

二次元傾斜海浜上における波による 質量輸送に関する理論的研究

平 山 秀 夫*

1. 緒 言

傾斜海浜上における波による質量輸送現象を究明することは、海浜流系の機構を明らかにし、ひいては波動場での漂砂の動態を解明する上でも不可欠な要素であって、これまでも多くの研究者によって、理論と実験の両面からかなり活発に研究が進められてきていることは、周知のことである。しかしながら、この現象に関する研究は、別報¹⁾にも示したように、水平床上においてすら、まだ十分満足すべき結果が得られているとは言えず、水平床上の理論の斜面上への適用の問題をも含めて、検討すべき余地はかなり多いように思われる。最近、Bijker ら²⁾は、水平床上の理論の拡張という観点から、傾斜面上での質量輸送の理論を運動量方程式に基づいて展開し、傾斜面上での質量輸送の特性を理論的に究明するための1つの新しい試みを提示してきたが、その結果の実験値との適合性に関しては、両者の分布傾向は類似しているものの、依然として理論値と実験値との差異はかなり著しく、まだ多くの問題点を残しているように思われる。

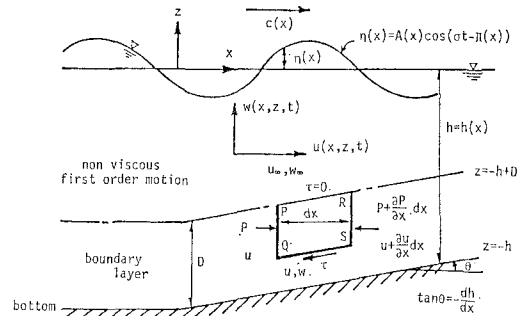
本研究では、これまでの傾斜面上での質量輸送に関する実験的研究の成果を基にして、それらの特性を理論的に説明しようとするものである。ここでは、まず最初に、Bijker らの理論の欠陥(問題点)を指摘し、それらを整理する。次に、それらの問題点を解決するために、Bijker らの理論を基礎にして、新しい理論展開を行うとともに、従来の実験値を用いてその理論結果の適合性を調べる。

その結果は、現在までのところ、傾斜面上での境界層厚の場所的変化等についての知見が乏しいことから、まだ十分満足すべき結果は得られていないが、この方面の理論的アプローチへの一歩として、今後さらに詳しい検討を進める必要があるように思われる。

2. Bijker ら²⁾の理論の問題点とその検討

(1) Bijker らの理論の概要

従来提案されている水平床上におけるいかなる理論結



図—1 Bijker らの理論に用いた座標系

果も、傾斜面上での実験値をほとんど説明できないことから、Bijker らは、水平床上での理論の拡張という観点から、傾斜面上における質量輸送の理論展開を行った。すなわち、彼らは水平床上の理論に立脚して、図—1に示すような座標系の下に、ただ斜面の効果を shoaling による波高変化のみで表現するという形で導入し、底面境界層内部での運動量方程式に基づいて Euler 的な定常流速成分($\bar{u}$)を算出し、それにいわゆる Stokes drift($\bar{u}_s$)を加えた形で、境界層内部および外縁における Lagrange 質量輸送速度($\bar{U}, \bar{U}_\infty$)を求めた。その結果は、次の式(1)で表わされる。

$$\bar{U} = \bar{u} + \bar{u}_s \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、

$$\bar{u} = \frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \{ \overline{uw} - (\overline{uw})_\infty \} dz - \frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \int_z^{-h+D} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{p}}{\rho} + \bar{u}^2 \right) dz dz \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\bar{u}_s = \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \int_0^t u dt + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \int_0^t w dt \quad \dots\dots\dots (3)$$

である。ただし、 ν は動粘性係数、 (u, w) は境界層内における水平および鉛直水粒子速度、であって、この (u, w) は、それぞれ次式のように与えられている。

$$u = A(x) \{ \cos \phi - e^{-\mu} \cos(\phi - \mu) \} \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$w = A \delta k \left[\left\{ \frac{1}{2} e^{-\mu} (\sin \mu + \cos \mu) - \frac{1}{2} \right\} \cos \phi + \left\{ -\mu + \frac{1}{2} e^{-\mu} (\sin \mu - \cos \mu) + \frac{1}{2} \right\} \sin \phi \right]$$

* 正会員 工博 大阪府立工業高等専門学校校助教授

$$\begin{aligned}
& -\delta \frac{dA}{dx} \left[\left\{ \mu - \frac{1}{2} e^{-\mu} (\sin \mu - \cos \mu) - \frac{1}{2} \right\} \cos \phi \right. \\
& \quad \left. + \left\{ \frac{1}{2} e^{-\mu} (\sin \mu + \cos \mu) - \frac{1}{2} \right\} \sin \phi \right] \\
& - A \frac{dh}{dx} [(-e^{-\mu} \cos \mu + 1) \cos \phi - e^{-\mu} \sin \mu \sin \phi] \\
& \dots\dots\dots (5)
\end{aligned}$$

ここで、 $\mu = (h+z)/\delta$, ($\delta = \sqrt{2\nu/\sigma}$, $\sigma = 2\pi/T$, T : 周期), $\phi = \sigma t - \phi(x)$, $\partial\phi/\partial x = k$, ($k = 2\pi/L$, L : 波長), $A(x) = \bar{u}_\infty = H_0 \sigma [2 \cosh^2 kh / (2kh + \sinh 2kh)]^{1/2} / 2 \sinh kh$ である. この式(4)および(5)の結果を式(2)および(3)に代入して $\bar{u}$ および $\bar{u}_s$ を求めて整理すれば, 結局, 境界層内における質量輸送速度 ($\bar{U}$) および底面境界層外縁でのそれ ($\bar{U}_\infty$) は, それぞれ次式のように表わされる.

$$\begin{aligned}
\bar{U} = & \frac{A^2 k}{\sigma} \left[-2e^{-\mu} \cos \mu + \frac{3}{4} e^{-2\mu} + \frac{5}{4} \right] \\
& + \frac{A}{\sigma} \frac{dA}{dx} \left[2e^{-\mu} \sin \mu + \frac{3}{4} e^{-2\mu} - \frac{3}{4} \right] \\
& \dots\dots\dots (6)
\end{aligned}$$

$$\bar{U}_\infty = \frac{5}{4} \frac{A^2 k}{\sigma} - \frac{3}{4} \frac{A}{\sigma} \frac{dA}{dh} \cdot \frac{dh}{dx} \dots\dots\dots (7)$$

式(6)の中の第1項が, いわゆる境界層内での Longuet-Higgins³⁾ の結果と一致し, 第2項が傾斜海岸による shoaling 効果の影響であると考えられる. Bijker らは, 特に式(7)に基づく結果と実験値との対応を調べているが, いかなる波浪条件下でも両者の差異が顕著であることを示している.

(2) Bijker らの理論の問題点とその検討

以上, Bijker らの理論の概要を示してきたが, この理論の欠陥(問題点)と思われる点を指摘すれば, 次のように羅列できる.

① 境界層外縁および内部での圧力勾配に対して重力の影響が考慮されていないこと; Bijker らは, 境界層外縁での圧力勾配を水平床上の理論と全く同様にして, $\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_\infty^2)$ のように与えているが, 本来, 傾斜面上では, 水平床上の圧力勾配と異なり, 重力の影響が考慮されるべきことは, 境界層外縁に沿ってのベルヌーイの定理を適用すれば, 自ずと明らかであり, その結果は, 次式のように修正されよう.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}_\infty^2) - g \left(\tan \theta + \frac{\partial D}{\partial x} \right) \dots (8)$$

ここで, $\tan \theta = -dh/dx$ (斜面勾配), g : 重力加速度, $D = D(x)$: 境界層厚, である.

② 境界層内部の水平流速 u の勾配に鉛直方向勾配 ($\partial u / \partial z$) を考慮していないこと; Bijker らは, 境界層内部での水平方向の運動量方程式を導く際に, 図-1 に示したような, 微小要素 PQSR の面 PQ における流速 u

に対して面 RS の位置の水平流速を $(u + \partial u / \partial x \cdot dx)$ としているが, この図からも明らかなように, $\partial u / \partial z \cdot dz$ も考慮され $(u + \partial u / \partial x \cdot dx + \partial u / \partial z \cdot dz)$ とすべきであるように思われる.

③ 水平床上と全く同様に, 傾斜面上でも境界層厚を一定として計算していること; Bijker らは, 水平床上での境界層理論の拡張という観点から, 斜面上での境界層厚も水平方向の場所的变化によらず周期 (T) のみの関数と考えて算定しているが, この仮定には若干問題があるように思われる. すなわち, 水平床上での一方向流の場合には, 流速の大きさなどによってかなり変化することは, よく知られている事実である. したがって, 斜面上の波動の場合でも, shoaling 効果などによって, 波高および流速は場所的に変化するから, この影響で傾斜面上での境界層厚は必ずしも一定ではなく, むしろ場所的に変化的ことが推測される. しかしながら, 現在のところ, このことに関する知見が乏しいことから, 明確なことは言えない. 今後さらに, この方面の詳しい検討が必要である.

④ 境界層内部における鉛直水粒子速度 (w) の結果に符号の誤ちがあること; この w は, 式(4)と連続式 $\partial u / \partial x + \partial w / \partial z = 0$ を用いて求めているが, このとき式(5)中の $\sim$ 線部分に符号の誤ちが見い出されたが, このことは, 結果的には, 最終的な計算結果に影響は出ていないので, 問題にはならないように思われる.

⑤ 傾斜面上での波動場の変化をただ波高の shoaling 効果のみで表現していること; この方面のこれまでの研究成果から明らかなように, 斜面上での波高変化の実験値は, shoaling 効果のみの理論値に比してかなり小さいことから, 厳密には, これによる影響も考慮されるべきであるが, ここでは, そのことは無視することにする.

⑥ ポテンシャル理論と境界層理論の適用の境界である境界層外縁での鉛直流速 (w_∞) が, 両者で一致しないこと; ポテンシャル理論では, $z = -h$ (底面) では $w = 0$ であるが, 一方, 境界層理論による境界層外縁 ($\mu \rightarrow \infty$) では $w_\infty \neq 0$ であって両者は一致しない. このことは境界層理論の1つの欠点であって, ここでは, これについては, 何も言及しないことにする.

以上が, Bijker らの理論結果における問題点(欠点)であると思われるので, 以下では, このような問題点を解決する目的で, 彼らの理論を基礎にして, 斜面上での新しい理論展開を行うことにする.

3. Bijker らの方法に基づく新しい理論

(1) 基礎理論

Bijker らの理論は, 結果的には, 水平床上の理論に立脚して, ただ波高の shoaling 効果のみによる変化で傾斜面の影響を考慮しているにすぎない. ここでは, これ

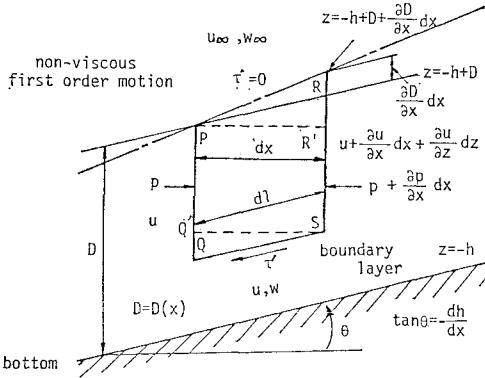


図-2 境界層内の微小要素に作用する力

らを修正する形で、傾斜面勾配による圧力勾配の変化（重力効果）や境界層厚の変化をも考慮した新しい理論を展開する。

いま、Bijker らの方法にならって、図-1 に示した座標系の下に、図-2 に示すような底面境界層内の微小要素 PQSR に運動量方程式を適用する。すなわち、図に示すように、傾斜面上における波動境界層厚は $D=D(x)$ と場所的に変化するものと仮定し、 x 方向の運動量方程式を導くために、まず、境界層内の微小要素 PQSR（奥行き単位長とする）に作用する外力の総和（ F ）を求める。この場合の外力としては、面 PQ, RS, QS, および PR の各面に作用する圧力と、面 QS に作用するせん断力（ τ' ）による方向成分を考えればよいことになる。したがって、ここでは、境界層内圧力は鉛直方向に一定（ $\partial p/\partial z=0$ ）と仮定すれば、各断面に作用する圧力およびせん断力による x 方向の外力の総和（ F ）は、次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} F &= p \times \overline{PQ} - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \times \overline{RS} \\ &\quad - p \times \overline{QQ'} + \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \times \overline{RR'} - \tau' dx \\ &= p \times \overline{PQ} - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \left(\overline{PQ} + \frac{\partial D}{\partial x} dx \right) \\ &\quad + p(\overline{RR'} - \overline{QQ'}) - \tau' dx \\ &= -\overline{PQ} \frac{\partial p}{\partial x} dx - \tau' dx \\ &= - \int_z^{-h+D} \frac{\partial p}{\partial x} dx dz - \tau' dx \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

ここで、 $\overline{PQ}$, $\overline{QQ'}$, etc. は各地点間の長さを示す。

一方、 x 方向の運動量の変化は、まず水平方向流速に基づく結果を M_1 、鉛直方向流速に基づくそれを M_2 とすれば、それぞれ次式のように表わされる（ ρ : 流体の密度）。

$$M_1 = \rho \left\{ u^2 \cdot \overline{PQ} - \left(u + \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial z} dz \right)^2 \cdot \overline{RS} \right\}$$

$$\begin{aligned} &= \rho \left\{ u^2 \cdot \overline{PQ} - \left(u^2 + \frac{\partial u^2}{\partial x} dx + \frac{\partial u^2}{\partial z} dz \right) \right. \\ &\quad \left. \times \left(\overline{PQ} + \frac{\partial D}{\partial x} dx \right) \right\} \\ &= -\rho \left\{ u^2 \cdot \frac{\partial D}{\partial x} dx + \overline{PQ} \cdot \left(\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial u^2}{\partial z} \cdot \tan \theta \right) dx \right\} \\ &= -\rho \int_z^{-h+D} \left(\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial u^2}{\partial z} \cdot \tan \theta \right) dx dz \\ &\quad - \rho u^2 \frac{\partial D}{\partial x} dx \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

および

$$M_2 = \rho \{ uw - (uw)_\infty \} dx \dots\dots\dots (11)$$

よって、式 (10) および (11) から、 x 方向の運動量の变化の総和（ $M=M_1+M_2$ ）は、

$$\begin{aligned} M &= -\rho \int_z^{-h+D} \left(\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial u^2}{\partial z} \cdot \tan \theta \right) dx \cdot dz \\ &\quad - \rho u^2 \frac{\partial D}{\partial x} dx + \rho \{ uw - (uw)_\infty \} dx \dots\dots (12) \end{aligned}$$

となる。したがって、これらの式 (9) および (12) の関係から、運動量方程式の基礎式は、次式のようになる。

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \rho u dV \\ &= F + M \\ &= - \int_z^{-h+D} \frac{\partial p}{\partial x} dx dz - \tau' dx \\ &\quad - \rho \int_z^{-h+D} \left(\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial u^2}{\partial z} \cdot \tan \theta \right) dx dz \\ &\quad - \rho u^2 \frac{\partial D}{\partial x} dx + \rho \{ uw - (uw)_\infty \} dx \dots\dots (13) \end{aligned}$$

ここで、 V : 微小要素の領域（体積）、である。

この式 (13) の両辺を ρdx で除して、時間平均をとれば、式 (13) は次式のようになる。

$$\begin{aligned} &- \int_z^{-h+D} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} dz - \frac{\bar{\tau}'}{\rho} \\ &- \int_z^{-h+D} \left(\frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial z} \tan \theta \right) dz \\ &- \bar{u}^2 \cdot \frac{\partial D}{\partial x} + \{ \bar{u}w - (\bar{u}w)_\infty \} = 0 \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

ここに、 $\bar{\tau} = \rho \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \bar{\tau}' \cos \theta$ の関係を用いて、境界層内部での $(\bar{u})$ を求めれば、結局これが Euler の定常流速成分を表わすことになり、その結果は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \left[\frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \{ \bar{u}w - (\bar{u}w)_\infty \} dz \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \int_z^{-h+D} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\bar{p}}{\rho} + \bar{u}^2 \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial z} \tan \theta \right\} dz dz - \frac{\partial D}{\partial x} \int_{-h}^z \bar{u}^2 dz \right] \cos \theta \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

この式 (15) が前述の Bijker らの結果 (式 (2)) に代わ

るものであり、式(15)中の①～③の~~~~線部分がBijkerらの結果と異なるところである。

さらに、この式中の圧力勾配の項($\partial \bar{p}/\partial x$)は、前述の式(8)のように表わされるから、結局、底面境界層内におけるLagrange的質量輸送速度($\bar{U}$)の基礎方程式は、Eulerの定常流成分($\bar{u}$)と、式(3)で表わされるいわゆるStokes drift($\bar{u}_s$)との和として、次式のように表わされる。

$$\begin{aligned}\bar{U} &= \bar{u} + \bar{u}_s \\ &= \left[\frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \{ \bar{u} \bar{w} - (\bar{u} \bar{w})_\infty \} dz \right. \\ &\quad + \frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \int_z^{-h+D} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}_s^2}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} \right) dz dz \Big] \cos \theta \\ &\quad - \frac{1}{\nu} \int_{-h}^z \int_z^{-h+D} \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial z} \sin \theta \cdot dz dz \\ &\quad + \frac{g \sin \theta}{\nu} \int_{-h}^z \int_z^{-h+D} dz dz \\ &\quad + \frac{\cos \theta}{\nu} \frac{\partial D}{\partial x} \int_{-h}^z \left\{ -\bar{u}^2 + g \int_z^{-h+D} dz \right\} dz \\ &\quad + \frac{\partial u}{\partial x} \int_t^t u dt + \frac{\partial u}{\partial z} \int_t^t w dt \dots\dots\dots (16)\end{aligned}$$

この式(16)の(u, w)に式(4)および(5)を代入して、若干の計算を行って整理すれば、結局、境界層内およびその外縁におけるLagrange的質量輸送速度 $\bar{U}$ および $\bar{U}_\infty$ は、それぞれ次式のように求められる。

$$\begin{aligned}\bar{U} &= \frac{A^2 k}{\sigma} \left[\frac{1}{2} (1 - \cos \theta) \right. \\ &\quad \times \{ \mu e^{-\mu} (\sin \mu + \cos \mu) - e^{-\mu} \sin \mu \} \\ &\quad - (1 + \cos \theta) e^{-\mu} \cos \mu + \frac{1}{4} (2 + \cos \theta) e^{-2\mu} \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} (2 + 3 \cos \theta) \right] \\ &\quad + \frac{A}{\sigma} \frac{dA}{dx} \left[\frac{1}{2} (\cos \theta - 1) \right. \\ &\quad \times \{ \mu e^{-\mu} (\sin \mu - \cos \mu) + e^{-\mu} \cos \mu \} \\ &\quad + 2 \cos \theta \cdot e^{-\mu} \sin \mu + \frac{1}{4} (2 + \cos \theta) e^{-2\mu} \\ &\quad \left. - \frac{3}{4} \cos \theta \right] \\ &\quad - \frac{A^2}{\sqrt{2\nu\sigma}} \sin \theta \left\{ -e^{-\mu} (\cos \mu - \sin \mu) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} e^{-2\mu} + \frac{1}{2} \right\} \\ &\quad + \cos \theta \cdot \left[\frac{g}{\sigma} \tan \theta \cdot (2\alpha\mu - \mu^2) \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{\sigma} \frac{d\alpha}{dx} \left[\frac{1}{2} A^2 \left\{ \mu + e^{-\mu} (\cos \mu - \sin \mu) \right. \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. - \frac{1}{2} e^{-2\mu} - \frac{1}{2} \right\} - \delta g \left(\alpha\mu - \frac{1}{2} \mu^2 \right) \right] \right] \\ &\quad \dots\dots\dots (17)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\bar{U}_\infty &= \frac{5}{4} \frac{A^2 k}{\sigma} \left[\frac{1}{5} (2 + 3 \cos \theta) \right. \\ &\quad - \frac{3}{5} \cos \theta \cdot \frac{1}{Ak} \frac{dA}{dh} \frac{dh}{dx} - \frac{1}{5k} \sqrt{\frac{2\sigma}{\nu}} \sin \theta \\ &\quad + \frac{4}{5} \frac{\cos \theta}{A^2 k} \left[\alpha^2 g \tan \theta - \frac{d\alpha}{dx} \left\{ A^2 \left(\alpha - \frac{1}{2} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sqrt{\frac{2\nu}{\sigma}} \cdot g \alpha^2 \right\} \right] \dots\dots\dots (18)\end{aligned}$$

式(18)中の最初の項は、水平床土($\theta=0$)の場合のLonguet-Higginsの結果³⁾と一致し、第2項以下は、斜面勾配($dh/dx = -\tan \theta$)や境界層厚($D = \delta \alpha$, α : 任意定数で x の関数)の変化の効果を考慮したことによって出てきたものである。

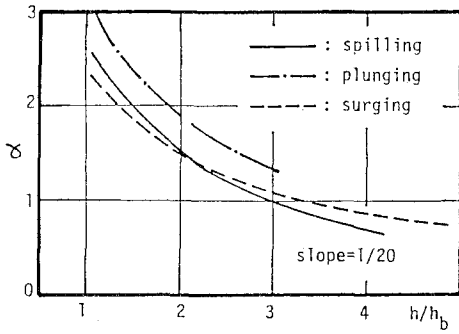
なお、式(18)中の第4項までは、計算が可能であるが、第5項は、現在のところ斜面上での波動場における底面境界層厚の場所的变化を表わした研究の知見が乏しいことから、それらの値を算定することは不可能である。したがって、以下の議論では近似的に、第5項の $d\alpha/dx$ を含む項を省略した次式を用いて理論値を計算し、実験値との比較検討を行い、若干の考察を行った。

$$\begin{aligned}\bar{U}_\infty &\div \frac{5}{4} \frac{A^2 k}{\sigma} \left[\frac{1}{5} (2 + 3 \cos \theta) \right. \\ &\quad - \frac{3}{5} \cos \theta \cdot \frac{1}{Ak} \frac{dA}{dh} \frac{dh}{dx} - \frac{1}{5k} \sqrt{\frac{2\sigma}{\nu}} \sin \theta \\ &\quad \left. + \frac{4}{5} \frac{\cos \theta}{A^2 k} \cdot \alpha^2 g \tan \theta \right] \dots\dots\dots (19)\end{aligned}$$

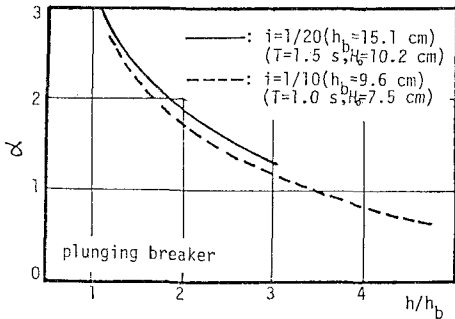
(2) 実験結果との比較

一般に、水平床土の波動中における層流境界層では、 $\alpha \div 4.2$ とおいた結果($D = 4.2\delta$)が、その境界層厚であると定義されているが、この値を式(19)に代入して $\bar{U}_\infty$ の理論値を求めた結果は、実験値とかなり異なる。そこで、逆に、傾斜面上での波動度面境界層厚(D)の概略値を、式(19)を用いて推定した。すなわち、実験値の $\bar{U}_\infty$ を用いて、式(19)から α の値を逆算すれば、その結果から $D = \alpha\delta$ として求めることになる。

図-3(1),(2)は、その結果であって、従来の著者の実験値^{4),5)}を用いて α の値を算定したもので、図の(1)は斜面勾配1/20の場合における結果を、碎波型式ごとに分けて示したもので、図の(2)は、斜面勾配別に α の値の水平分布を調べたものである。これらの図から明らかなように、全般的に、 α の値は斜面勾配や碎波型式にかかわらず、沖から碎波点に向かって徐々に増大し、その値はほぼ $0.5 \leq \alpha \leq 4$ の範囲にあって、ほぼ常識的な値をとることがわかる。しかしながら、この結果はあくまでも境界層厚の場所的变化がないと仮定した式(19)に従って算定した場合の結果であって、前述のように、本来傾斜面上では、 α の値は一定ではなく、むしろ $d\alpha/dx$ の値が存在することが考えられるから、厳密には、今後この項を含めた式(18)を用いて α の値を



(1) 碎波型式の相違による比較



(2) 斜面勾配の相違による比較

図-3 実験値から逆算された α の値の場所的分布

定める必要があるように思われる。そのためにも、傾斜面上での境界層厚の場所的变化に関する詳細な検討が、今後大いに望まれる。

4. 結 言

以上、傾斜面上における波による質量輸送に関して、

理論的に検討してきたが、得られた結果をまとめると次のようである。

1) 現在までのところ、傾斜面上での波動中における底面境界層厚の場所的变化等についてい知見が乏しいことから、本理論結果の全般的な適合性について十分確かめることは出来なかったが、実験結果から逆算された境界層厚は、 $D \div 0.5\delta \sim 4.0\delta$ の範囲の値となって、ほぼ常識的な値が得られる。

2) 本理論によれば、水平床上では Longuet-Higgins の結果と一致し、さらに傾斜面上では、重力による圧力勾配や境界層厚の変化の効果が導入されていることから、Bijker らの理論結果よりもより实际的に傾斜面上での質量輸送速度を表示したものであると思われる。

最後に、常日頃、温かいご指導を賜っている京都大学工学部岩垣雄一教授および解析や図面の作成に協力を惜しまなかった本田尚正君（元大阪府立高専学生）に心から感謝の意を表わします。

参 考 文 献

- 1) 平山秀夫：波による質量輸送速度に関する 2, 3 の考察，第 39 回年講，第 2 部，pp. 227~228, 1984.
- 2) Bijker, E. W., Kalkwijk, J. P. Th. and T. Pieters: Mass transport in gravity waves on a sloping bottom, Proc. 14th Conf. on Coastal Eng., pp. 447~465, 1974.
- 3) Longuet-Higgins, M. S.: Mass transport in water waves, Phil. Trans. Royal Soc., London, Series A, No. 903, Vol. 245, pp. 535~581, 1953.
- 4) 平山秀夫：傾斜底面上における波による質量輸送速度に関する実験的研究，第 28 回海講論文集，pp. 29~33, 1981.
- 5) 平山秀夫：二次元傾斜海浜における質量輸送速度の特性について，第 29 回海講論文集，pp. 264~268, 1982.