

はじめに ケーソン防波堤の揚圧力は図-1に示す様に、三角形分布が使用されている。後脚部では圧力が零になるようになっている。これは透水性地盤に作られたダムの圧力分布と同じ考え方に過ぎない。これは定常流について出された物であり一応の根拠はある。しかしケーソンの底面の場合は非定常であり、波の周期によって、その影響範囲はおのずから決まるはずである。この考えにもとづいて若干の検討を加えてみた。

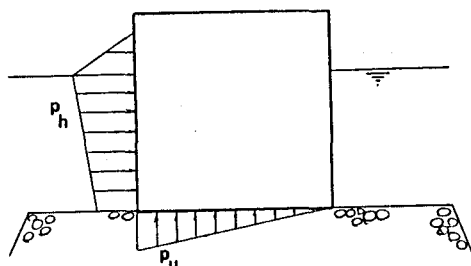


図 1

透水性地盤の運動方程式と解

透水性地盤についての準一様流として、貯留係数 s を使って速度ポテンシャルで表わすと。

$$\varphi = -k \left(\frac{p}{w} + z \right) = f(x, t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{s}{k} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

となる、 ϕ について変数分離の解を仮定して周期解を求めると。

$$\varphi = e^{-\sqrt{(s/k)\pi\sigma} \cdot x} \cdot e^{i[2\pi\sigma t - \sqrt{(s/k)\pi\sigma} \cdot x]} \cdot B \quad (3)$$

がえられる。これについて波のポテンシャルとの連続性を持たせると、定数 B は

$$B = -\frac{kmHc^3}{g} \frac{\cosh mh}{\sinh mh}, \quad 2\pi\sigma = mc \quad (4)$$

したがってポテンシャルは

$$\varphi = -\frac{kmHc^3}{g} \cdot \frac{\cosh mh}{\sinh mh} e^{-\sqrt{(s/k)\pi\sigma} \cdot x} e^{i[2\pi\sigma t - \sqrt{(s/k)\pi\sigma} \cdot x]} \quad (5)$$

となる。従ってケーソンの底面の圧力分布は

$$\frac{p}{w} = \frac{-\varphi}{k} = \frac{mHc^3}{g} \cdot \frac{\cosh mh}{\sinh mh} e^{-\sqrt{(s/k)\pi\sigma} \cdot x} e^{i[2\pi\sigma t - \sqrt{(s/k)\pi\sigma} \cdot x]} \quad (6)$$

となり三角形分布ではなく Exp 関数になっていることが判かる。そこで

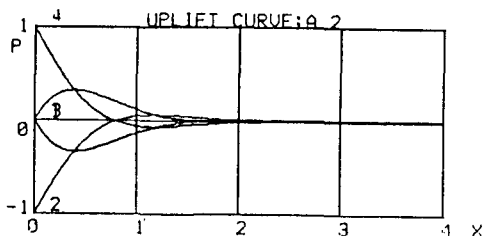


図 3

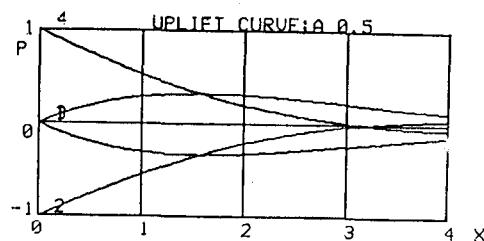


図 4

$$\frac{p}{w} = \frac{g}{mHc^2} \frac{\sinh mh}{\cosh mh} = \bar{P}, \quad \frac{x}{L} = \bar{x}, \quad \sqrt{\frac{8\pi}{kT}} = \alpha \quad (7)$$

として幾つかのケースについて図示したのが図-3のもので α が小さい程、即ち周期 T が長い程ケーソンの奥まで圧力が大きくなっている事が判る。

ケーソンの運動開始時の圧力分布

ケーソンの運動がどのようにになっているかは多くの人によって研究されているが、我々の実験室の結果では、運動の初期では図-4のように後脚を起点にして回転しようとする場合が多く、そのつき段階でスライド、スリップ等の運動をしている。そこでこのようにケーソンの下部が持ち上がった場合の圧力分布を求めてみよう。

ここでは最も単純に考えてケーソンの運動が開始されると地盤の透水係数が変化すると考えることにする。

$$\frac{k}{s} = \beta_0 + \varepsilon_0 \theta \quad (8)$$

で、ケーソンの動き θ によって k/s の値が変わると考える。

$$\theta = \frac{a_0}{2} [1 - \cos(2\pi\alpha t)] \quad (9)$$

として(2)式について解を求める、このとき k/s については θ との位相のずれを考慮して

$$\frac{k}{s} = \beta - \varepsilon \cdot \cos(2\pi\alpha t - \phi) \quad (10)$$

とする。ここで

$$\beta = \beta_0 - \frac{a_0}{2} \varepsilon_0, \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \frac{a_0}{2}$$

とする。この式を(2)に代入して解を求めると

$$\bar{P} = e^{-\alpha \bar{x}} \cdot \sin \left[\frac{2\pi}{T} t - \alpha \bar{x} - \varepsilon \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - \phi \right) \right] \quad (12)$$

$$\bar{P} = \frac{p}{w} \cdot \frac{g}{mHc^2} \cdot \frac{\sinh mh}{\cosh mh}, \quad \frac{x}{L} = \bar{x}, \quad \sqrt{\frac{8\pi}{kT}} = \alpha, \quad \frac{\varepsilon}{\beta} = \varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{\beta_0 + \varepsilon_0} \quad (18)$$

の関係になる。この結果について底面の圧力を求めると図-5のようになり、先の場合と余り変化は無いが、位相のずれが表れている。この傾向は図-6で見ると判るごとく正弦曲線よりかなりずれた形をしている。特に下段の図ではアップリフトがかなり長時間にわたって働く傾向を示しており、ケーソンの揚圧力としてはかなり興味深い傾向を示していると考えられる。

なお図-3、図-5中の1,2,3,4は1/4,2/4,3/4,4/4とした時の各時間の関係を示し、図-6の1,2,3,4はケーソンの底面の前面より0/4,1/4,2/4,3/4の各点の圧力の時間変化を示したものである。今後はケーソンの運動そのものについて考察して行く予定である。

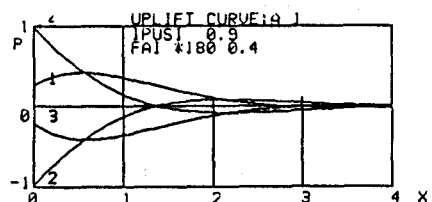
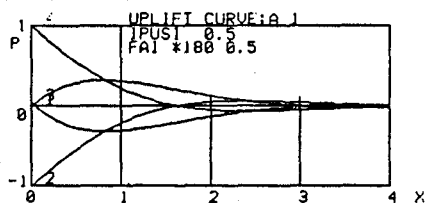


図 5

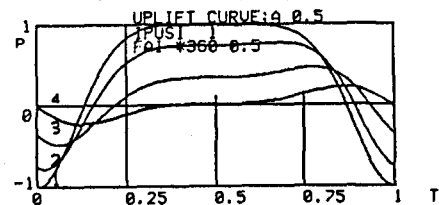
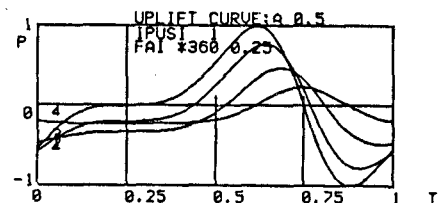


図 6