

# 海震によって三次元浮体に働く荷重に関する研究

正員 肥後 靖\* 植野秀樹\*\*

A Study on the Effect of Seaquakes on a Three-Dimensional Floating Body

by Yasushi Higo, Member Hideki Ueno

## Summary

Seaquake is caused by propagation of seismic motion of sea-bed through seawater. Although aseismatic design has been providing applicable marine structures for earthquake zone, the effects of seaquake on a floating structure may be one of an item to be taken into further consideration from a view point of the structure safety. Although the effects of vertical motion of sea-bed due to earthquake may not be small and seaquake forces on a floating structure should not be ignored, the study on effects of seaquake has not been performed much.

This paper is presenting a method of numerical calculation of seismic wave propagation in seawater. The hydrodynamic pressure caused by seaquake is analyzed numerically and its dynamic effects on the three-dimensional floating structure is investigated.

First of all, we are introducing Green function which is a solution of differential equation governing the seismic wave propagation and fulfills free surface condition and the sea bottom surface condition. Secondary, we are introducing the boundary integral equation by making use of Green function and Green's theorem. Finally, we are obtaining the pressure and the seaquake forces on a three-dimensional floating structure by solving the integral equation. And then we'll discuss the effects of seaquake on the floating structure.

## 1. 緒 言

先年の阪神・淡路大震災のもたらした陸上構造物に対する大きな被害は、構造物の建設技術と安全性に対する見直しの機運を高めた。これと前後して、陸上の生活が飽和状態に近づきつつある国土の狭い我が国では、大きな可能性を秘めた海洋の有効利用に対する関心が高まりつつある。その一例として、陸上の重要な構造物を海洋の浮体上に建設するという考え方方が注目を浴びている。

一般に、陸上構造物に比べて、海洋の構造物は地震による影響を受けにくく、発電所・空港などを浮体上に建設することによって免震が実現できると考えられている。しか

しながら、地震によって海底地盤が上下振動したとき、流体を介して地震波が圧力波として伝搬し、浮体に強い衝撃を与えるなどの影響を及ぼすことが知られている。これが海震と呼ばれる現象で、過去に数例の被害報告がなされている<sup>1)2)</sup>。

これまで、海洋の浮体に働く外力としては、風・波・潮流などが考えられ、これに対する浮体の動的応答に関する研究は数多く為されている。しかしながら、浮体上の構造物の安全性や稼働効率などを考えるためには、これらの自然環境下における影響を検討するだけでは不足しているであろうことは、阪神・淡路大震災の教訓より明らかであり、地震による影響も考慮しなければならないと考えられる。

著者らは以前に二次元問題における海震荷重を境界要素法によって体系的に計算し、固有周波数の付近で浮体に働く海震荷重が大きくなることを示した。また、これは剛体海底と自由表面との間の流体の圧縮性によって生じた疎密波の共振現象であることも合わせて示した<sup>3)4)5)</sup>。しかしながら、実際の問題は三次元であり、相対的に拡散の少ない

\* 広島大学工学部

\*\* 古野電気株式会社 (研究当時広島大学大学院工学研究科)

原稿受理 平成9年7月2日

秋季講演会において講演 平成9年11月14, 15日

二次元問題では、荷重を過大に見積もるおそれがある。

三次元海震問題に関するアプローチは清川<sup>8)</sup>によってなされているが、清川の二次元の検討<sup>7)</sup>と同様、考へている波動場に浮体が存在しない。前述のように、波動場における浮体の干渉により共振周波数で海震荷重が大きくなることから、浮体の干渉を無視するわけにはいかない。

これに対して、本研究では以前著者の一人が示した剛体海底と自由表面に囲まれた三次元閉鎖領域の波動場におけるGreen関数<sup>8)</sup>を用い、二次元問題と同様の手法で、三次元海震荷重を求めている。別所の指摘<sup>9)</sup>の通り、このような問題を解くに当たっては、問題の本質から時間領域の解法によらないと現実的な値とならないが、定性的な傾向を把握し、三次元問題と二次元問題の差を数値計算的に論じる事により、構造物設計検討の一助とするために、本研究では周波数領域の解法に因っている。

## 2. 三次元 Green 関数と積分方程式

### 2.1 基礎方程式と Green 関数

流体は非粘性、非回転の圧縮性流体であると仮定する。いま Fig. 2.1 に示すような水深  $h$  の海域において、海底の一部が上下方向に角周波数  $\omega$  で調和振動していると考える。このとき、長さ  $L_f$ 、幅  $B_f$ 、喫水  $d$  の剛な浮体が存在しているとき、海底の振動によって流体内を圧力波が伝搬し当該浮体に影響を及ぼす。この際の波動場について考える。

波動場の速度ポテンシャルは

$$\phi(x, y, z; t) = \operatorname{Re}[\phi(x, y, z) e^{i\omega t}] \quad (2.1)$$

とおけ、速度ポテンシャル  $\phi(x, y, z)$  は Helmholtz の方程式

$$\nabla^2 \phi + K^2 \phi = 0 \quad (2.2)$$

を支配方程式とし、各境界上で以下の境界条件と発散波の条件を満足しなければならない。

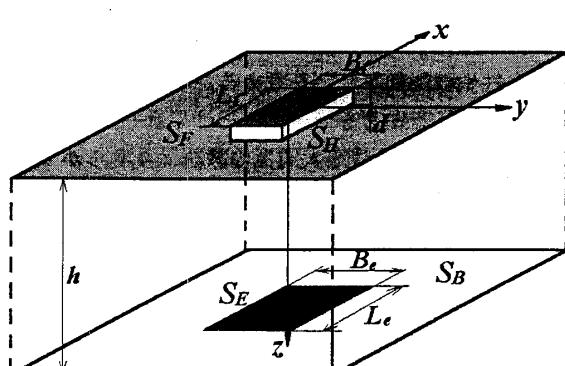


Fig. 2.1 Coordinate system

$$\left. \begin{array}{l} [\text{F}] \quad \phi = 0 \quad \text{on } S_F \\ [\text{B}] \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_B \\ [\text{E}] \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = v_n \quad \text{on } S_E \\ [\text{H}] \quad \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S_H \end{array} \right\} \quad (2.3)$$

ここで、

$K$  : 波数 ( $\omega/c$ )

$c$  : 水中音速

$v_n$  : 海底振動地盤の法線方向振動速度振幅

但し、 $S_F$  は自由表面、 $S_B$  は水底(剛体と仮定する)、 $S_H$  は浮体表面、 $S_E$  は海底振動地盤表面を表す。また、 $n$  は境界の上に立てた流体に向かう単位法線を表す。実際には海底の振動によって流体自身が運動し、特に水深が浅い場合に自由表面の変動を伴うと考えられるが、ここでは地震動の周波数は比較的高周波と考え、流体内を疎密波(音波)のみが伝搬し、自由表面は変動しないものとする。

海面と海底に挟まれた領域において、振動源と浮体の境界条件以外の条件を満足する解、即ち Green 関数  $G(x, y, z; x', y', z')$  は著者の一人によって既に求められており<sup>8)</sup>、

$$G(x, y, z; x', y', z') \equiv G(P, Q)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{e^{-iKr}}{r} - \frac{e^{-iKr_1}}{r_1} \right] \\ &+ \frac{i}{2\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-i\lambda h} \sin \lambda z \sin \lambda z'}{\lambda \cos \lambda h} k J_0(kR) dk \\ &- \frac{i}{2h} \sum_{n=1}^{n_{\max}} \sin \lambda_n z \sin \lambda_n z' J_0(k_n R) \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$= -\frac{i}{2h} \sum_{n=1}^{\infty} \sin \eta_n z \sin \eta_n z' H_0^{(2)}(\eta_n R) \quad (2.5)$$

となる。ここで、 $J_0$ 、 $H_0^{(2)}$  は 0 次の第一種 Bessel 関数、第二種 Hankel 関数で、

$$\left. \begin{array}{l} r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \\ r_1 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2} \\ R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \end{array} \right\} \quad (2.6)$$

$$\left. \begin{array}{l} \lambda_n = \frac{(n-1/2)\pi}{h} \quad n=1, 2, \dots, \infty \\ \eta_n = \begin{cases} \sqrt{K^2 - \lambda_n^2} & \text{for } \lambda_n \leq K \\ -i\sqrt{\lambda_n^2 - K^2} & \text{for } \lambda_n \geq K \end{cases} \\ \lambda = \begin{cases} \sqrt{K^2 - k^2} & \text{for } k \leq K \\ -i\sqrt{k^2 - K^2} & \text{for } k \geq K \end{cases} \end{array} \right\} \quad (2.7)$$

である。ここで後述の数値計算の都合上、Green 関数の表現法は、(2.4) (2.5) 式の二種類を示しており、便宜上(2.4)式を積分表示、(2.5)式を級数表示と呼ぶこととする。さらに、 $n_{\max}$  は  $\lambda_n < K$  を満足する  $n$  の最大の自然数を意味している。

### 2.2 Green 関数を用いた積分方程式

前節の Green 関数を用いると、波動場の境界値問題の積分方程式は

$$\left. \begin{aligned} \phi(P) &= - \left[ \int_{S_E} + \int_{S_H} \right] \\ &\times \left[ \phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P, Q) dS \\ \phi(P_0) &= -2 \left[ \int_{S_E} + \int_{S_H} \right] \\ &\times \left[ \phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G(P_0, Q) dS \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

と表せる。ここで、 $P, P_0$  は各々、流体内部の点及び境界上の点を表している。

(2.8)式を解くことによって波動場の速度ポテンシャル  $\phi$  が得られるが、Green 関数の計算において以下の配慮を行った。即ち、(2.4)(2.5)式から明らかのように、 $R \gg 1$  の場合には、級数表示の方がプログラム作成上及び計算の収束性の観点から有利であるが、 $R \approx 0$  の場合（特に、 $R=0$  の場合）には、積分表示を用いた方が良い。そこで、計算の効率化を図るために予め  $R$  の適正な値を調査し、積分表示と級数表示を使い分けてプログラムを作成した。

### 2.3 境界要素法

前節までの定式化による計算の妥当性を検証するために、同様の問題について境界要素法を用いて計算する。二次元波動場における境界要素手法も著者らによって以前に示されており<sup>3)4)5)</sup>、ここでは概要のみ示す。

考えている波動場の境界積分方程式は

$$\phi(P_0) = -2 \int_S \left[ \phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} - \frac{\partial \phi(Q)}{\partial n_Q} \right] G_0(P_0, Q) dS \quad (2.9)$$

と表せる。ここで、 $S = S_H + S_E + S_B + S_\infty$  であり、 $S_\infty$  は  $R \rightarrow \infty$  上に設けた開境界を示す。また、核関数  $G_0$  は自由表面の積分への寄与を消すために、Helmholtz 方程式の主要解とその自由表面鏡像を用いて

$$G_0(x, y; x', y') = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{e^{-ikr}}{r} - \frac{e^{-ikr_1}}{r_1} \right] \quad (2.10)$$

としている。ここで、開境界における速度ポテンシャルは

$$\phi = \sum_m A_m \sin \lambda_m z H_0^{(2)}(\eta_m R), \quad \text{at } S_\infty \quad (2.11)$$

のように固有関数に展開した形で表せるので、開境界では

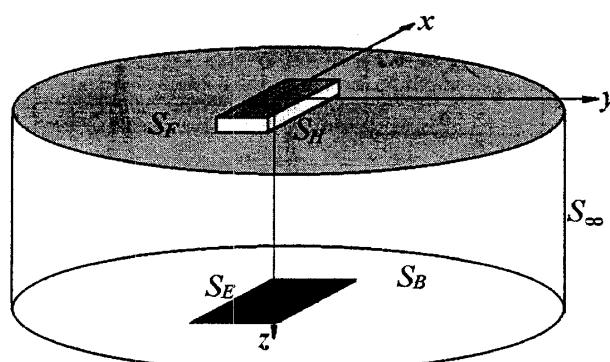


Fig. 2.2 Coordinate system of BIEM

$A_m$  を未知数とした方程式となる。 $R \neq 0$  であるので(2.11)式は収束形となり、予め収束項数  $M$  を調査しておけば、開境界を  $M$  より多く分割すれば、(2.9)式の積分方程式は最小二乗法によって解が陽に求められる。

### 3. 計算結果と考察

#### 3.1 海震荷重

前章の定式化によって得られた積分方程式を解くことによって、海底地盤の振動によって形成される波動場の速度ポテンシャルが求められる。この速度ポテンシャルを使用すると圧力場は

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.1)$$

と表されるので、上下方向海震荷重  $F_z$  を

$$F_z(t) = \text{Re}[f_z e^{i\omega t}] \quad (3.2)$$

とおくと

$$f_z = -i\rho\omega \int_{S_H} \phi(x, y) n_z dS \quad (3.3)$$

として求められる。以上によって得られた海震荷重の振幅  $|f_z|$  を以下のように無次元化して表すことにする。

$$\hat{f}_z = \frac{|f_z|}{\rho\omega^2 a L B d} \quad (3.4)$$

ここで、 $\rho$  は流体の密度、 $a$  は海底地盤の振動振幅である。また、計算の周波数は  $Kh$  によって無次元化して表すこととする。さらに、計算条件は、浮体幅/水深比  $B_f/h$ 、浮体長/水深比  $L_f/h$ 、喫水/水深比  $d/h$ 、振動地盤幅/水深比  $B_e/h$ 、振動地盤長/水深比  $L_e/h$  のように水深で無次元化して表す。

#### 3.2 計算の検証

まず、前述のように、Green 関数を用いた積分方程式（以後 Green 関数法と呼ぶ）を解いた結果と、境界要素法の結果を比較することにより、本計算の妥当性について検討した。Fig. 3.1 は Green 関数法によって求めた海震荷重と境界要素法によって求めた海震荷重を比較したものである。計算条件は、 $B_f/h = L_f/h = 0.4$ 、 $d/h = 0.2$ 、 $B_e/h = L_e/h = 0.8$  の場合である。図から明らかのように、両計算法による海震荷重の結果は非常に良い一致を示しており、本計算法の

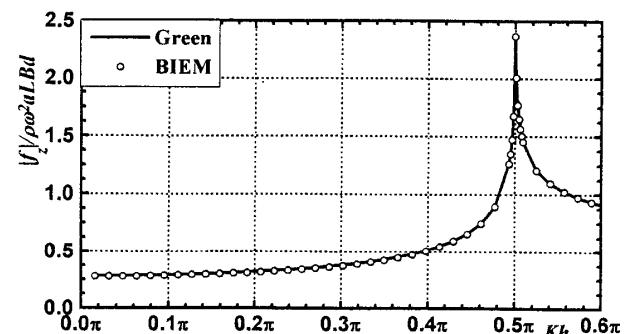


Fig. 3.1 Comparison with numerical methods for seaquake force

妥当性がうかがえる。Fig. 3.1において、二次元の場合と同様、海震荷重がピークをとる周波数が存在していることがわかる。これは、海面と海底に挟まれた閉鎖領域における疎密波の共振によるものであるが、二次元の場合ほどピークの値が大きくなない。二次元、三次元を問わず、本研究における前提は、波動場に波の拡散以外の減衰がないということであるので、この二次元と三次元の海震荷重の相違は波動の拡散によるものと考えられる。

本計算によって、定式化およびプログラミングの妥当性が検証されたので、以後三次元海震荷重に対する浮体形状、浮体の震央からのずれ等の影響を検討するため、体系的な計算を行った。

### 3.3 浮体底面のアスペクト比の影響

海震荷重に対する浮体形状の影響を検討するために、浮体底面の面積を一定とし、浮体底のアスペクト比  $L_f/B_f$  を変化させて、海震荷重を計算した。その他の寸法は、 $d/h=0.05$ ,  $B_e/h=L_e/h=0.5$  として計算した。結果を Fig. 3.2 に示す。

Fig. 3.2 から明らかなように、浮体底のアスペクト比が大きくなるに従って、即ち浮体が細長くなるにつれて海震荷重が小さくなる傾向がある。本計算では、アスペクト比が大きくなると、浮体が部分的に振動地盤の外に存在するようになり、振動地盤の影響が小さくなることが考えられる。そこで、振動地盤の大きい場合の計算も試みたが同様の傾向が見られた。Fig. 3.3 は  $Kh=2\pi$  のとき、 $L_f/B_f$  が 3 の場合と 12 の場合の浮体底の圧力分布を調査した結果である。Fig. 3.3 からわかるように、浮体中央で圧力が高く、浮体の端にいくほど圧力が低くなる傾向が見られ、高い圧力が集中する中央部に面積の集中するアスペクト比の低い形状の浮体ほど影響を受けやすいと考えられる。

また、二次元の場合、浮体幅が変化すると共振周波数が固有問題の固有周波数からずれていいくことが考察されたが、底面積一定の本計算では、浮体幅と長さが変化しても共振周波数はほぼ一定であった。

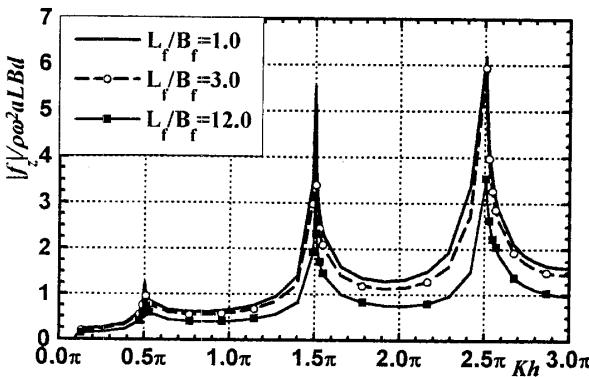


Fig. 3.2 Effect of aspect ratio of floating body on seaquake force

### 3.4 震央からの浮体のずれの影響(正方形底面を有する浮体)

次に、浮体底面が正方形の場合、震央から浮体の中心がずれたとき海震荷重がどのように変化するかを調査した。震央から浮体を  $x$  軸方向に  $e_x$  移動させ、 $B_f/h=L_f/h=0.3$ ,  $d/h=0.05$ ,  $B_e/h=L_e/h=0.5$  として、 $e_x/h$  を 0.1, 0.2, 0.5 と変化させて計算した結果を Fig. 3.4 に示す。

Fig. 3.4 から明らかなように、浮体中心が震央から離れるに従って海震荷重は小さくなっている。 $e_x/h=0.5$  の場合は浮体が完全に振動地盤の上になく、以後  $e_x$  が大きくなるにつれて海震の影響が減少していくと考えられる。地震波は地中を伝播する際に複雑な屈折、回折を行うため、海底のどの部分が振動するかを予測するのは困難であるため、明言できないが、少なくとも海上にある浮体も直下型の地震に対しては、海震の影響が大きいと想像される。

### 3.5 震央からの浮体のずれの影響(長方形底面を有する浮体)

次に、浮体底面が長方形の場合、震央から浮体の中心がずれたとき海震荷重がどのように変化するかを調査した。 $B_f/h=0.2$ ,  $L_f/h=0.6$ ,  $d/h=0.05$ ,  $B_e/h=L_e/h=0.5$  として、

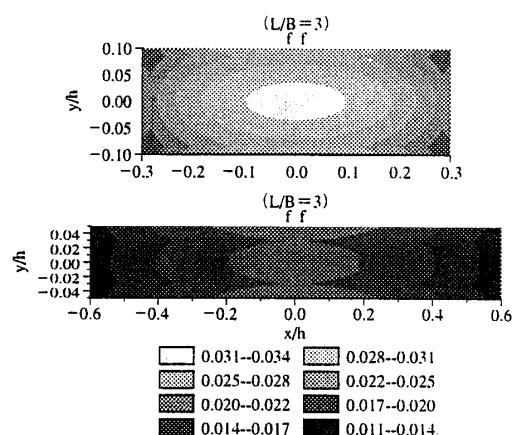


Fig. 3.3 Example of pressure distribution on bottom of floating body

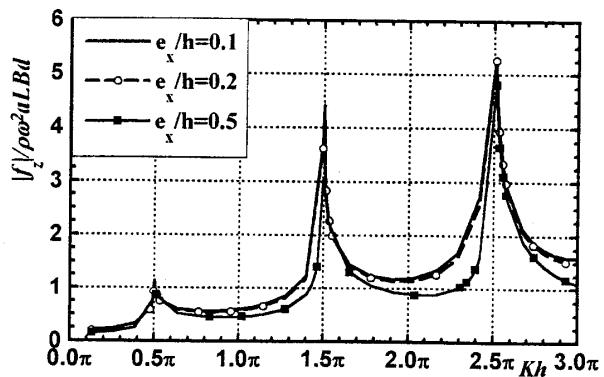


Fig. 3.4 Effect of offset of floating body from epicenter on seaquake force

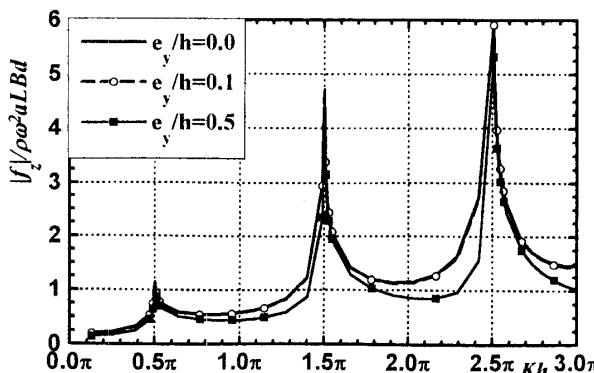


Fig. 3.5 Effect of y-offset of floating body from epicenter on seaquake force

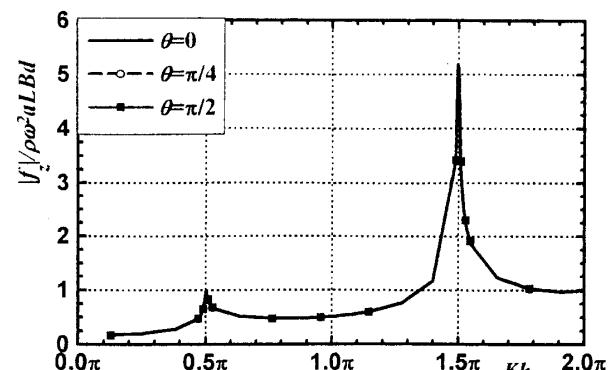


Fig. 3.7 Effect of rotation of floating body on seaquake force

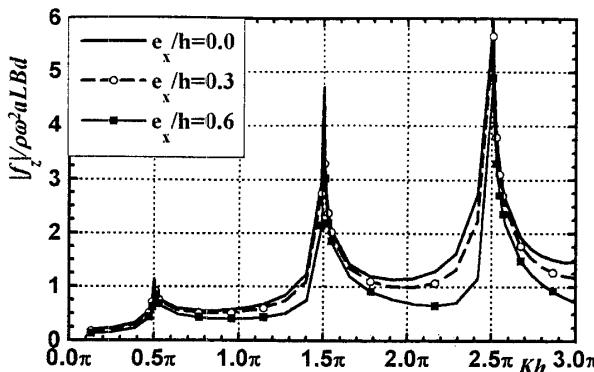


Fig. 3.6 Effect of x-offset of floating body from epicenter on seaquake force

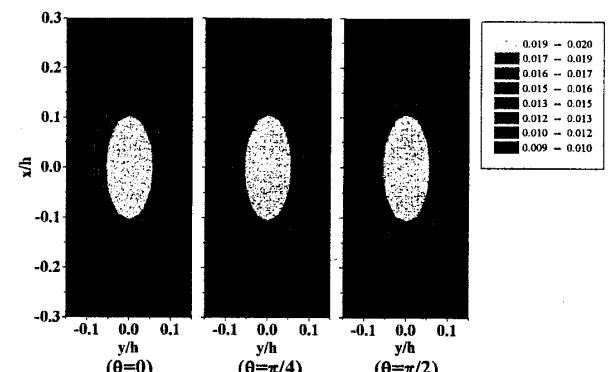


Fig. 3.8 Example of pressure distribution on bottom of floating body

まず、浮体の幅方向 ( $y$  方向) の移動距離  $e_y/h$  を 0.1, 0.5 と変化させたときの計算結果を Fig. 3.5 に、また、浮体の長手方向 ( $x$  方向) の移動距離  $e_x/h$  を 0.3, 0.6 と変化させたときの計算結果を Fig. 3.6 に示す。

前節と同様に浮体の形状、移動方向に関わらず、浮体中心が震央から離れるに従って海震荷重は小さくなっています。一般に浮体が完全に振動地盤から遠ざかると海震荷重は急激に現象する。但し、共振点における海震荷重のピーク値にはそれほど変化が見られない。これは共振点における海震が、海底・海面に挟まれた閉鎖領域での固有値問題であり、浮体の寸法が相対的に小さい場合、浮体に関する波動場が形成されるためと思われる。

### 3.6 浮体の回転の影響

最後に、長方形の浮体底面を有する浮体が浮体中心を軸として回転した場合の影響を調査した。 $B_f/h = 0.3$ ,  $L_f/h = 0.6$ ,  $d/h = 0.05$ ,  $B_e/h = 0.3$ ,  $L_e/h = 0.6$  として、浮体に固定した座標と空間に固定した座標のなす角度を  $\theta$  とし、 $\theta = 0, \pi/4, \pi/2$  と変化させた場合の海震荷重を計算した。結果を Fig. 3.7 に示す。

Fig. 3.7 から浮体が震央直上で回転しても海震荷重にはほとんど影響しないことがわかる。この原因を明らかにす

るため浮体底部の圧力分布を調査してみた。Fig. 3.8 は各回転角における無次元周波数  $Kh = 2\pi$  の場合の計算結果である。

前述のように、浮体の圧力は浮体の中央で高く端では低いため、浮体に働く海震荷重はほぼ浮体中央の圧力変動に依存している。従って、浮体が振動地盤の直上で回転しても、浮体の端の部分の影響が少なく、振動地盤の真上にある浮体中央の面に依存した海震荷重はほとんど変わらないものと思われる。

## 4. 結 言

自由表面と剛体海底に囲まれた海域における三次元浮体に働く海震荷重を、Green 関数及び境界要素法を用いて境界積分方程式を解くことによって求め、体系的な検討をした結果、以下の結論を得た。

- 1) 三次元海震荷重は共振点で二次元の場合より海震荷重が低くなる。これは三次元波動の拡散のためと考えられる。
- 2) 浮体が振動する地盤の真上にあるとき海震荷重は浮体の中央の圧力に大きく依存する。
- 3) 浮体が振動する地盤の真上に無い場合には、一般に

海震の影響は小さいと考えられる。

二次元、三次元の周波数領域問題の検討によって、海震荷重の特性が明らかになったが、海震現象は有時間現象であるため、現象そのものの解明には時間領域の問題を検討する必要がある。また、現象が比較的高周波数で問題になるとと考えられるため、浮体を弾性体と考えた場合の検討も必要になるとと考えられる。これらについては、今後の研究によって明らかにしていきたい。

### 参考文献

- 1) 佐藤孫七：海震の話し、気象 12.2, 1968
- 2) 佐藤孫七：“海震”体験あれこれ、気象 22.1, 1978
- 3) Higo, Y. et al.: A Study on the Effect of Seaquakes on a Floating Body, Proceedings of KOJAM' 96, pp. 269-276, 1996
- 4) 肥後 靖他：二次元浮体に働く海震荷重に関する理論的研究、西部造船会会報、第 93 号, pp. 111-119, 1997
- 5) Higo, Y.: A Theoretical Study on the Effect of Seaquakes on a Floating Body, Proceedings of ISOPE' 97, Vol. IV, pp. 480-484, 1997
- 6) 清川哲志他：Seaquake の発生メカニズムについて、海岸工学論文集、第 36 号, pp. 734-738, 1989
- 7) Kiyokawa, T.: Three-Dimensional Characteristics of Seaquakes, Proceedings of ISOPE' 97, Vol. IV, pp. 445-450, 1997
- 8) 肥後 靖他：浅海域における二次元音源による音響放射問題に関する研究、日本造船学会論文集、第 172 号, pp. 539-549
- 9) 別所正利：海底の振動による水中の変動圧の近似値、第 75 回海洋工学委員会性能部会資料