

合の流れの特徴を、Hele-Shaw の装置による流れの 実験と Sand-model による それとを行つて明らかにした。いま Gravity flow について、それぞれの場合の流線網を心壁附近を主にして示すと圖-1、圖-2 のようにな

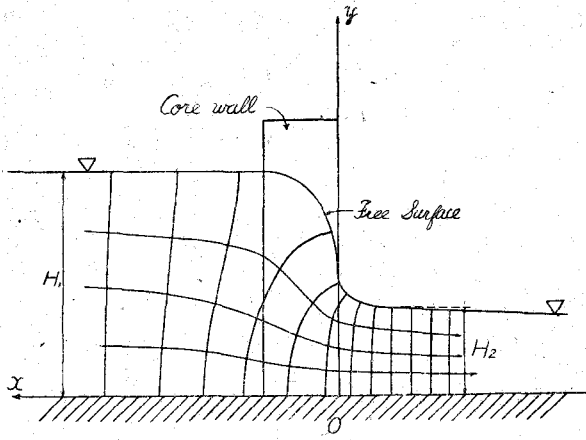


圖-1

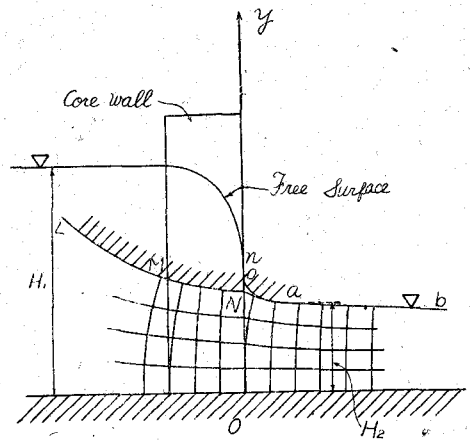


圖-2

る。Sand-model 実験で、capillary flow と gravity flow とをそれぞれの水量において正確に分離することは不可能であるが、著者は近似的方法でこれらを分離した。以上の研究の結果明らかになったことをあげると次のようである。

1. 普通の Sand-model による実験の場合は capillary flow は gravity flow に比べると、その流量の占める%が相當あり、無視することは到底許されない。この傾向は心壁の前後で自由水面が大きく高さを異にするほど著しい。
2. capillary flow の法面流出速度は大きく、土の微細粒子の流出をひき起しやすいので重視すべきである。
3. gravity flow のみが存在するときは、流速は自由水面の勾配に支配されるが、capillary flow も同時に存在する場合は、gravity flow の流速は自由水面の勾配によりあまり影響されず、むしろ被壓地下水の場合のように水圧差に支配せられる。

なお capillary flow を支配している法則や流れの諸特徴についても種々明らかになったが紙面の都合で省略する。

85. 波浪の屈折と廻折について (20分)

正員 大阪大學工學部 田 中 清

速度ポテンシャルを持つ表面波と光學の2次元問題との類似性より、光學法則の2, 3を波浪に適用してみる。

1. 反射と屈折 波浪に對してすでに光學の Snell の屈折法則が用いられているが、それを證明しておきたい。
y=0 の線において水深が h より h' に急に變化する場合、波浪の入射角、反射角、屈折角をそれぞれ $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ とし、速度ポテンシャルを

$$\begin{aligned} \text{入射波: } \phi_1 &= A_1 e^{i\{\sigma t + k(x \sin \theta_1 + y \cos \theta_1)\}} \cdot \cosh k(z+h) \\ \text{反射波: } \phi_2 &= A_2 e^{i\{\sigma t + k(x \sin \theta_2 - y \cos \theta_2)\}} \cdot \cosh k(z+h) \\ \text{屈折波: } \phi_3 &= A_3 e^{i\{\sigma t + k'(x \sin \theta_3 + y \cos \theta_3)\}} \cdot \cosh k'(z+h) \end{aligned}$$

ただし

$$kh \tanh kh = \frac{\sigma^2 h}{g}, \quad k'h \tanh k'h = \frac{\sigma^2 h'}{g}$$

水深の不連続線において運動量保存則が成り立つものと假定すれば、

$$\int_{-h}^0 \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial x} \right)_{y=0} dz + \int_{-h}^0 \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial x} \right)_{y=0} dz = \int_{-h'}^0 \left(\frac{\partial \phi_3}{\partial x} \right)_{y=0} dz$$

$$\int_{-h}^0 \left(\frac{\partial \phi_1}{\partial y} \right)_{y=0} dz + \int_{-h}^0 \left(\frac{\partial \phi_2}{\partial y} \right)_{y=0} dz = \int_{-h'}^0 \left(\frac{\partial \phi_3}{\partial y} \right)_{y=0} dz$$

より,

$$\theta_2 = \theta_1, \quad \frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_1} = \frac{k}{k'} = n$$

これは全く光學における Snell の法則と一致する。

入射波, 反射波, 屈折波の波高をそれぞれ $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ とすれば,

$$\frac{\zeta_2}{\zeta_1} = \frac{A_2}{A_1} = \frac{\sin(\theta_3 - \theta_1)}{\sin(\theta_3 + \theta_1)}$$

$$\frac{\zeta_3}{\zeta_1} = \frac{A_3 \sinh k'h'}{A_1 \sinh kh} = \frac{\sin 2\theta_1}{\sin(\theta_3 + \theta_1)}$$

垂直入射 $\theta_1 = 0$ の場合は,

$$\frac{\zeta_2}{\zeta_1} = \frac{n-1}{n+1}, \quad \frac{\zeta_3}{\zeta_1} = \frac{2}{n+1}$$

$h' < h$ ならば $n < 1$ となり $\theta_3 < \theta_1, \zeta_3 > \zeta_1$

$h' > h$ ならば $n > 1$ となり $\theta_3 > \theta_1, \zeta_3 < \zeta_1$

水深が變化すれば常に反射波があつてエネルギーは散逸し, 水深が淺くなれば波高は増大し, 深くなれば波高は減少する. $h' > h$ ($n > 1$) の場合に入射角 θ_1 が臨界角 $\theta_0 = \sin^{-1} \frac{1}{n}$ より大きくなれば波浪の全反射が考えられる. Snell の法則より海底の凹凸はレンズ的作用をするので, 築港工事における浚渫等も注意を要する. これらについて實驗の結果をのべる.

2. 廻折 防波堤港口, 島狀防波堤による波浪の廻折を前にのべた Sommerfeld の解を組合せて近似的に説明する.

港口幅または島狀防波堤長を $2b$ とし, 波浪の入射方向が θ なる場合, 入射波波高 1 に對する點 (r, ϑ) の波高 ζ は,

$$\zeta = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^i \left\{ kr_1 \cos(\vartheta_1 - \theta) + \frac{\pi}{4} \right\} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{2kr_1} \cos \frac{1}{2} (\vartheta_1 - \theta) e^{-ix^2} dx$$

$$\pm \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-i} \left\{ kr_1 \cos(\vartheta_1 - \theta) - \frac{\pi}{4} \right\} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{2kr_1} \cos \frac{1}{2} (\vartheta_1 + \theta) e^{-ix^2} dx$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^i \left\{ kr_2 \cos(\vartheta_2 - \theta) + \frac{\pi}{4} \right\} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{2kr_2} \cos \frac{1}{2} (\vartheta_2 - \theta) e^{-ix^2} dx$$

$$\pm \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-i} \left\{ kr_2 \cos(\vartheta_2 - \theta) - \frac{\pi}{4} \right\} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{2kr_2} \cos \frac{1}{2} (\vartheta_2 + \theta) e^{-ix^2} dx$$

$$\pm e^{\pm ikr} \cos(\vartheta - \theta)$$

ただし

$$r_1 \sin \vartheta_1 = r_2 \sin \vartheta_2 = r \sin \vartheta$$

$$r_1 r_2 = \sqrt{r^2 + b^2} \pm 2rb \cos \vartheta$$

この式の詳細については講演の時に説明する.

本研究は文部省科學研究費によるものの一部である.