E

No.

Date 57.8.12

"浮体に伝わる地震動について"

別所

頁

# 概要

地震の時に浮体がどのような力を受けるかと言う問題がある。

地震が水底の隆起，陥没による時は，津波が起きるが，この時は通常の水波理論によって浮体の応答が計算出来る。

しかしそのような場合を除けば水面変位は充分小さく，水は縦波つまり音波のみを伝える。

つまり地震によって水底が振動しその振動が音波となって水中に伝わる。

その音波はさらに水面から空中に伝わる訳であるがよく知られているようにその率は略々音響インピーダンス ρc (ρ密度，c音速) の比に比例するので 1/1000 の程度であり，充分の精度で近似的に空中には伝わらないと考えてよい。

地面から水中に伝わる振動については本文にあるようにかなり面倒ではあるが定性的には同様に考えられ透過率は 1/10 程度

と推定される*。

また特に建物に対する地震荷重では水平加速度が構造設計上決定的な要素であるが，水底では地面の水平動は水に伝わらず，垂直動のみ伝わる事を考えても大変有利な事になろう。

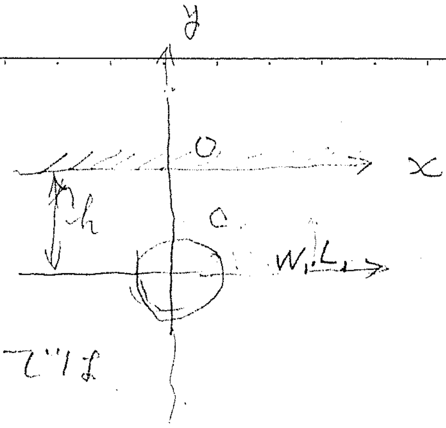
本文では水平な底面をもつ水面を考え，地面が一様な岩石であるような場合の2次元理論に限って地震動によって浮体に働く力について考察する。

まず水中の音場について考え，その地中への伝搬あるいはその逆について考察し，ハスキントの関係によって力を求める。

実際上は時間領域の挙動が欲しいが，それについては他の所で触れたので省略する。

* 特に水深によって決まる限界周波数より高周波成分以上は全く伝わらない。

# 1. 水中の音場




水深$h$の水がある時の音場を考えよう。

今の場合充分の精度で水面では

$$\phi(x,-h)=0, \quad \cdots \quad (1.1)$$

圧力$p$と速度ポテンシャル$\phi$の関係は

$$p(x,y) = -i\rho_w \omega \phi(x,y), \quad (1.2)$$

境界値問題を次の場合に分けて考えよう。

i) 物体$C$がなくて、底面($y=0$)が与えられた垂直速度 $u_2(x,0)$ で振動する場合。

ii) 底面($y=0$)が剛体壁で物体$C$が振動する場合

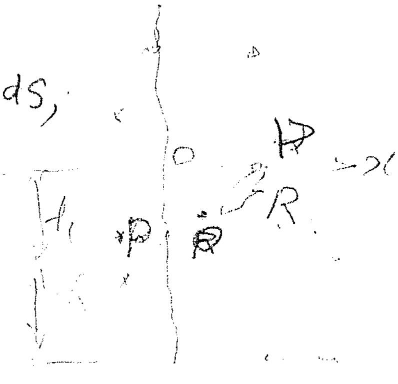
iii) 底面が振動し、その音波を物体$C$が散乱する場合。

iv) 底面も$C$も振動する場合。

この iii) iv) は i) ii) の解の重ね合せであらわされる。

速度ポテンシャルはよく知られているように
ハンケル関数によって

$$\phi(Q)=\frac{i}{4}\int_{C+B+F}\left[\phi(P)\frac{\partial}{\partial n}H_0^{(2)}(k_w R)-\frac{\partial\phi}{\partial n}H_0^{(2)}(k_w R)\right]ds, \qquad (1.3)$$



$k_w=\omega/c_w$, $c_w$; 水中音速

B; 底面, F; 水面, $n$; 外向法線

今の場合は鏡像法によってF および(又は) B上の積分を省略する事が出来る。

i) C がなく B が変位 $u_2(x,0)$ で振動する場合

$$S_B(R)=\frac{i}{4}\sum_{m=-\infty}^{\infty}(-)^m H_0^{(2)}\left(k_w\sqrt{(x-x')^2+(y-y'+2mh)^2}\right), \qquad (1.4)$$

とおくと

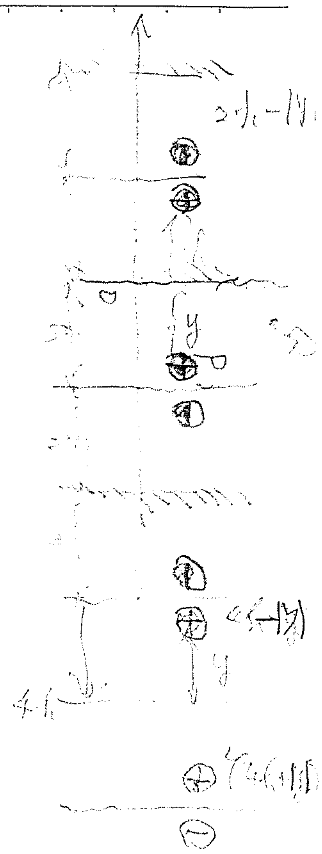
$$\phi(Q)=i\omega\int_{-\infty}^{\infty}u_2(x,0)\,S_B(R)\,dx, \qquad (1.5)$$

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial y}\right|_{y=0}=i\omega u_2(x,0), \qquad (1.6)$$

ii) 物体Cが振動し 底面で

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial y}\right|_{y=0}=0, \qquad (1.7)$$

この場合は次頁図のように正負の image を並べて



$$S_h(R) = \frac{i}{4}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\Big[H_0^{(2)}\big(k_w\sqrt{(x-x')^2+(y-y'+4hm)^2}\big) + H_0^{(2)}\big(k_w\sqrt{(x-x')^2+(y+y'-4mh)^2}\big)\Big]$$

$$-\frac{i}{4}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\Big[H_0^{(2)}\big(k_w\sqrt{(x-x')^2+(y-y'-2h+4mh)^2}\big) + H_0^{(2)}\big(k_w\sqrt{(x-x')^2+(y+y'+2h-4mh)^2}\big)\Big],$$

$$\cdots(1.8)$$

(1.3)に代入して

$$\phi(Q) = \int_C\Big[\phi(P)\frac{\partial S_h}{\partial n} - \frac{\partial \phi}{\partial n}S_h\Big]ds(P), \quad (1.9)$$

となるから与えられた $\frac{\partial \phi}{\partial n}\Big|_C$ について

境界積分方程式を解かねばならない。

iii) 床面が振動し，Cがその波を散乱する場合

床面の振動によるポテンシャルは(1.5)によって与えられるが今それを入射波ポテンシャル $\phi_I$ としよう。

物体Cが反射散乱する分を $\phi_d$ とすると

C上で

$$\frac{\partial}{\partial n}(\phi_d+\phi_I)\Big|_C = 0, \quad \frac{\partial \phi_d}{\partial y}\Big|_{y=0} = 0, \quad (1.10)$$

$\phi_d$ は(1.9)の形で与えられる。

(iv) 底面も振動する場合

C上で $\frac{\partial \Phi}{\partial n}$ が与えられるとするとまず(1.9)を解いて底面の垂直速度が0となるものを放射ポテンシャルとし $\Phi_R$ と表わす。それは(1.9)の形となる。

次に底面が振動するとして前項で求めたポテンシャル($\Phi_I+\Phi_d$)を導入すると全ポテンシャルは

$$\Phi = \Phi_R + \Phi_d + \Phi_I , \quad \cdots\cdots (1.11)$$

これによる底面の圧力を計算し，この圧力で地面の変形速度を求め，それを $\Phi_I$, $\Phi_d$ に[illegible]すれば積分方程式となり，それを解けば全問題がとける事になる。

次に附録Aを参照して $|x|\gg 1$ の時の(1.5), (1.9)の漸近展開をもとめよう。

(A.7)を(1.9)に代入すると

$$\phi(Q) \xrightarrow[|x|\gg 1]{} 2i \sum_m H_m^{\pm}(k_m) e^{\mp i k_m x'} \cos\left[\left(m+\tfrac{1}{2}\right)\tfrac{\pi}{h} y'\right], \quad (1.12)$$

$$H_m^{\pm}(k_m) = \int_C \left(\phi \frac{\partial}{\partial n} - \frac{\partial \phi}{\partial n}\right) e^{\pm i k_m x} \cos\left[\left(m+\tfrac{1}{2}\right)\tfrac{\pi}{h} y'\right] ds, \quad \cdots (1.13)$$

$$k_m = k_W \sqrt{1 - \left(\frac{m+\frac{1}{2}}{k_W h}\right)^2 \pi^2},$$ real な値のみとる。

(A.5')を(1.5)に代入すると

$$\phi_i(Q) \xrightarrow[|x|\gg 1]{} 2i \sum_m H_m^{\pm}(k_m) e^{\mp i k_m x'} \cos\left[\left(m+\tfrac{1}{2}\right)\tfrac{\pi}{h} y'\right], \quad \cdots (1.14)$$

$$H_m^{\pm}(k_m) = \frac{i\omega}{2} \int_{-\infty}^{\infty} u_2(x,0) e^{\pm i k_m x} dx, \quad \cdots\cdots (1.15)$$

~~それ故~~ 単位時間に散逸するエネルギー $W$ は

$$W = \frac{\omega}{4i} \int \left(\phi \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x'} - \bar{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x'}\right) dy'$$

$$= \omega h \sum_m k_m \left(|H_m^+|^2 + |H_m^-|^2\right), \quad (1.16)$$

もし $h < \frac{\pi}{2k_w} = \frac{\lambda}{4}$

ならば $\phi(x) \xrightarrow[|x|\gg 1]{} 0$ , ……… (1.17)

で $W = 0$

つまり水深が波長の1/4以下の時発散ははなくなり

逸散

従って減衰はなくなる。また地震動のエネルギーは水には伝わらない。

この値は $\lambda = C_w T$ （T：周期）であるから

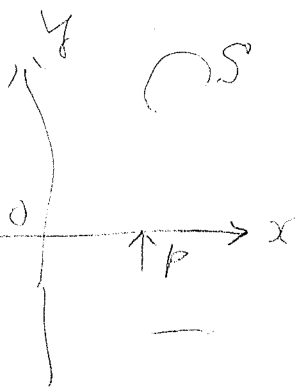
$C_w = 1500$ m/s , $T = 0.2$ sec とすると $h \leq 75$ m となる。

つまり水深が浅いときは高周波成分は水に

限界周波数より下の

伝わらないから、この意味で水はローパスフィルターである。

## 2. 地面の振動




震源Sによる振動変位を $u_j^S$ とします。
（で y=0 が自由表面の時の）

今は水の振動によって地面に垂直に $p$ で押されているからそれによる成分を $u_j^W$ とすると文献*(3.15)により

$$t_z' = G\tau_z = -p = i\rho_W\omega\phi(x,0), \quad (2.1)$$

であるから

$$u_j^W(Q) = \frac{\omega\rho_W}{iG}\int_{-\infty}^{\infty}\phi(x,0)\,u_{zj}(x,Q)\,dx, \quad \cdots (2.2)$$

それ故全変位は

$$u_j = u_j^S + u_j^W, \quad \cdots (2.3)$$

で $u_j^S$ については同文献 §4 に詳述してある。
一方で水の運動はこの全変位 $u_z(x,0)$ で例えば(1.11)のように与えられるからそのポテンシャルを(2.2)に代入して $y=0$ とすれば複雑ではあるが境界積分方程式となり、それを解けばよい。

* 別刷「自由表面を持つ……における弾性波……」

即ち

$$i\omega u_2^{w}(x,0) = \frac{i\omega}{\rho c^2}\int_{-\infty}^{\infty} p(x',0)\, u_{22}(x-x',0)\,dx , \qquad (2.4)$$

今　(変位速度) = (圧力)×(アドミッタンス)

と定義すれば

$$\frac{i\omega}{\rho c^2}\, u_{22}(x-x',0)\,dx$$

はアドミッタンス・マトリックスである。

水の場合は (1.5) より

$$p(x,0) = -i\rho_w\omega\int_{-\infty}(i\omega u_2)\, S_R(x-x',0)\,dx , \quad \cdots (1.5)$$

(変位速度)×(インピーダンス) = (圧力)

とすれば

$$-i\rho_w\omega\, S_R(x-x')\,dx$$

はインピーダンスマトリックスである

水のインピーダンスは $\rho_w c_w$ であるからそれにならって

地面のインピーダンスを考えるとそれは (2.4)の下の式から $\rho c$ である。

それ故 その比は $\rho_w c_w/\rho c$ となり，岩石

ならば大体 1/10 のオーダーであり，$u_j^w$ は

近似的に無視してもよいと考えられる。

## 3. 地震動が浮体に及ぼす力

浮体の振動モード関数を $\frac{\partial u}{\partial n}$ とすると、浮体に働く一般力は次式で与えられる。

$$V = -\int_C p \frac{\partial u}{\partial n} ds = i\rho_w \omega \int_C \phi \frac{\partial u}{\partial n} ds, \qquad (3.1)$$

地震動による速度ポテンシャルは前節(iii)項でのべたように

$$\phi = \phi_I + \phi_d \quad , \qquad (3.2)$$

と表わされ

$$\frac{\partial}{\partial n}(\phi_I + \phi_d) = 0 \quad \text{on } C \quad , \qquad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\phi_d = 0, \quad \frac{\partial \phi_I}{\partial y} = i\omega u_2(x,0) \quad \text{for } y=0,$$

である。

ここで新しく次の放射ポテンシャルを導入しよう。

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial n} &= -\frac{\partial u}{\partial n} \quad \text{on } C \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} &= 0 \quad \text{on } y=0 \end{aligned}\right\} \qquad (3.4)$$

そうすると

$$\int_C \left(\phi_d \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \phi_d}{\partial n}\right) ds = \int_{A+B} \left(\phi_d \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \phi_d}{\partial n}\right) ds = 0, \qquad (3.5)$$

なる相反性があるから

$$V = -i\rho_w \omega \int_C (\phi_I + \phi_d) \frac{\partial \phi}{\partial n} ds = i\omega \rho_w \int_C \left(\phi \frac{\partial \phi_I}{\partial n} - \phi_I \frac{\partial \phi}{\partial n}\right) ds,$$

$$(3.6)$$

Cの近くでの $\Phi_I$ がわかればこの式で $V$ が求められるがそれは後にしてこの積分路を水底面にすれば

$$V = \omega^2 \rho_w \int_{-\infty}^{\infty} u_2(x,0)\,\phi(x,0)\,dx, \qquad (3.7)$$

を得る。

ここで地面の振動を考えよう。

$\phi$ により地面に誘起される振動を肩符 c をつけて表わすと（$\Gamma$ 上では $ds = -dx$）

$$V = i\omega \int_\Gamma t_2^c\, u_2\, ds, \quad \cdots \qquad (3.8)$$

境界条件としては

$$t_1^c = 0, \quad t_1 = 0, \quad u_2^c = 0, \quad \text{on } \Gamma, \qquad (3.9)$$

であるから (3.8) は

$$V = i\omega \int_\Gamma \left(t_1^c u_1 + t_2^c u_2 - t_1 u_1^c - t_2 u_2^c\right) ds, \qquad (3.8')$$

と書けるがこれは震源 $S$ 上の積分に変更出来、

$$V = i\omega \int_S \left(t_1^c u_1 + t_2^c u_2 - t_1 u_1^c - t_2 u_2^c\right) ds, \qquad (3.10)$$

となって今度は $\underbrace{u_i^c}_{S\text{上の}}$ がわかれば力が計算出来る事になり (3.6) の対である。

これはハスキントの関係の拡張である。

この式によって前出文献p5の式により，近似値が与えられる。

その時 $u_j^c$ によるコッチン関数は同附録Cにより

$$G(p) = \frac{-k^2}{k_w^2}\sqrt{p^2-k^2}\,\frac{i\rho_w\omega}{\rho c^2}\int_{-\infty}^{\infty}\phi(x,0)\,e^{+ipx}\,dx,$$

$$F(p) = -\frac{p\rho_w\omega}{\rho c^2}\int_{-\infty}^{\infty}\phi(x,0)\,e^{ipx}\,dx, \qquad (3.11)$$

となるが

$$-\int_{-\infty}^{\infty}\phi(x,0)\,e^{ipx}\,dx = \int_B\left[\phi(x,0)\frac{\partial}{\partial n}(\ ) - \frac{\partial\phi}{\partial n}\right]\frac{e^{ipx}\sin g(y+h)}{(g\cos gh)}\,ds \qquad (3.12)$$

$g = \sqrt{k_w^2 - p^2}$，

と置け，それぞれの境界条件を入れると

$$-\int_{-\infty}^{\infty}\phi(x,0)\,e^{ipx}\,dx = \frac{1}{g\cosh gh}\int_C\left(\phi\frac{\partial}{\partial n} - \frac{\partial\phi}{\partial n}\right)e^{ipx}\sin g(y+h)\,ds, \qquad (3.13)$$

となって(3.13)のコッチン関数に（附録）一致する。

前出p5の式を使う時距離rをどうとればよいかが疑問である。

この難点は(3.7)のコッチン関数の積分範囲が無限大となっている所から生じている。

それ故もっと合理的には水の中の$\phi_I$又は地中の$u_j^c$をこの場合について検討し直さねばならぬ。

以下$\phi_I$について考え(3.6)で力を求める事にしよう。

さて(1.5)に(A.5')を代入すると( )

$$\phi_I = i\omega \sum_{m=0}^{\infty} i^{\delta} \cos\left[\left(m+\tfrac{1}{2}\right)\frac{\pi y}{h}\right] \int_{-\infty}^{\infty} u_z(x,0)\, e^{-k_m|x-x'|}\, dx \quad , \quad (3.14)$$

$k_m = k_w\sqrt{\left(\frac{m+\frac{1}{2}}{k_w h}\right)^2 \pi^2 - 1}$ , で根号の中が負となる時は $i^{\delta} = i$, その他では $i^{\delta}=1$, とする。

$x > x'$

ここで
$$\int_{-\infty}^{\infty} u_z(x,0)\, e^{-k_m|x-x'|}\, dx = \int_{-\infty}^{x'} u_z\, e^{-k_m(x'-x)}\, dx + \int_{x'}^{\infty} u_z\, e^{-k_m(x-x')}\, dx,$$

$$= \int_0^{\infty} \left[u_z(x'-\xi,0) + u_z(x'+\xi,0)\right] e^{-k_m \xi}\, d\xi$$

$$\fallingdotseq \frac{2}{k_m}\left[u_z(x',0)\right] \quad , \quad \cdots\cdots \quad (3.15)$$

しかし$u_z$はレーリー波を含むのでそれは又別に評価しなければならぬ。

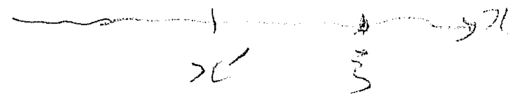
$$u_2(x,0) = u_2^L(x,0) + u_2^R(x,0), \quad u_2^R(x,0) = A^{\pm} e^{-ik_R|x-\xi|}, \quad \cdots (3.16)$$

$\xi$ は震源の $x$ 座標，

(3.11) はこの $u_2^L$ に対しての近似式である。

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} u_2^R(x,0)\, e^{-k_m|x-x'|}\, dx = A^- \int_{-\infty}^{x'} e^{-ik_R(\xi-x)-k_m(x'-x)}\, dx$$

$$+ A^- \int_{x'}^{\xi} e^{-ik_R(\xi-x)-k_m(x-x')}\, dx$$




$$+ A^+ \int_{\xi}^{\infty} e^{-ik_R(x-\xi)-k_m(x-x')}\, dx$$

$$= \frac{A^- e^{-ik_R(\xi-x')}}{k_m+ik_R} + \frac{A^-}{-k_m+ik_R}\left[e^{-k_m(\xi-x')} - e^{-ik_R(\xi-x')}\right]$$

$$+ \frac{A^+}{k_m+ik_R} e^{-k_m(\xi-x')}, \quad \cdots (3.17)$$

それならまず $x'=\xi$ とすると

$$I = \frac{A^- + A^+}{k_m+ik_R} + (\xi-x')A^-; \quad \text{---} (3.18)$$

$k_m(\xi-x') \gg 1$ ならば，($k_m$ 実で)

$$I = \frac{2k_m A^-}{k_m^2+k_R^2} e^{-ik_R(\xi-x')}, \quad (3.19)$$

$k_m$ が虚数の場合は $k_m = iK_m$, $K_m > 0$ として

$$I = \frac{1}{i(K_m+K_R)}\left[A^- e^{-iK_R(\xi-x')} + A^+ e^{-iK_m(\xi-x')}\right] + \frac{A^-}{i(K_R-K_m)}\left[e^{-iK_M(\xi-x')} - e^{-iK_R(\xi-x')}\right], \quad (3.20)$$

地盤が岩石ならば $K_R \ll K_m$ であると予想されるがもし $K_R \fallingdotseq K_M$ とすると

$$I = \frac{(A^- + A^+)e^{-iK_R(\xi-x')}}{i(K_m+K_R)} + A^-(\xi - x'), \quad (3.21)$$

これらを(3.10)に代入すれば $\phi_L$ は求まる。

この時 総和は $n \to \infty$ までである事に注意。

いずれにしてもあまり変わりも起らないようであるので式の簡単さから考えると前出文献の式を使うのがよかろう。

その時 $h$ としては浮体直下の水底から震源までの距離を採用すればよい。

# 附録A　核関数 $S_B, S_h$

まず

$$\frac{i}{4}H_0^{(2)}(k_w R) = -\frac{1}{2\pi}\int_0^\infty e^{-\sqrt{p^2-k_w^2}\,|y-y'|}\frac{\cos p(x-x')\,dp}{\sqrt{p^2-k_w^2}}, \qquad (A\cdot 1)$$

なる積分表示がある。

これを　$x > x' = 0$　として変形すると

$$\frac{i}{4}H_0^{(2)}(k_w R) = \frac{i}{4\pi}\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} e^{-ik_w(x\cos\theta + |y-y'|\sin\theta)}\,d\theta$$

$$-\frac{1}{2\pi}\int_{k_w}^\infty e^{-x\sqrt{q^2-k_w^2}}\cos\{q|y-y'|\}\,dq, \qquad (A\cdot 2)$$

以下さらに $y=0$ として (1·4) の $S_B$ をもとめるためには $(y<0)$

次の和が必要である。

$$A = \lim_{N\to\infty}\sum_{m=-\infty}^{N}(-)^m e^{-ik_w|-y'+2mh|\sin\theta}$$

$$B = \mathrm{Re}\sum_{m=-\infty}^{N\to\infty}(-)^m e^{iq|y'-2mh|}$$

$(A\cdot 3)$,

$|y|$　$|-y' \ldots|$　$|y' \ldots 2mh|$

$-h<y'$, $h>-y'$

$$A = \sum_{m=1}^{N\to\infty}(-)^m e^{+ik_w y' - 2ik_w m h\sin\theta} + \sum_{m=0}^{N\to\infty}(-)^m e^{-ik_w y' - 2ik_w m h\sin\theta}$$

$$+\, e^{ik_w y'\sin\theta} \quad 1$$

$$= e^{i(k_w y'\sin\theta + \frac{\pi}{2})} + 2\cos(k_w y'\sin\theta)\frac{e^{-2ik_w h\sin\theta + \frac{\pi}{2}}\left(1 - e^{-2ik_w N h\sin\theta}\right)}{1 - e^{-2ik_w h\sin\theta}}$$

$$= \frac{e^{ik_w y'\sin\theta + \frac{\pi}{2}}\left(1 - e^{-2ik_w(N+1)h\sin\theta}\right)}{1 - e^{-2i(k_w h\sin\theta + \frac{\pi}{2})}} + e^{-ik_w y'\sin\theta - 2ik_w h\sin\theta}\left(1 - e^{-2ik_w N h\sin\theta}\right)$$

$$A = e^{i(k_W y' \sin\theta + \frac{\pi}{2}) - iN(k_W h \sin\theta + \frac{\pi}{2})} \frac{\sin[(N+1)(k_W h \sin\theta + \frac{\pi}{2})]}{\sin(k_W h \sin\theta + \frac{\pi}{2})}$$

$$+ e^{-i(k_W y' \sin\theta + \frac{\pi}{2}) - i(N+1)(k_W h \sin\theta + \frac{\pi}{2})} \frac{\sin[N(k_W h \sin\theta + \frac{\pi}{2})]}{\sin(k_W h \sin\theta - \frac{\pi}{2})}, \qquad (A.4)$$

Bは $k_W \sin\theta$ のかわり $-g\sin\mu$ を入れて実部をとればよい

これを(1.4)に代入して Dirichlet 積分を使えば

$$k_W h \sin\theta = \pm(m+\tfrac{1}{2})\pi, \quad m: 整数 \quad \left[\cos\theta = \sqrt{1-\left(\tfrac{m+\frac{1}{2}}{k_W h}\right)^2}\right]$$

$$g h = (m+\tfrac{1}{2})\pi$$

の附近の積分のみ効いて、

$$S_B(R) = i \sum_{m=0}^{k_W h > (m+\frac{1}{2})\pi} e^{-ik_W x\sqrt{1-\left(\frac{m+\frac{1}{2}}{k_W h}\right)^2 \pi^2}} (-)^m \sin\left[(m+\tfrac{1}{2})\pi \frac{(y'+h)}{h}\right]$$

$$+ \sum_{m+\frac{1}{2} > \frac{k_W h}{\pi}}^{\infty} (-)^m e^{-k_W x\sqrt{\left(\frac{m+\frac{1}{2}}{k_W h}\right)^2 \pi^2 - 1}} \sin\left[(m+\tfrac{1}{2})\pi \frac{y'+h}{h}\right], \qquad (A.5)$$

$$\therefore h < \frac{\pi}{2k_W} = \frac{\lambda}{4}, \quad \lambda: 波長, \qquad (A.6)$$

ならば右辺第1項はなくなり、無限遠方には波は伝わらない。

(A.5) は又

$$S_B(R) = i\sum_{m=0}^{m} e^{-ik_W x\sqrt{1-\left(\frac{m+\frac{1}{2}}{k_W h}\right)^2\pi^2}} \cos\left[\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\pi y'}{h}\right]$$

$$+\sum_{m>}^{\infty} e^{-k_W x\sqrt{\left(\frac{m+\frac{1}{2}}{k_W h}\right)^2\pi^2-1}} \cos\left[\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\pi y'}{h}\right] \quad , \cdots (A\cdot 5')$$

(1.8) の $S_h$ は 全く同様にして、

$$S_h(R) = 2i\sum_{m=0}^{m} e^{-ik_W x\sqrt{1-\left(\frac{m+\frac{1}{2}}{k_W h}\right)^2\pi^2}} \cos\left[\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\pi y}{h}\right] \cos\left[\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\pi y'}{h}\right]$$

$$+2\sum_{m>}^{\infty} e^{-k_W x\sqrt{\left(\frac{m+\frac{1}{2}}{k_W h}\right)^2\pi^2-1}} \cos\left[\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\pi y}{h}\right]\cos\left[\left(m+\frac{1}{2}\right)\frac{\pi y'}{h}\right], \quad (A\cdot 7)$$

# 附録13 音速

水中音速 $C = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = 1426$ m/s.

| | P波の速度 |
|---|---|
| 水(15°C) | 1,468 (m/s) |
| 安山岩 | 4,000 |
| 玄武岩 | 5~6,000 |
| 花崗岩 | 4~6,000 |
| 変成岩 | 3~7,000 |
| 風化土 | 100~600 |
| 礫乾砂 | 500~1,000 |
| 湿砂 | 600~1,800 |
| 粘土 | 1,800~2,400 |
| 頁岩 | 1~3,000 |
| 砂岩 | 2~4,000 |