

半円型消波ケーソンに作用する衝撃碎波圧について

Impulsive Pressure by Breaking Wave on Wave Dissipating Caisson with Half-cylindrical Front Wall

多田二三男**・木村晃**・平田健人***

Fumio Tada, Akira kimura, Taketo Hirata

For the structure installed in a deep sea condition, it is necessary to have a function to reduce impulsive wave pressures. This study focuses on the impulsive pressure on a wave dissipating caisson with half-cylindrical projections in front of the wall, both theoretically and experimentally. Through a series of experiments, the non-slit type model showed the highest dissipating effect and it reduces the wave pressure by approximately 40% compared with the ordinary caisson of vertical wall. A new theoretical model of the impulsive pressure is proposed for the non-slit type half-cylindrical caisson and it is verified through the laboratory experiments.

Keywords : Impulsive wave pressure, Wave dissipating caisson

1. はじめに

近年、海域利用の沖合展開により設置水深の非常に大きな防波堤の施工例が増加している。防波堤には港内静穏という本来の機能の他に、外側を航行する船舶の安全を確保するために反射波による波の増大や攪乱を抑える必要がある。また、それ自体に対する波力を低減し滑動や転倒に対して安定でなければならない。消波のためには、防波堤前面に消波ブロックを設置する事が多いが、水深が大きくなるにつれ大量のブロックが必要となり、不経済になる。従って、大水深に設置される防波堤には、その構造物自体に消波機能が要求されるようになっている。

著者らは、大水深に対応するケーソン防波堤の一つのタイプとして、図-1.1 に示す半円型消波ケーソンを取り上げ、その消波特性に関する水理模型実験を行ってきた。そして重複波領域における反射率に関しては、スリット及び遊水部による一定の低減効果を確認している。今回の研究は、この半円型消波ケーソンに作用する衝撃碎波力について実験・理論の両面から検討したものである。水理模型実験からは、衝撃圧の低減に関し、前面の半円筒形状が効果的であるという結果を得ているので、この半円筒型モデルに作用する衝撃圧を Karman 及び Wagner 理論により検討した後で、円筒が波面と衝突する状況を一樣流体中の楕円で近似した算定モデルを提案し、実験値との比較によりその妥当性を検証した。

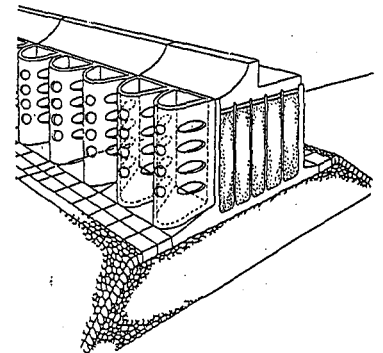


図-1 半円型消波ケーソン

2. 実験方法と結果

2.1 実験水路及び模型

実験は長さ 29m、幅 0.5m、高さ 0.75m の水槽で行った。図-2.1 に示すように、水槽の一端には「ストンタイプ」の油圧式不規則造波装置が備え付けられている。海底勾配を 1/50 とし、斜面勾配 1/2 のマウント上に図-2.2 に示すアクリル製のケーソン模型を設置した。模型はスリットのない半円筒、スリット付き半円筒(開口率 45%, 30%, 15%) 及び通常の直立壁ケーソンの 5 種類を用意した。また、ケーソンの沖側 5.8m の位置には、沖波波高を測定する容量式波高計を設置した。

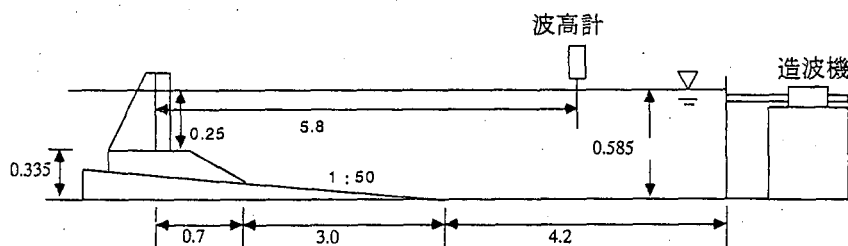


図-2.1 実験装置

unit:m

* 正会員 大豊建設(株)土木本部 (104 東京都中央区新川 1-24-4)

** 正会員 鳥取大学工学部社会開発システム工学科

*** 正会員 鳥取大学大学院工学研究科社会開発システム専攻

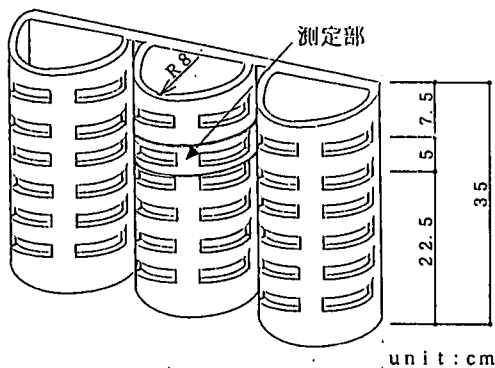


図-2.2 消波ケーソン模型

2.2 実験ケース及びデータ解析方法

実験には、造波板を静止の状態から規則的に駆動させたときに発生する過渡状態の波を用いた。ケーソンの手前で碎波が起こるように周期、波高をそれぞれ変化させた。結果的に衝撃波圧が生じたのは周期 1.3s、波高 26.9cm のときであり、これを実験波として採用した。そして、すべてのケーソンについて同じ波を作用させ、各 10 回ずつ測定を行った。最初の波が到達してから 4 波目で碎波が起こり、その後は波高が大きいために波が崩れてしまうので、データの解析には、4 波目のみを用いた。

ケーソンの静水面付近に作用する波圧を測定するために波力測定装置を模型に取り付けた。この測定装置は、測定部を支える厚さ 4mm、幅 35mm の板バネに生じる歪みを 4 ゲージ法により測定するもので、ホーストプリングの原理を用いて水平方向波力のみ測定が可能となるように接続した。この装置より得られたデータは、測定部を支える板バネの固有振動成分を含んだものとなっている。固有振動を取り除くために水中で測定装置を自由振動させ、FFT(高速フーリエ変換)を利用してスペクトル解析を行ない固有振動数と減衰定数を求めた。このようにして求めた各ケーソンの固有振動成分と減衰定数を表-2.1 に示す。これらを用いて谷本ら(1983)の方法で固有振動を取り除いた。ノースリット半円筒の波力測定値を例とし、固有振動を取り除く前の波形を図-2.3、取り除いた後の波形を図-2.4 に示す。

2.3 実験結果

各ケーソン模型に作用した最大波力(衝撃碎波力)を図-2.5 に示す。この最大波力は、静水面を中心とした上下方向幅 5 cm に作用した波力の時間変化(測定例 図-2.4)より、そのピーク値をケーソンの形状別に整理したものである。この図では比較のため、鉛直壁型ケーソンを開口率 100 % の縦軸上にプロットした。今回発生させた碎波及び使用した模型形状の条件で、衝撃波力はスリット付きケーソンにおいても低減されているものの、スリットのない半円筒型ケーソンが最も大きな低減効果を示し、通常のケーソンと比べ最大波力は約 40 % 低下した。今回の実験で、スリットと遊水部による低減効果が発揮されなかった要因として、遊水部長の波長に対する比率が、最大でも 0.03(遊水部半径 8cm、実験波長 $L=1.56 \times 1.3^2=2.64\text{m}$)と小さかった事が考えられる。このスリット及び遊水部の効果に関する研究は今後の課題とし、本研究では、今回最も低減効果が高かったスリットのない半円筒に関する理論的検討を行った。

表-2.1 各形状における固有振動数と減衰定数

ケーソンの形状	固有振動数(Hz)	減衰定数
鉛直壁型	30.3	0.0526
半円筒型不透過	23.4	0.0696
スリット 15 %	25.4	0.0600
スリット 30 %	26.4	0.0385
スリット 45 %	27.3	0.0586

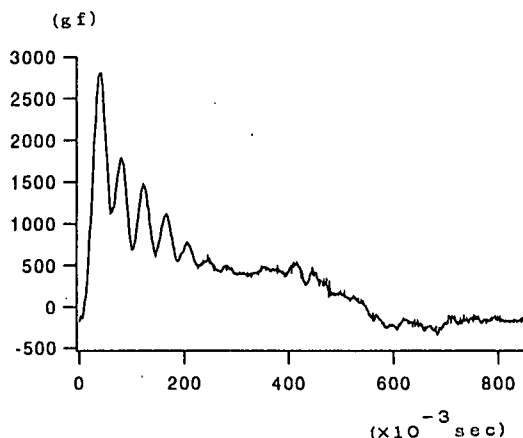


図-2.3 固有振動除去前

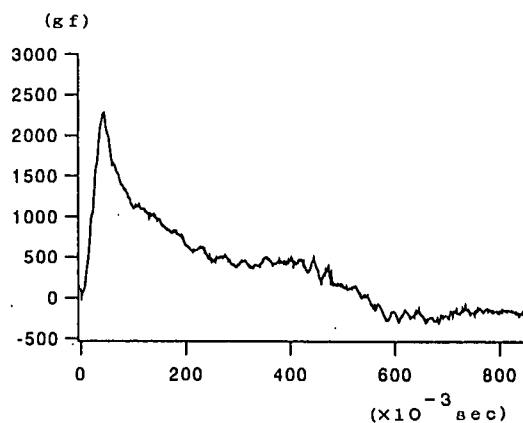


図-2.4 固有振動除去後

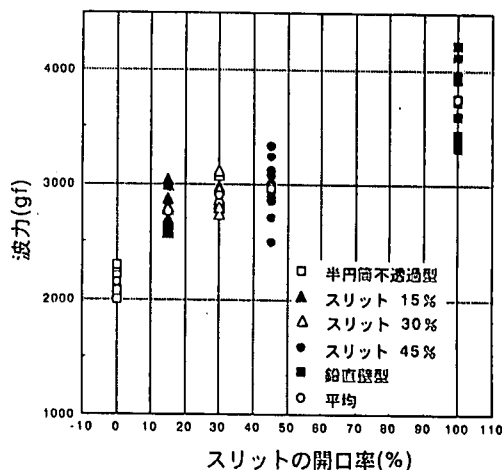


図-2.5 ケーソンの形状による波力の比較

3. 理論的考察

3.1 既往の衝撃圧理論

半円筒に砕波が衝突する状況を、円柱が水面に衝突する問題に置き換え、以下のように既往理論を適用し衝撃圧を検討した。

(1) Karman の付加質量理論

物体が水面と衝突した瞬間より、水は突然運動を開始し、これによって物体は、衝撃的な流体力を受ける。その時物体が得る付加質量を m とすると、流体力 F は、運動量の保存則より、

$$F = \frac{d(mV)}{dt} \quad (1)$$

ここに、 t : 時間、 V : 水面と物体の衝突速度である。

Karman は付加質量 m を、平板が無限流体中で動く時の解で近似した。これを円柱に適用すると、円柱が水面に接している幅 $2b$ により、付加質量は以下で近似される。

$$m = \frac{\pi \rho b^2}{2} \quad (2)$$

円柱に働く衝撃力 F_K は、 b を t の関数で表し、式(2)を(1)に代入した次式で求まる。

$$F_K = \rho V^2 R \pi (1 - t') \quad (3)$$

ここに、 R は円柱の半径、 $t' = t / (R/V)$ である。

(2) Wagner の衝撃圧理論

Wagner は、物体周辺の流れを仮想平板周りの流れのポテンシャルで近似し、衝撃圧の計算式を導いた。Wagner の理論を円柱に適用すると、図-3.1 に示すように、物体表面にそって水面が上昇し(Pile-up 現象)、この Pile-up した水面と物体との交点に幅 $2b$ の平板があるものとする。

物体が速度 V で水面に衝突する時、仮想平板周りの流れは、平板と鉛直に速度 V の定常流がある場合のポテンシャルで表され、平板周りの複素ポテンシャル w は、 x 軸を板に平行にとり y 軸を鉛直にとった複素平面 $z = x + iy$ によって、

$$w = iV \sqrt{z^2 - b^2} \quad (4)$$

Φ : 速度ポテンシャル、 Ψ : 流れ関数は以下で表される。

$|x| \leq b, y=0$ では

$$\Phi = -V \sqrt{b^2 - x^2}, \quad \Psi = 0 \quad (5)$$

$|x| \geq b, y=0$ では

$$\Phi = 0, \quad \Psi = V \sqrt{x^2 - b^2} \quad (6)$$

従って、物体表面の各点に作用する圧力 p は、圧力方程式より次のように表される。

$$p = \frac{\rho V^2}{2} \left\{ \frac{2}{\sqrt{1 - (x'/b')^2}} \left(\frac{db'}{dt'} \right) - \frac{(x'/b')^2}{1 - (x'/b')^2} \right\} \quad (7)$$

ここに、 $x' = x/R$, $b' = b/R$, $t' = t / (R/V)$ である。

円柱に働く衝撃力 F_w は式(7)の積分により次式で表される。

$$F_w = 2 \int_0^b p dx = 2R \int_0^{b'} p dx' = \rho V^2 R \int_0^{b'} \left\{ \frac{2}{\sqrt{1 - (x'/b')^2}} \left(\frac{db'}{dt'} \right) - \frac{(x'/b')^2}{1 - (x'/b')^2} \right\} dx' \quad (8)$$

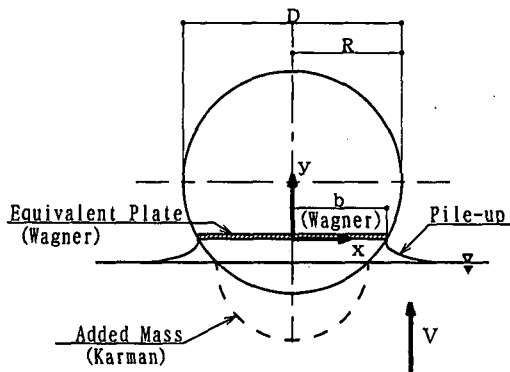


図-3.1 円柱と水面の衝突

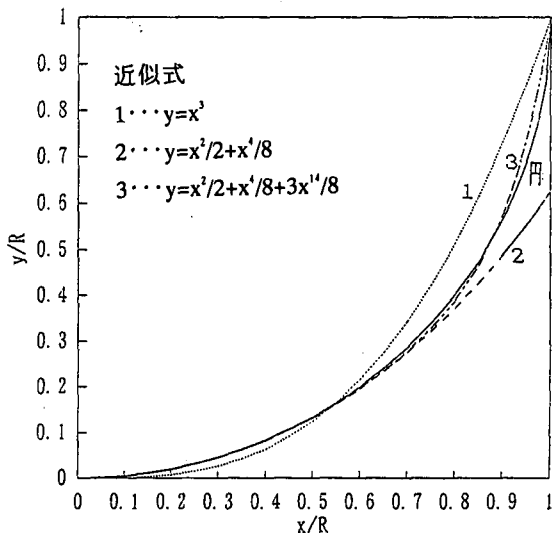


図-3.2 円の近似

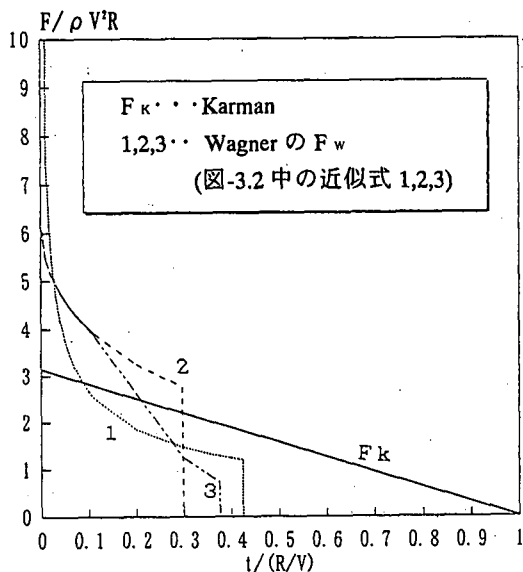


図-3.3 円柱に働く衝撃力の算出

上式の b' と t' との関係は、物体の形状関数を $y'=y/R$ とし、

$$y'=\beta_0x'+\beta_1(x')^2+\beta_2(x')^3+\beta_3(x')^4+\beta_4(x')^5\cdots\cdots\cdots(9)$$

と置き、 y 軸方向の速度を積分することによって求めた水位上昇量 y' との比較により以下のように表わされる。

$$dt'/db'=(2/\pi)\beta_0+\beta_1b'+(4/\pi)\beta_2(b')^2+(3/2)\beta_3(b')^3+(16/3\pi)\beta_4(b')^4\cdots\cdots(10)$$

(3)衝撃力の計算例

円を、図- 3.2 に示す 3 種類の形状関数で近似した場合の、Wagner 理論による F_w の計算結果を前述の Karman の F_K と共に図- 3.3 に示した。

図- 3.3 の F_w は式(7)の p を数値積分して求めた。 p は図- 3.4 に示すように、衝突の瞬間に極めて大きな値となり、また x' 各点の圧力分布は $x'=b'$ 近傍で最大値をとり $x'=b'$ で $-\infty$ に発散している。このように、Wagner 理論では仮想平板端部が数学的な特異点となっている。今回の数値計算では、 $x'=b'$ 近傍で生じる p の負の値は無視し、正の値のみの積分値 F_w を Wagner のものとして用いた。

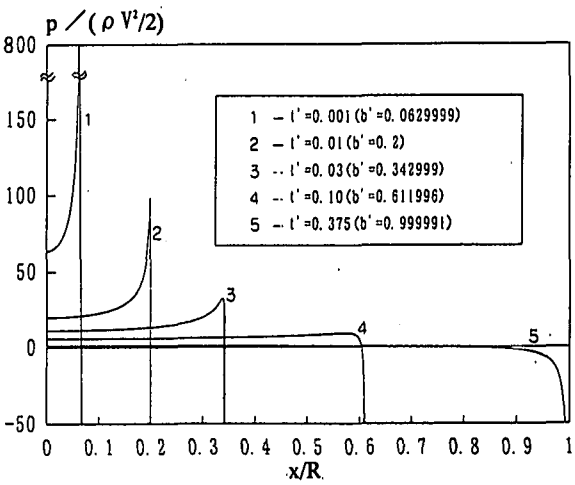


図-3.4 円柱表面各点の衝撃圧分布（近似式3）

3.2 楕円モデルの提案

(1)既往理論の考察

Karman 理論は極めて簡明な理論で衝撃力が計算できる。一方 Wagner 理論は、仮想平板端部が数学的な特異点となり、その圧力が $-\infty$ になる(負圧を受ける)という事実と矛盾する問題を抱えているが、速度ポテンシャルを近似しているので、流れ場の理解に有用である。本研究では、構造物の形状を工夫して衝撃圧を軽減する消波ケソンを対象としており、より詳細な検討が可能な Wagner の考え方が適している。しかし、物体が水面と衝突する部分を平板に置き換えると前述の様な特異点が発生するので、これを回避するするためのモデル(楕円モデル)を次に検討した。

(2)楕円形モデルによる波圧の計算

ここでは、水面に衝突する物体周辺の流れを図- 3.5 に示す楕円周辺の流れで近似した(木村ら,1997)。この楕円を過ぎる一様流の複素ポテンシャルは、円を楕円に写像することにより、円を過ぎる一様流の複素ポテンシャルから求められる。

図- 3.6 に示す、複素平面 z 上の半径 $C=a/k$ ($k < 1$) の円 ($\zeta=Ce^{i\alpha}$) は、Joukowski 変換 ($z=\zeta+a^2/\zeta$) により、複素平面 z 上に次のように写像される。

$$z=x+iy=Ce^{i\alpha}+(a^2/C)e^{-i\alpha}\cdots\cdots(11)$$

すなわち、

$$x=(C+a^2/C)\cos\alpha,\quad y=(C-a^2/C)\sin\alpha\cdots\cdots(12)$$

となり、これは次式で表される楕円となる。

$$\frac{x^2}{(C+a^2/C)^2}+\frac{y^2}{(C-a^2/C)^2}=1\cdots\cdots(13)$$

ここで、楕円の焦点間の距離は $4a$ である。

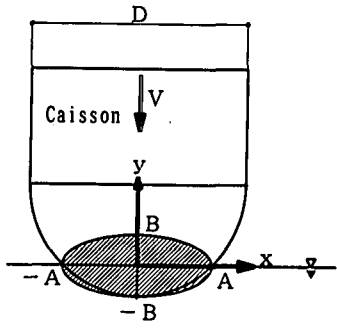


図-3.5 楕円モデル

ζ 平面

z 平面

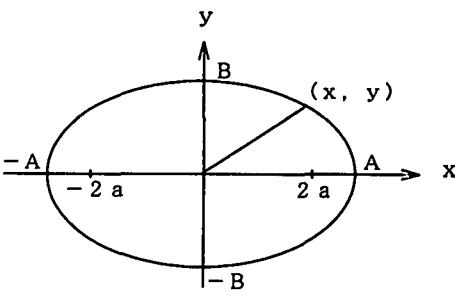
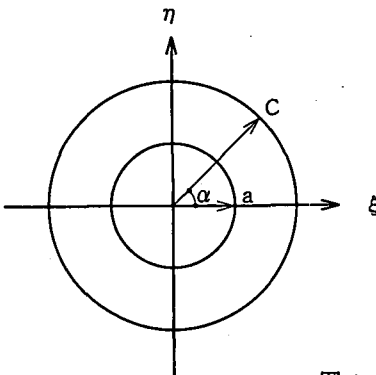


図-3.6 Joukowski 変換

ζ 平面で、半径 C の円を過ぎる η 方向一様流(速度 V)の複素ポテンシャル ω_ζ は、

$$\omega_\zeta = iV(-\zeta + C^2/\zeta) \quad (14)$$

であるので、 z 平面上の楕円を過ぎる y 方向一様流の複素ポテンシャル ω_z は、 $z = \zeta + a^2/\zeta$ を代入することにより、次式で表される。

$$\omega_z = \frac{-iV}{2} \left\{ z + \sqrt{z^2 - 4a^2} - \frac{C^2(z - \sqrt{z^2 - 4a^2})}{a^2} \right\} \quad (15)$$

従って、 $y < 0$ の楕円表面に作用する圧力の y 方向成分 p は、圧力方程式より次式で求まる。

$$p(t) = -\rho \operatorname{Re} \left\{ \left(\frac{\partial \omega_z}{\partial z} \frac{dz}{dt} \right) + \left(\frac{\partial \omega_z}{\partial a} \frac{da}{dt} \right) + \left(\frac{\partial \omega_z}{\partial C} \frac{dC}{dt} \right) - \frac{1}{2} \left| \frac{d\omega_z}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} \right|^2 \right\} \quad (16)$$

a 及び C は Pile-up を考慮しない場合、図-3.5 の

$$A = \sqrt{DVt - V^2 t^2}, \quad B = Vt \quad (17)$$

より、以下のように t の関数で表される。ここに D は円筒の直径である。

$$C = (A + B)/2, \quad a^2 = (A^2 - B^2)/4 \quad (18)$$

4. 実験結果による算定モデルの検討

4.1 波のモデル化

水深が大きな場合、衝撃波圧は砕波した波前面に発生するケーソンの衝突によってもたらされる。この砕波のモデル化に関しては、衝撃波圧を生む波の内部機構が十分に解明されておらず、課題の一つとして残されている。ここでは今回の実験で発生させた砕波を図-4.1 の様にモデル化した(木村ら, 1997)。この β は、実験からは特定できなかったもので、パラメータの一つとして仮定しながら、波圧の理論値と実験値とを比較することにした。

4.2 半円筒に作用する波圧の計算値と実験値との比較

図-4.1 のようにモデル化された波において、ケーソンに衝突する波の作用開始時刻は、 z 方向の上方になるほどわずかず遅れる。波圧測定部の下端を $z=0$ とし、この点に波が到達する時刻を $t=0$ とすれば、 z 点における波の作用開始時刻は $t = (z \tan \beta)/V$ となる。これを $t(z)$ と表すと、静水面付近の z 軸方向の幅 z_0 の区間に作用する波圧合力の時間変化 $P(t)$ は、前節の楕円モデルで算出された円柱に作用する衝撃圧 p を、以下のように積分することにより求まる。

$$P(t) = \int_0^{z_0} \int_{z_p} p\{t - t(z)\} dx dz \quad (19)$$

ここに、 z_0 は $y < 0$ の楕円上の点の座標である。

上式にて、ケーソンの静水面を中心とした上下 5cm 幅($z_0 = 5\text{cm}$)に作用する波圧の時間変化を計算した。

図-4.2 に楕円モデルの算定結果と、実験値を示した。尚この計算では波とケーソンとの衝突速度として波速を用いた。

この図に示すように、波面とケーソンとの衝突角度 β を変化させ計算した結果、 $\beta = 50^\circ$ の時に実験値とほぼ同等になった。

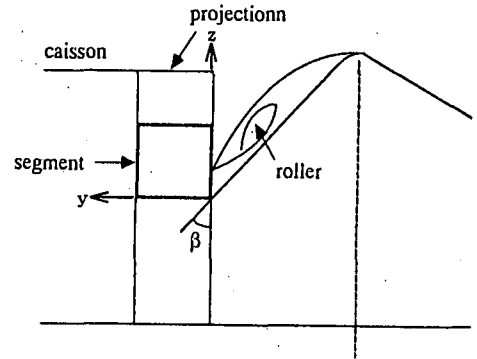


図-4.1 波のモデル化

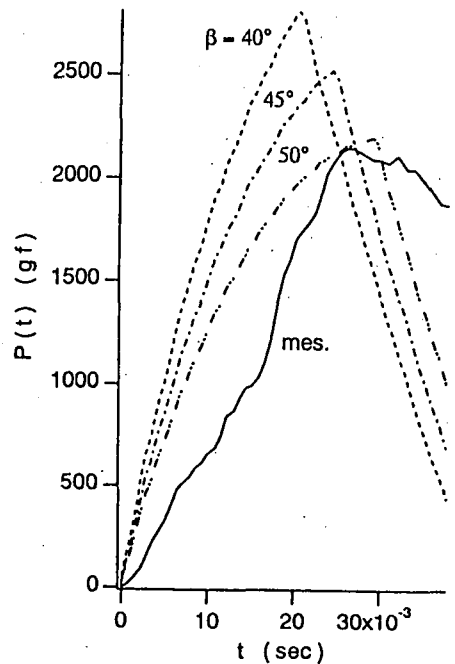


図-4.2 波圧合力の時間変化

5. むすび

本研究で得られた主要な結果は以下のとおりである。

- 1) 大水深に設置された構造物に作用する衝撃砕波圧は、前面を半円筒形状にする事により、鉛直壁と比べ低減される。今回の実験では約 40% の低減効果が認められた。
- 2) 上記半円筒形状に作用する、衝撃砕波圧のピークまでの時間変化は、波面と構造物との衝突速度及び衝突角度を仮定することにより、今回提案した楕円モデルでほぼ推定できる。

今後は、防波堤前面の消波構造に関し、半円筒形以外も含めた形状の検討を行うと同時に、重複波領域の実験で認められた、スリット及び遊水部による反射率の低減効果に関しても検討を加え、消波ケルンとして最も効果的な前面構造（前面形状、スリット開口率、遊水部長等）を、実際の波の条件及び消波の目的に応じて選択できるように研究を進めてゆきたい。

最後に、本研究の楕円モデルの検討にあたり鳥取大学の 松見吉晴助教授の協力を得た。また 3. 1 の数値計算では大豊建設の廣瀬裕氏の協力を得た。ここに記して感謝の意を表す次第である。

参考文献

- 1) Von Karman, Th.: The impact on seaplane floats during landing, *NACA, TN 321*, 1929.
- 2) Wagner, H.: Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, Band 12, Heft 4, 1932, pp. 193 ~ 215.
- 3) 木村晃・多田二三男・松見吉晴：大きな水深に設置された構造物に作用する砕波衝撃圧について, 海岸工学論文集, 第 44 巻, 1997.
- 4) 谷本勝利・高橋重雄・吉本靖俊：衝撃応答波形からの外力推定法について, 港湾技研資料, No. 474, 1983, 24p.
- 5) 谷本勝利・高橋重雄・金子忠男・塩田啓介・小蔵紘一郎：円柱に働く衝撃砕波力に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第 25 巻, 第 2 号 1986, pp. 29 ~ 87.
- 6) 高橋重雄・谷本勝利・鈴木論司：直立壁に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察, 港湾技術研究所報告, 第 22 巻, 第 4 号, 1983, pp. 3 ~ 31.