

Lagrange 座標による水面波の解析

東大 工学部 桑原 真二

§ 1. 序

普通、水面波の解析は Euler 座標によっておこなわれる。水面の形を $x_2 = \eta(x_1, t)$ とおき、 η および $\partial\eta/\partial x_1$ 等が小さいとして摂動法をもちいる。ここで (x_1, x_2, t) は Euler 座標と時間、 x_2 は鉛直上方にとってある。

砕波 breaking of water wave の問題では、非線形効果によって、波形はきねだち、 $\partial\eta/\partial x_1$ はついに ∞ になり、それ以後は η が 3 価となる。このような状況ではもはや今までの解析法を用いることができない (図 1)。

Lagrange 座標をもちいれば、流体粒子の初期の座標と時間 (a_1, a_2, s) が独立変数となり、任意時刻の流体粒子の座標 (x_1, x_2) は従属変数となる。水-空気の境界にある流体粒子が常に境界にあるとすれば、Lagrange 座標では時間的に固定した境界をもつ初期値-境界値問題として波の問題をあつかうことができる。それ故上に述べた $\partial\eta/\partial x_1$ が無

限大になることおよび、 η が 3 価になるという解析上の困難は解消する。

§ 2. 基礎方程式

縮まない完全流体の渦なし運動は

$$\frac{\partial v_2}{\partial x_1} - \frac{\partial v_1}{\partial x_2} = 0, \quad (\text{rot } v = 0), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} = 0, \quad (\text{div } v = 0), \quad (2.2)$$

であらわされる。ここで (v_1, v_2) は速度の Euler 座標成分である。

渦なしの条件 (2.1) は、速度ポテンシャルを導入することにより、すなわち

$$v_\alpha = \frac{\partial \Phi}{\partial x_\alpha}, \quad (\alpha = 1, 2), \quad (2.3)$$

により満足される。非圧縮の条件 (2.2) より

$$\Delta \Phi \equiv \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_\alpha \partial x_\alpha} = 0, \quad (2.4)$$

が得る。

Euler の運動方程式の積分は一般化された Bernoulli の方程式：

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} v^2 + g x_2 = F(t), \quad (2.5)$$

を与える。 p , ρ は圧力と密度, g は重力の加速度である。

Lagrange 座標 (a_1, a_2, s) は Euler 座標 (x_1, x_2, t)

と

$$x_\alpha = x_\alpha(a_1, a_2, s),$$

$$t = s,$$

によって関係づけられているとする。独立変数を (x_1, x_2, t) から (a_1, a_2, s) に変換しよう。微分の変換は

$$\frac{\partial}{\partial x_1} = \frac{1}{J} \frac{\partial(x_1, x_2)}{\partial(a_1, a_2)}, \quad (2.7a)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_2} = \frac{1}{J} \frac{\partial(x_1, x_2)}{\partial(a_1, a_2)}, \quad (2.7b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{1}{J} \frac{\partial(x_1, x_2, s)}{\partial(a_1, a_2, s)}, \quad (2.7c)$$

$$J \equiv \frac{\partial(x_1, x_2)}{\partial(a_1, a_2)}, \quad (2.7d)$$

で与えられる。

非圧縮の条件 (2.2) は (2.7a, b) をもちいて

$$\frac{\partial}{\partial s} \frac{\partial(x_1, x_2)}{\partial(a_1, a_2)} = 0, \quad (2.8)$$

となる。ここで

$$v_\alpha = \frac{\partial x_\alpha}{\partial s}, \quad (2.9)$$

をもちいた。(2.8)を積分して、 $J \equiv \sigma(x_1, x_2) / \sigma(a_1, a_2) = f(a_1, a_2)$ をうるが、初期条件: $f = 1$ を課すれば

$$\frac{\sigma(x_1, x_2)}{\sigma(a_1, a_2)} = 1, \quad (2.10)$$

をうる。

渦なしの条件は(2.3)をもちいれば自動的に満足されるから、(2.9)と共に

$$\frac{\partial x_1}{\partial s} = \frac{\partial(\Phi, x_2)}{\partial(a_1, a_2)}, \quad (2.11a)$$

$$\frac{\partial x_2}{\partial s} = \frac{\partial(x_1, \Phi)}{\partial(a_1, a_2)}, \quad (2.11b)$$

を与える。

Bernouilleの方程式は

$$\frac{\partial(x_1, x_2, \Phi)}{\partial(a_1, a_2, s)} + p/\rho + \frac{1}{2}u^2 + gx_2 = F(s), \quad (2.12)$$

とかきあらためられる。(2.10)と(2.11)が基礎方程式である。(2.12)は境界条件にもちいられる。

§3. 碎波の数学的モデル

碎波の現象は有限振巾の波が非線形と重力の作用によって変形し、くずれるものと考えられる。碎波のこのような

作用を解析的にしらべるためにわれわれは次のような数学的モデルを考える。

波形をかえず一方向に進行する波は Galilei 変換によって定常な流れになる。 $t < 0$ では波形壁（上面）と直線壁（下面）で境されたダクトに渦なしの流んど一様な流れがあるとする。 $t = 0$ で上の波形壁をとりはらい、 $t > 0$ における流れを考える。

$t < 0$ で定常流となるように sliding Lagrange 座標 (η_1, η_2, σ) を導入する：

$$\left. \begin{aligned} \eta_1 &= a_1 + cS, \\ \eta_2 &= a_2, \\ \sigma &= S, \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

ここで c は $t < 0$ での波形壁の速さである。 (a_1, a_2, S)

から (η_1, η_2, σ) へ独立変数を変換すれば、微分は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial a_1} &= \frac{\partial}{\partial \eta_1}, \\ \frac{\partial}{\partial a_2} &= \frac{\partial}{\partial \eta_2}, \\ \frac{\partial}{\partial S} &= c \frac{\partial}{\partial \eta_1} + \frac{\partial}{\partial \sigma}, \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

と変換される（図 2）。

同じ文字をつかって無次元の量をあらわすことにする。

すなわち

$$\begin{array}{lcl}
 v_\alpha / c & \longrightarrow & v_\alpha, \\
 \chi_\alpha / \hbar & \longrightarrow & \chi_\alpha, \\
 b_\alpha / \hbar & \longrightarrow & b_\alpha, \\
 c\sigma / \hbar & \longrightarrow & \sigma, \\
 \Phi / \hbar c & \longrightarrow & \Phi, \\
 \alpha / \hbar & \longrightarrow & \alpha \text{ (初期の波の振巾)}, \\
 \hbar \hbar & \longrightarrow & \hbar \text{ (初期の波の波数)},
 \end{array} \quad (3.3)$$

こゝで $\hbar$ はダクトの深さである。

基礎方程式 (2.10), (2.11) は (3.2), (3.3) をもちいて
無次元形にかきあらためられる。

$$\frac{\partial(\chi_1, \chi_2)}{\partial(b_1, b_2)} = 1, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \chi_1}{\partial b_1} + \frac{\partial \chi_1}{\partial \sigma} = \frac{\partial(\Phi, \chi_2)}{\partial(b_1, b_2)}, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \chi_2}{\partial b_1} + \frac{\partial \chi_2}{\partial \sigma} = \frac{\partial(\chi_1, \Phi)}{\partial(b_1, b_2)}, \quad (3.6)$$

さて、境界条件は上の碎波のモデルについて

$$b_2 = -1 : \quad \chi_2 = -1, \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \chi_1}{\partial b_1} + \frac{\partial \chi_1}{\partial \sigma} = \frac{\partial \Phi}{\partial b_1} \frac{\partial \chi_2}{\partial b_2}, \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial(\chi_1, \Phi)}{\partial(b_1, b_2)} = 0, \quad (3.9)$$

$$h_2 = 0 : \quad x_2 = -\alpha \cos kx, \quad (t < 0), \quad (3.10a)$$

$$\frac{\partial(x_1, x_2)}{\partial(h_2, \sigma)} \frac{\partial \Phi}{\partial h_1} + \frac{\partial(x_1, x_2)}{\partial(\sigma, h_1)} \frac{\partial \Phi}{\partial h_2} + \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial x_1}{\partial h_1} + \frac{\partial x_1}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial x_2}{\partial h_1} + \frac{\partial x_2}{\partial \sigma} \right)^2 \right\} + \beta x_2 = \frac{1}{2}, \quad \beta \equiv gk/c^2, \quad (3.10b)$$

$$\frac{\partial x_1}{\partial h_1} + \frac{\partial x_1}{\partial \sigma} = \frac{\partial(\Phi, x_2)}{\partial(h_1, h_2)}, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial x_2}{\partial h_1} + \frac{\partial x_2}{\partial \sigma} = \frac{\partial(x_1, \Phi)}{\partial(h_1, h_2)}, \quad (3.12)$$

となる。

$t < 0$ における境界条件 (3.10a) が h_1 方向に周期的であるので、解は周期的と考えてよい。そこでわれわれは $h_1 = 0$ と $h_1 = 2\pi/k$ との間の領域にのみ注目することにする。左右の仮想の境界における周期条件は

$$x_1^L = x_1^R - 2\pi/k, \quad (3.13)$$

$$x_2^L = x_2^R, \quad (3.14)$$

$$\Phi^L = \Phi^R - 2\pi/k, \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial x_1^L}{\partial h_1} = \frac{\partial x_1^R}{\partial h_1}, \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial x_2^L}{\partial h_1} = \frac{\partial x_2^R}{\partial h_1}, \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \Phi^L}{\partial h_1} = \frac{\partial \Phi^R}{\partial h_1}, \quad (3.18)$$

である。こゝで

$$x_1^L = x_1(0, h_1, \sigma),$$

$$x_1^R = x_1(2\pi/k, \alpha_2, \sigma),$$

等である。

まず $t < 0$ の解を、基礎方程式 (3.4) - (3.6) で $\partial/\partial\sigma = 0$ において、境界条件 (3.7) - (3.9), (3.10a) (3.11), (3.12) 周期条件 (3.13) - (3.18) のもとに解く。ついで $t > 0$ の解は $\partial/\partial\sigma$ をのこした基礎方程式を (3.10a) の代りに (3.10b) をもちいた境界条件、周期条件のもとで、上にもとめた ($t < 0$ の) 解を初期条件として解くことになる。

§ 4. 逐次近似法

上の初期値-境界値問題は非線形なので数値計算によって解くのがもっとも適していると思われる。しかし波形の振巾が小さい場合には摂動法をもちいて解くことができ、古典的解析と比較することによって、この解析の性質がはっきりするものと思われる。

さて

$$x_1 = \alpha_1, \quad x_2 = \alpha_2, \quad \bar{x} = \alpha_1, \quad (4.1)$$

とおけば、基礎方程式を満足し、一様な流れをあらわす。

しかし、上面の境界条件 (3.10a) は満足していない。

そこで

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= h_1 + \alpha x_1^{(1)} + \alpha^2 x_1^{(2)} + \dots, \\ x_2 &= h_2 + \alpha x_2^{(1)} + \alpha^2 x_2^{(2)} + \dots, \\ \Phi &= h_1 + \alpha \Phi^{(1)} + \alpha^2 \Phi^{(2)} + \dots, \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

とおき、摂動法をもちいる。こゝで $x_1^{(1)}$ 等は (h_1, h_2, σ) の関数と考える。

1 近似では

基礎方程式：

$$\frac{\partial x_1^{(1)}}{\partial h_1} + \frac{\partial x_2^{(1)}}{\partial h_2} = 0, \quad (4.3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial h_1} + \frac{\partial}{\partial \sigma}\right)x_1^{(1)} - \frac{\partial x_2^{(1)}}{\partial h_2} - \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial h_1} = 0, \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial x_1^{(1)}}{\partial h_2} + \left(\frac{\partial}{\partial h_1} + \frac{\partial}{\partial \sigma}\right)x_2^{(1)} - \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial h_2} = 0, \quad (4.5)$$

境界条件：

$$h_2 = -1 : \quad x_2^{(1)} = 0, \quad (4.6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial h_1} + \frac{\partial}{\partial \sigma}\right)x_1^{(1)} - \frac{\partial x_2^{(1)}}{\partial h_2} - \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial h_1} = 0, \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial h_2}(x_1^{(1)} - \Phi^{(1)}) = 0, \quad (4.8)$$

$$h_2 = 0 : \quad x_2^{(1)} = -\cos k h_1 \quad (t \leq 0), \quad (4.9a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial h_1} + \frac{\partial}{\partial \sigma}\right)x_1^{(1)} + \beta x_2^{(1)} + \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial \sigma} = 0, \quad (t > 0), \quad (4.9b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial h_1} + \frac{\partial}{\partial \sigma}\right)x_1^{(1)} - \frac{\partial x_2^{(1)}}{\partial h_2} - \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial h_1} = 0, \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \chi^{(1)}}{\partial h_1} + \left(\frac{\partial}{\partial h_1} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \right) \chi_2^{(1)} - \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial h_2} = 0, \quad (4.11)$$

周期条件:

$$\chi_1^{(1)L} = \chi_1^{(1)R}, \quad \chi_2^{(1)L} = \chi_2^{(1)R}, \quad \Phi^{(1)L} = \Phi^{(1)R}, \quad (4.12) \sim (4.14)$$

$$\frac{\partial \chi_1^{(1)L}}{\partial h_1} = \frac{\partial \chi_1^{(1)R}}{\partial h_1}, \quad \frac{\partial \chi_2^{(1)L}}{\partial h_1} = \frac{\partial \chi_2^{(1)R}}{\partial h_1}, \quad \frac{\partial \Phi^{(1)L}}{\partial h_1} = \frac{\partial \Phi^{(1)R}}{\partial h_1}, \quad (4.15) \sim (4.17)$$

となる。

$t < 0$ の解は $\partial/\partial \sigma = 0$ とおいて容易にえられ

$$\chi_1^{(1)} = \frac{1}{\sinh k} \sin k h_1 \cosh k (1 + h_2), \quad (4.18)$$

$$\chi_2^{(1)} = -\frac{1}{\sinh k} \cos k h_1 \sinh k (1 + h_2), \quad (4.19)$$

$$\Phi^{(1)} = \frac{2}{\sinh k} \sin k h_1 \cosh k (1 + h_2), \quad (4.20)$$

となる。この解は上面が波形壁、下面が平面壁のダクトの中の流れとして求めたものである。この解を自由表面の境界条件 (3.10 b) に入れてみると

$$\phi = k \cosh k, \quad (4.21)$$

のとき満足される。これを次元のある形に書きあらためると、有限深さの無限小振りの自由表面波の分散関係式:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{k}} \tanh k h, \quad (4.22)$$

がえられる。すなわち、平均流速 $\sqrt{g \tanh kh}/k$ のダクトの
流れは上の波形壁をとりはらっても自由表面としてそのまゝの
波形で定常流となる。Galilei 変換をして考えれば、止
った流体の上に $\sqrt{g \tanh kh}/k$ の速さで波形壁を動かし、そ
れからこの波形壁をとりはらってしまえば、そのまゝの波形
をかえない一方の進行波がえられる。

波形壁を (4.22) 以外の速さで動かし、 $t=0$ でこの波形
壁をとりさったらどうなるであろうか。波の発展しらべる
ためには、基礎方程式 (4.3) - (4.5) を境界条件 (4.6) -
(4.11) ((4.9a) のわりに (4.9b) をもちいる) と周期条件
(4.12) - (4.17) および初期条件 (4.18) - (4.20) のもとに解
かなければならない。

基礎方程式 (4.3) - (4.5) は

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \right) \Delta \chi_2^{(1)} = 0, \quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial b_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial b_2^2}, \quad (4.23)$$

$$\Delta (\chi^{(1)} + \bar{\chi}^{(1)}) = 0, \quad (4.24)$$

とかかれる。境界条件 (4.6) および初期条件 (4.19) を考慮
して (4.23) の解は

$$\begin{aligned} \chi_2^{(1)} = & \sum_{n=1}^{\infty} \{ A_n(\sigma) \cos n k b_1 + A_{2n}(\sigma) \sin n k b_1 \} \sinh n k (1+b_2) \\ & - \left(\frac{1}{\sinh k} + A_{11}(\sigma) \right) \cos k (b_1 - \sigma) \sinh k (1+b_2), \end{aligned} \quad (4.25)$$

および

$$A_{1n}(0) = 0, \quad n \geq 2, \quad (4.26)$$

$$A_{2n}(0) = 0, \quad \text{すべての } n \text{ に対して}, \quad (4.27)$$

をうる。

(4.25) を (4.3) に代入し、積分して初期条件 (4.18) をもちいて $x_1^{(1)}$ をもとめると

$$\begin{aligned} x_1^{(1)} = & - \sum_{n=1}^{\infty} \{ A_{1n}(\sigma) \sin n k h_1 - A_{2n}(\sigma) \cos n k h_1 \} \cosh n k (1+h_2) \\ & + \left(\frac{1}{\sinh k} + A_{11}(0) \sin k (h_1 - \sigma) \cosh k (1+h_2) \right. \\ & \left. + G(h_2, \sigma), \right. \end{aligned} \quad (4.28)$$

$$G(h_2, 0) = 0, \quad (4.29)$$

をうる。ここで $G(h_2, \sigma)$ は h_2, σ の任意関数である。

(4.24) からあきらかなように $\bar{x}^{(1)}$ と $x_1^{(1)}$ の差は調和関数である。そこで境界条件 (4.5) と初期条件 (4.20) を考慮して

$$\begin{aligned} \bar{x}^{(1)} = & - \sum_{n=1}^{\infty} \{ (A_{1n}(\sigma) - B_{1n}(\sigma)) \sin n k h_1 - (A_{2n}(\sigma) - B_{2n}(\sigma)) \\ & \cos n k h_1 \} \cosh n k (1+h_2) + \left(\frac{1}{\sinh k} + A_{11}(0) \right) \\ & \sin k (h_1 - \sigma) \cosh k (1+h_2) + \tau(h_2, \sigma), \end{aligned} \quad (4.30)$$

および

$$B_{1n}(0) = 0, \quad \text{すべての } n \text{ について}, \quad (4.31)$$

$$B_{2n}(0) = 0, \quad \text{すべての } n \text{ について,} \quad (4.32)$$

をうる。

次に (4.48), (4.30) を (4.4) に代入すると

$$\frac{\partial G(\mu_2, \sigma)}{\partial \sigma} = 0, \quad (4.33)$$

をうる。初期条件 (4.29) からあきらかに

$$G(\mu_2, \sigma) \equiv 0, \quad (4.34)$$

である。

まだ満足されていない境界条件をかって

$$\dot{A}_{1n} + nk(A_{2n} + B_{2n}) = 0, \quad (4.35)$$

$$A_{2n} + nk(A_{1n} + B_{1n}) = 0, \quad (4.36)$$

$$\dot{B}_{1n} + (nk + \beta \tanh nk)A_{2n} + 2nk B_{2n} = 0, \quad (4.37)$$

$$\dot{B}_{2n} - (nk + \beta \tanh nk)A_{1n} + 2nk B_{1n} = 0, \quad (3.38)$$

および

$$A_{11}(0) = -\frac{1}{\sinh k}, \quad (3.39)$$

をうる。初期条件 (4.39), (4.26), (4.27), (4.31),

(4.32) をもちいて A_{1n} 等を求めることができる。結果は

$A_{11}, A_{21}, B_{11}, B_{21}$ 以外は恒等的に 0 となる。

最後に波の発展の様子は α / λ 近似で

$$\chi_1^{(1)} = -[A_1 \sin(kx_1 + \lambda + \sigma) + A_2 \sin(kx_1 - \lambda + \sigma)]$$

$$+ A_3 \sin(kb_1 + \lambda - \sigma) + A_4 \sin(kb_1 - \lambda - \sigma)] \cosh k(1+b_2), \quad (4.40)$$

$$\begin{aligned} \chi_2^{(1)} = & [A_1 \cos(kb_1 + \lambda + \sigma) + A_2 \cos(kb_1 - \lambda + \sigma) \\ & + A_3 \cos(kb_1 + \lambda - \sigma) + A_4 \cos(kb_1 - \lambda - \sigma)] \sinh k(1+b_2), \end{aligned} \quad (4.41)$$

$$\begin{aligned} \Phi^{(1)} = & -[B_1 \sin(kb_1 + \lambda + \sigma) + B_2 \sin(kb_1 - \lambda + \sigma) \\ & + B_3 \sin(kb_1 + \lambda - \sigma) + B_4 \sin(kb_1 - \lambda - \sigma)] \cosh k(1+b_2), \end{aligned} \quad (4.42)$$

こゝで

$$A_i = \frac{1}{2(\lambda_i^2 - \lambda_{-i}^2) \sinh k} \left\{ \lambda_{-i}^2 + \frac{\lambda_i + 3(-1)^i k}{\lambda_i} k(k - 3 \tanh k) \right\}, \quad (4.43)$$

$$\begin{aligned} B_i = & \frac{1}{2(\lambda_i^2 - \lambda_{-i}^2) \sinh k} \left\{ \lambda_{-i}^2 + \frac{(-1)^i (\lambda_{-i}^2 - 3k^2) - \lambda_{-i} k}{\lambda_i} \right. \\ & \left. (k - 3 \tanh k) + (-1)^i \frac{k}{\lambda_i} (k - 3 \tanh k)^2 \right\} \end{aligned} \quad (4.44)$$

$$\lambda_i = \begin{cases} \lambda_+ & i=1, 2; \\ \lambda_- & i=3, 4; \end{cases} \quad \lambda_{-i} = \begin{cases} \lambda_- & i=1, 2; \\ \lambda_+ & i=3, 4; \end{cases} \quad (4.45)$$

$$\lambda_{\pm} = \sqrt{\frac{k}{2}} \left\{ 7k + 23 \tanh k \pm 3 \sqrt{k(5k + 43 \tanh k)} \right\}^{1/2},$$

である。

(4.40)-(4.42)の解から、 $t=0$ で上面の波形壁をとりはらうと ($3 \neq k \tanh k$).

$$\left. \begin{array}{l} \sin(kh_1 \pm \lambda + \sigma) \\ \sin(kh_1 \pm \lambda - \sigma) \end{array} \right\} \quad (4.46)$$

の形の4つの波が発生することがわかる。

自由表面をつらねる無限小振りの波の場合、すなわち
分散関係式 $\beta = k \coth kh$ を満足する場合には、(4.40) -
(4.42) の解は (4.18) - (4.20) に帰着されることがわかる。
 $\beta \rightarrow k \coth kh$ の極限では

$$\lambda_+ \rightarrow 3k, \quad \lambda_- \rightarrow 0, \quad (4.47)$$

となる。ここで

$$\lim_{\beta \rightarrow k \coth kh} \frac{k - \beta \tanh k}{\lambda_-} = -3,$$

である。

§ 5. あとがき

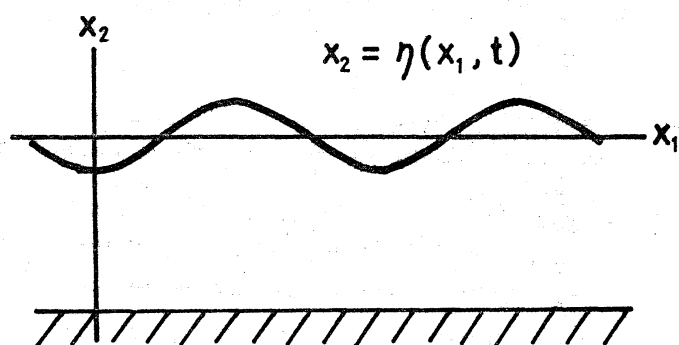
この論文では、Euler座標では変形する境界をもつ初期値-境界値問題が、Lagrange座標をもちいれば固定境界の初期値-境界値問題に帰着される利点をもちいて、碎波の問題を定式化した。数値計算によって詳細な計算が行われるべきであるが、初期の振りが小さいとして摂動法をもちい、 ϕ_1 近似の解析解を出した。しかし非線形にもとづく波形のくずれは ϕ_2 近似までですゝまなければあらわれない。

なおこの方法によって Kortweg-de Vries 方程式がどのようにしてみちびかれるか、K.d.V. 方程式の厳密解である soliton や cnoidal wave はどのようにとりあつかえるか等の問題も考えられる。

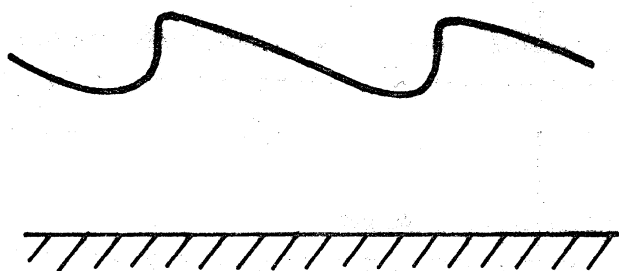
なお、Biesel¹⁾ は sloping beach における砕波を数値計算している (3) の p366-7)。

- 1) Biese., F.: Study of wave propagation in water of gradually varying depth, NBS Circular 521, 1952.
- 2) Lamb, H.: hydrodynamics, 1932, Cambridge U. P.,
- 3) Stoker, J. J.: Water Waves, 1957, Intersci. Publ.

a) initial state



b) $\partial \eta / \partial x = \infty$



c) η : 3-valued

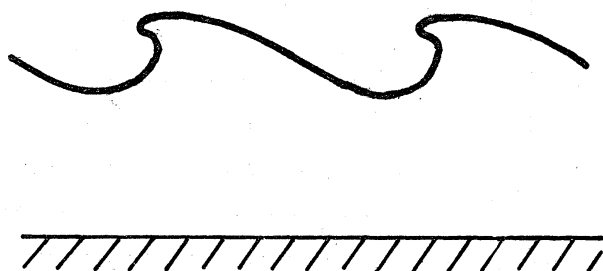
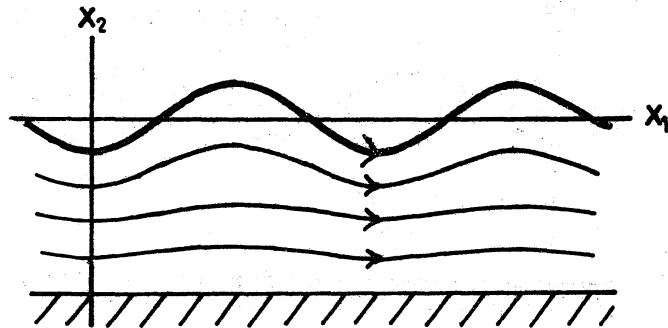
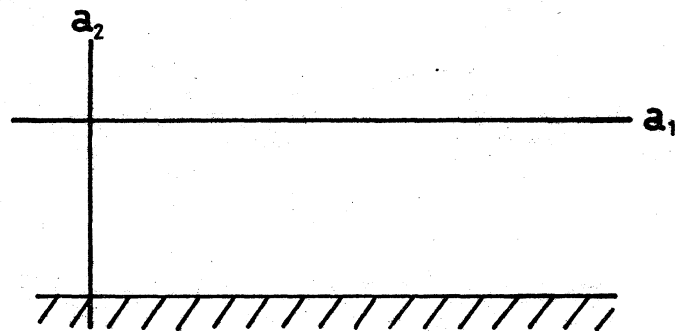


Fig. 1. Developing of water wave.

a) Eulerian coordinates



b) Lagrangean coordinates



c) sliding Lagrangean coordinates

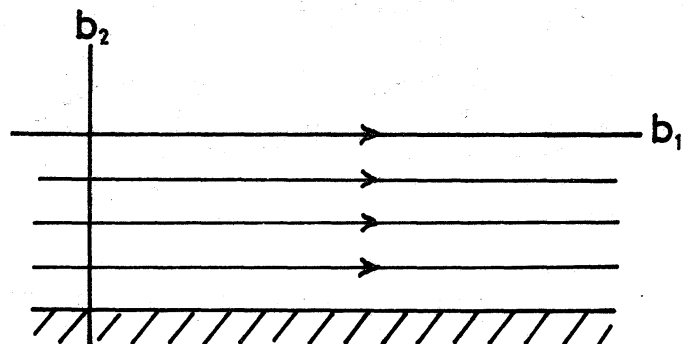


Fig. 2. Eulerian, Lagrangean, and sliding Lagrangean coordinates.