周期で, T_g は *beat* の周期である。この実験結果より, 岸壁前面の *slow drift oscillation* も従来の方法では説明できるのがわかる。

2-4. 過渡現象としての自由振動

実験室内で自由振動を生じさせる時と同じように, 何らかの自然力により一方向に偏位していた船が, 急にその作用していた力が作用しなくなる場合には長周期の自由振動を行う。*Surging* の船体運動方程式(5)の自由振動の解は式(21)で与えられる。

$$x = e^{-\sigma t} (A \cos \sigma t + B \sin \sigma t), \quad \sigma = \sqrt{n^2 - \varepsilon^2} \quad (21)$$

ここで A と B は初期条件より決められる定数である。ところでこの時の自由振動は図12に示すように指数関数的に減衰するが, $t=0$ での接線が時間軸と交わる時の時間 T_d は $T_d = 1/\varepsilon = 2M_0/N_0$ で与えられる。完全に

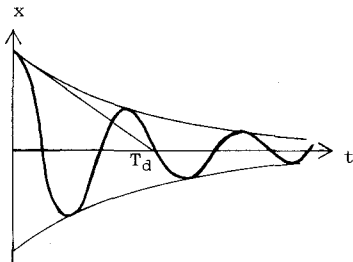


図12 減衰曲線

減衰してしまうまでは更に T_d よりも長い時間か, かかるけれども, この T_d を一応減衰に要する時間と考えても, この *Surging* の場合 $T_d = 1000 \text{ sec} = 25 \cdot T_n$ となり, 自由振動が一度生じるとなかなか減衰しないのがよくわかる。係留船の場合の *Surging* の減衰係数は非常に小さいために一度自由振動が生じるとなかなか減衰しないことになる。

上で述べたように自然力により一方向に偏位していた船が, 急に自然力が作用しなくなると自由振動が生じるといことが実際にあるかどうかは著者は知らないが, Wilson⁶⁾ は自由振動が発生する場合として次のような考え方を提案している。今式(3)において減衰係数は小さいので $\varepsilon=0$ とし, $t=0$ で $y=\dot{y}=0$ という初期条件のもとで解けば, その時の解は

$$y = \text{Amp} / n^2 \cdot (\sin \omega t - \frac{\omega}{n} \sin n t) \quad (22)$$

で与えられる。すなわち自由振動の振幅は強制振動の振幅の ω/n 倍になる。このように Wilson は船が静止している時に突然図13に示すような正弦波の波が来るとして自由振動を得ているわけであるが, 波が来る時には図14に示すように波は徐々に定常状態に達するの

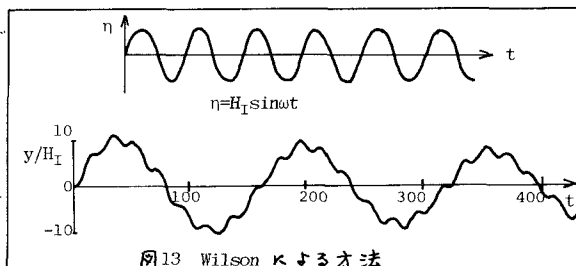


図13 Wilson の方法

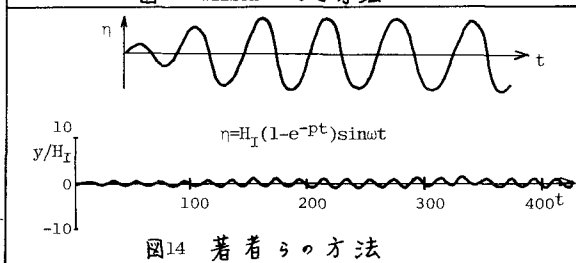


図14 著者の方法

であるから、必ずしも Wilson が指摘するような自由振動は生じない可能性がある。そこで波の揺れが 0 から定常状態まで徐々に大きくなることを考慮するために式(3)の右辺に $(1-e^{-Pt})$ を乗じて、その時の解を求めてみる。この時の運動方程式は次式で与えられる。

$$\ddot{y} + 2\epsilon \dot{y} + n^2 y = \text{Amp}(1-e^{-Pt}) \sin(\omega t - \theta) \quad (23)$$

これを $t=0$ で、 $y=\dot{y}=0$ という先程と同じ初期条件の下で解けば、解は式(24)で与えられる。

$$y = \frac{e^{-\epsilon t} \sin \omega t}{\sigma} \cdot \int_0^t \text{Amp}(1-e^{-Pt}) \sin(\omega t - \theta) e^{\epsilon t} \cos \sigma t \, dt \\ - \frac{e^{-\epsilon t} \cos \sigma t}{\sigma} \cdot \int_0^t \text{Amp}(1-e^{-Pt}) \sin(\omega t - \theta) e^{\epsilon t} \sin \sigma t \, dt \quad (24)$$

図14の y/H_I はこの計算結果であり、図13の y/H_I は Wilson 場合の計算結果である。図14によるとこの変位は極めて小さい。実際には波は徐々に大きくなりながら定常状態に達するのであるから、Wilson がいうような自由振動により大きな変位が生じることはないと考えられる。

3. 原因別長周期運動の相互比較

以上係留船の長周期船体運動について原因別に考察を行ってきたが、これらの影響の相互比較を行うに当たっては Swaying が 2m となる時の入射波高で比較を行う事にする。Swaying が 2m というのは長周期船体運動のために荷役が出来なくなる限界であるので、これに対応する波高は荷役ができるための限界波高と考えてさしつかえない。

図15非対称係留の場合の Swaying の変位が 2m となるような波高を図より求めて波の周期との関係を示したものである。この場合には周期が 10~25sec の領域で入射波高が 15cm 程度(この時の岸壁前面波高は 30cm になる)のかなり小さい波高で Swaying が 2m になり荷役ができなくなるのかわかる。

図16の実線は対称係留時に長周期波による Swaying 全中が 2m になる時の限界 H_I を図4より求めたものである。この図より又振付近では荷役ができるための限界波高は非常に小さくなるのかわかる。しかし非対称係留の場合と違い、この場合は長周期側のみ共振が生じるのであるが、振増率率は大いなので、港内での長周期波の特性についてもっと調査する必要がある。

Slow drift oscillation による変位振中 $\hat{y}$ は式(20)より

$$\hat{y} = \frac{F \cdot g \cdot DR \cdot b_1 b_2 \cdot L}{(C - M_s \Delta \omega^2)^2 + N_s^2 \Delta \omega^2} \quad (25)$$

で与えられる。ここで DR は図9でも示したように波の周期により異なるが、ここでは船の長周期運動の原因別比較を行うのが目的であるので、便宜的に $DR=1$ としておく。また $b_1=b_2$ とし、 $b_2 = H_I/2$ の関係を用いて漂流力による変位全中が 2m になる時の H_I を求めると図16の点線のようになる。この場合の波は図16にも示したように beat をうつつが、この時の最大波高 H_M は $4H_I$ になる。図16の縦軸にはこの H_M を表示している。これよりわかるように、slow drift oscillation による変位全中が 2m になる時の限界波高は、非対称係留や長周期波による強制振動の場合と比べるとかなり大きくなる。

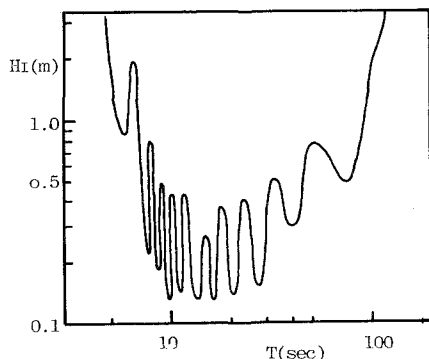


図15 非対称係留時の限界入射波高

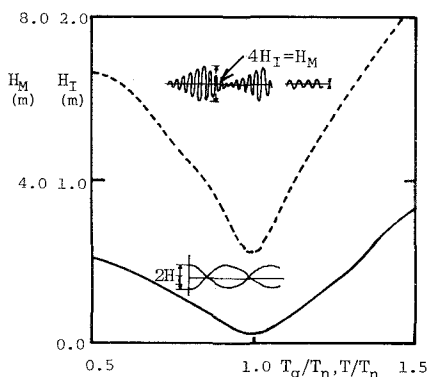


図16 対称係留時の限界波高

図17は波高が変化した場合の *slow drift oscillation* の振れ $\hat{y}$ を示したものである。式(25)からわかるように $\hat{y}$ は H_1 の自乗に比例するので、 H_1 が大きくなるにつれて $\hat{y}$ は非常に大きくなるので、港内係留限界を考える場合には漂流力について充分な考察を行う必要がある。

4. 結語

以上、岸壁係留中の船の長周期船体運動について検討を行ったが、これらの結果を要約すると次のようになる。

① かたフェンダーと柔かい係留索より構成される *swaying* のバネ系は非対称であるために非常に広い周期領域で共振を生じるので、何かの方法によりフェンダーと係留索のバネ定数を等しくして 10sec へ 25sec 付近で生じる共振を無くす必要がある。

② 長周期波による船体運動は係留船の減衰係数が非常に小さいために、振巾増巾率は非常に大きくなる。一般に長周期波の振巾は小さいとされており、事実低気圧により生じた長周期波の振巾は小さいようであるが、台風時港内ではかなり大きな振巾を持つ長周期波が存在しているようであるので、荒天時の港内避泊の問題は台風時の長周期波の特性を充分把握した上で議論する必要がある。

③ 波の不規則性のために生じる *slow drift oscillation* の振巾は波高の自乗に比例するため、波高が小さい時には影響が小さいが、波高が大きくなると急に影響が大きくなるので、港内避泊の可能性を論じる場合には重要な要因になる。

④ Wilson によって示された自由振動としての長周期船体運動は波が徐々に定常状態になると考えて波浪外力を与えると生じない。現実の波が船に到達する時には徐々に定常状態に達するので、Wilson が提案したような自由振動は生じないと判断に乏しかつなかつた。

最後に *slow drift oscillation* の実験およびその資料整理に当りて援助にいただいた大阪大学学生高橋靖昌君に感謝の意を表す次第である。

参考文献

- 1) 榎木 亨・久保雅義：荷役限界から見た港内静穏度に関する研究(オ一報), オ24回海岸工学講演会論文集, P. 610~614, 1977.
- 2) 榎木 亨・久保雅義・京谷光高：荷役限界から見た港内静穏度に関する研究(オ二報), オ25回海岸工学講演会論文集, 投稿中, 1978.
- 3) 榎木 亨・久保雅義：港の稼働状況から考察した港内静穏度について, 災害科学研究所, P. 105~121, 1978.
- 4) H. Maruo: The Drift of a Body Floating on Waves, J. of Ship Research, Vol. 4, No. 3, 1960.
- 5) Hermans, A.J. and Remeyn G.F.M.: Resonance of moored objects in wave trains, Proc. of the 12th Conference on Coastal Engineering.
- 6) Wilson, B.W.: Progress in the Study of Ships Moored in Waves, Proc. NATO Advances Study Institute on Analytical Treatment of Problems in the Berthing and Mooring of Ships, Hydraulic Research Station, Wallingford, England, May 7-16, 1973.
- 7) 榎木 亨・久保雅義：船体運動が荷役作業に及ぼす影響についての一考察, II-367, オ33回土木学会年次学術講演会, 1978.

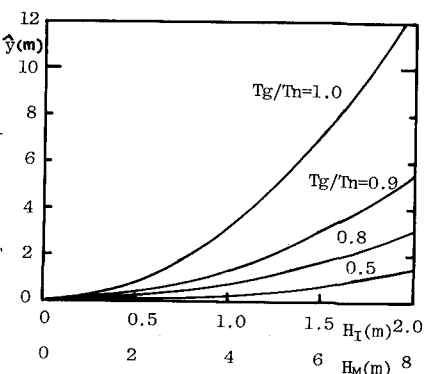


図17 波高が *slow drift oscillation* に及ぼす影響について