



傾斜海浜上における砕波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究 (7)

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 公開日: 2013-12-13 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 平山, 秀夫, 安東, 祐一 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24729/00007658

傾斜海浜上における碎波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究 (VII)

平山秀夫*・安東祐一*

Theoretical Study of Vertical Distribution of Mass Transport in Surf Zone on Sloping Bottom (VII)

Hideo HIRAYAMA*・Yuuichi ANDOU*

ABSTRACT

It is well-known that the undertow is one of the main factors which causes the sedimentation and the erosion of beaches in surf zones.

The purpose of the present paper, the 7th report with respect to the theoretical predictions for the vertical distribution of undertow inside a surf zone is to establish the much better theoretical one by improving those of the previous paper(2003).

These theoretical derivations, therefore, are based on the same procedures as were used in the previous paper(2003) except that the surface steady flow increasing in proportion to the wave celerity is used as a surface boundary condition instead of the surface vorticity inside a surf zone in this analytical calculations for a prediction for the undertow, on the assumption that the eddy viscosity ν_t could be represented by a combination curve of an exponential function of the vertical distance from the sloping bottom inside the lower eddy-spread region from the wave trough level and the constant values inside the upper eddy-production region as well as the previous paper(2003).

These analytical calculations result in finding that the obtained theoretical results are in much better agreement with the experimental ones rather than those of the previous paper(2003), and also in confirming that it is so much reasonable to adopt the surface boundary condition as shown above for a theoretical prediction for the undertow in surf zones.

Key Words : mass transport, undertow, eddy-viscosity equation, breaking waves, surf zone, vorticity.

1. 緒論

わが国は四方を海に囲まれており、その海岸線は約3万4千kmに達し、世界全体の海岸線の約7%を占めている。それは国土の37万km²という面積から考えると大変長く、広大なアメリカの海岸線に匹敵する長さを有している。それ故に、わが国の沿岸域では、突発的に起こる台風や地震などによる高波・高潮・津波等といった波浪災害や、港湾埋没・河口閉塞・海岸侵食等に代表される漂砂災害等のいわゆる海象災害が頻発し、防災や国土保全と言った観点から深刻な社会問題となっている。中でも特に海岸侵食の問題は、わが国の国土(領土)保全に直結し、既にこれまでも示したように¹⁾、近年、全国的

に侵食の傾向が顕著になってきており、およそ過去70年間では、年平均約200haの国土が消失され続けている現状であり、その軽減防止対策の継続は国の重要な施策の一つとなっている。

わが国におけるこれらの漂砂災害の防止の課題に関する研究は、理論解析・室内実験・現地観測あるいは数値計算等を駆使して、種々の角度から行われその成果が積み重ねられきている。それらを大まかに着眼点別に分類すれば、1) 沖合いに造られた防波堤・突堤等の海岸構造物による沿岸漂砂の遮断のコントロール策、あるいは、砂防ダムの建設・河川の改修や砂利採取などによる海岸への流出土砂量の減少抑制策、2) 汀線の積極的な前進策、3) 海岸に到着する波力の極小化策、等に分けることができよう。

特に近年では、現場重視の観点から、現実的な海岸漂砂移動対策・堤防や護岸などの前面基礎洗掘対策・侵食

2004年4月14日受理

* 建設工学科 (Department of Civil Engineering)

崖などの基礎洗掘対策・海底変形対策・構造物の沈下や洗掘対策・来襲波の消波対策等の具体的な研究開発の課題に対しても力点が置かれるようになってきている²⁾。これらの対策が効果を発揮し、その目的が達成されてきているかどうかと言うことは、漂砂移動および海岸侵食の元凶である波および流れを、自然の摂理に背かないように、いかに合理的にコントロール(制御)できるかに依存しているのであって、むしろ自然の力をうまく利用・活用する視点が重要である。したがって、このような観点から、これまでに開発された海岸漂砂・侵食対策工法としては種々あるが、その代表的なものとして、海岸堤防・護岸消波堤・離岸堤・養浜工・緩傾斜堤・ヘッドラントセ工法, 等を挙げることができる。しかしながら、これらは海岸漂砂・侵食対策としてはまだ十分ではなく残された課題も多い。

本研究は、以上に述べたような海岸侵食防止対策を確立させていく上での基礎的事項であり、かつ漂砂移動及び海岸侵食を誘起させる要因の一つである砕波帯に発生する戻り流れについて、その特性を明らかにしようとするものである。ここでは特に、前報¹⁾(以下、前報とはこの論文を指す。)に引き続いての継続研究であり、戻り流れの鉛直分布に関する理論解析を行い、理論結果のさらなる改良を試みたものである。すなわち、基本的にはSvendensen³⁾の渦動粘性係数モデル式を用いた解法に基づくが、特に本報では従来の水面条件を水面渦度の推定式に代わって、新たに水面での定常流(波の波速に比例する量)を適用して、理論解析を行ったものである。その際、砕波帯内における鉛直方向領域は、前報と同様に、①底面からトロフの底面までの高さ d_t の領域と、② d_t から平均水面 h までの領域、の2つに分けて考え、さらに渦動粘性係数 ν_t は①領域では指数関数で表示し、一方、②領域は一定値と仮定する。また、せん断力の鉛直分布についても、前報と同様、各領域ごとに各々異なる直線分布で表示できると仮定した。なお、 ν_t の指数関数の表示における p の最適値は前報¹⁾と同じ $P=0.25$ とした。

2. 砕波帯内における戻り流れの理論の再検討

本報では、理論の基礎式としては前報¹⁾と同様に、Svendensen³⁾や岡安ら(1987)⁴⁾の渦動粘性係数モデル式に基づくが、ここでは特に、水面条件として新たな表示法を適用して、前報と異なる理論展開を行い、その修正を行う。すなわち、ここでは前報と同様に、砕波帯内の任意の地点での鉛直領域を、底面から d_t (トロフの底面からの高さ)までの範囲の①領域と、 d_t から平均水面までの範囲の②領域、の2領域に分けて考える。そして、

①領域の渦動粘性係数 ν_t を、前報と同様に指数関数で表示し、一方、②領域では一定値と仮定し、かつせん断力の鉛直分布については、前報と全く同様に2領域で各々異なる直線分布で表示できると仮定する。しかし、水面条件の設定は、前報とは全く異なって水面渦度ではなく、水面定常流速で設定して新たな理論展開を行う。

(1) 基礎式, 境界条件式および連続式

ここでは、前報と同様に砕波帯内の質量輸送速度の式を導出するために基礎式を示すとともに、それに基づく解析解中に含まれる未知定数を算出するに当たっての必要な境界条件式および連続式の検討を行う。

1) 基礎式

いま、水平面内に作用する一周期平均のせん断力 τ と定常流速 U の関係を示した渦動粘性係数モデル式は、次式のように与えられる。(ここでは、鉛直座標 z' は底面を原点として鉛直上方向を正とし、後述の図中の z は、 $z = z' - h$ とする。)

$$\tau = -\overline{\rho u'w'} = \rho \nu_t \partial U / \partial z' \quad (1)$$

次に、式(1)のせん断力 τ と渦動粘性係数 ν_t は、岡安らの実験結果によれば、次式のように示されている。

$$\tau = 0.0019 \rho c^2 (z' - d_t) / d_t + 0.0016 \rho c^2 \quad (2)$$

$$\nu_t = 0.013 cz' \quad (3)$$

ここで、 $c = \sigma / k$ ($\sigma = 2\pi / T$, $k = 2\pi / L$, c : 波速, T : 周期, L : 波長) である。

しかしながら、ここでの ν_t の係数値は、これまでも指摘したように、波の周期(T)に関連づけて次式のように表示する。

$$\nu_t = (0.0065T) cz' \quad (4)$$

一方、ここでは、前報と全く同様に ν_t を次式に示すように、①と②領域別に異なる分布式で表示できるものと仮定する。

$$\text{①領域}(0 \leq z' \leq d_t): \quad \nu_t = N e^{p(z' - d_t)} \quad (5)$$

$$\text{②領域}(d_t \leq z' \leq h): \quad \nu_t = N \quad (6)$$

ここで、 $p (> 0)$, N は定数である。 N の値は、 $Z' = d_t$ での ν_t の値は岡安らの修正結果【式(4)】と等しいと仮定すれば、

$$N = 0.0065Tcd_t \quad (6')$$

となる。 p は ν_t の鉛直分布を支配する任意定数であるが、ここでは、前報と全く同様にして $p = 0.25$ と設定した。従って、 ν_t 及び τ は最終的には①と②領域別にそれぞれ次式のように表される。

①領域:

$$\nu_t = 0.0065Tcd_t e^{p(z' - d_t)} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \tau &= 0.0065 \rho T c d_t e^{p(z'-d_t)} \partial U / \partial z' \\ &= \rho N e^{p(z'-d_t)} \partial U / \partial z' \end{aligned} \quad (8)$$

②領域:

$$\nu_t = N = (0.0065 T) c d_t \quad (6')$$

$$\tau = \rho N \partial U / \partial z' \quad (9)$$

この式(8)および(9)が、いわゆる渦動粘性モデル式(基礎式)である。

また、前述のように、せん断力(τ)は、 d_t 以下の領域では一般的に鉛直方向には直線分布を示すことが、理論的に明らかにされている。従って、ここでは、鉛直領域を、① $\delta \sim d_t$ (δ :底面境界層厚)と② $d_t \sim h$ (h :平均水位)に分けて、それぞれ、

$$\text{①領域: } \tau = az' + b \quad (10)$$

$$\text{②領域: } \tau = a'z' + b' \quad (11)$$

のように表現できると仮定した。

a) ①($\delta \sim d_t$)領域の場合: 前報の結果と全く同じである式(8)と(10)との関係より、

$$\rho N e^{p(z'-d_t)} \partial U / \partial z' = az' + b \quad (12)$$

となり、この式は、結局、次式ようになる。

$$\begin{aligned} \partial U / \partial z' &= az' e^{-p(z'-d_t)} / (\rho N) + b e^{-p(z'-d_t)} / (\rho N) \\ &= Az' e^{-p(z'-d_t)} + B e^{-p(z'-d_t)} \end{aligned} \quad (13)$$

(ここで、 $A=a/(\rho N)$, $B=b/(\rho N)$)

これを積分して、そのときの U を U_1 とすれば、次式が得られる。

$$\begin{aligned} U_1 &= A \int z' e^{-p(z'-d_t)} dz' + B \int e^{-p(z'-d_t)} dz' + C_0 \\ &= \frac{(A/p)z' e^{-p(z'-d_t)}}{+C_1} - \frac{(A/p^2+B/p)e^{-p(z'-d_t)}}{+C_1} \end{aligned} \quad (14)$$

従って、底面条件である $z'=0 \equiv \delta$ での U_1 の値($U\delta$)は次式のように表される。

$$U\delta = \frac{(A\delta/p)e^{-p(\delta-d_t)}}{+C_1} - \frac{(A/p^2+B/p)e^{-p(\delta-d_t)}}{+C_1} \quad (15)$$

b) ②($d_t \sim h$)領域の場合:

式(9)と(11)との関係より、

$$\rho N \partial U / \partial z' = a'z' + b' \quad (16)$$

となり、a)の場合と同様にして、結局、この領域の U を U_2 とすれば、

$$U_2 = (A'/2)(z')^2 + B'z' + C_2 \quad (17)$$

のように、 U_2 は放物線の方程式が得られる。

(ここで、 $A'=a'/(\rho N)$, $B'=b'/(\rho N)$)

以上の U_1 と U_2 の結果の表示式から明らかなように、 U_1 , U_2 を求めるには、6個の未知定数(A , B , C_1 , A' , B' , C_2)を決定しなければならない。従って、以下では、この6個の未知定数を決定するための条件式を示し、それらを用いて具体的に U_1 , U_2 を求めることにする。

2) 境界条件式

a) 水面条件式:

前報では、水面条件として次式で表示される水面渦度を用いた。

$$\omega \equiv \frac{\partial U}{\partial z'} \Big|_{z'=h} = \frac{8\Gamma_0^2}{\pi H^2(4\Gamma_0 - \pi^2 H^2)} \quad (18)$$

ここで、 Γ_0 は渦の循環値であって、次式のように表わされる。

$$\begin{aligned} \Gamma_0 &= \left\{ \frac{2\pi^3 g^2 T H^3 h}{b} \left(\frac{\partial H}{\partial h} + \frac{H}{4h} \right) \tan \theta \right. \\ &\quad \left. - \frac{4\pi^2 f' H^2 T g^2}{3h \cdot b} \right\}^{1/3} \end{aligned} \quad (19)$$

[$b=15$, $f'=0.01$ (摩擦係数)]

一方、本報では全く別の方法、すなわち、後述の式(20)で表示されるように、水面流速 c に比例する水面定常流速を用いることにした。

$$U_2 = \varepsilon \cdot (gh)^{1/2} \quad (\text{at } z'=h) \quad (20)$$

すなわち、

$$A'h^2 + 2B'h + C_2 = 2\varepsilon(gh)^{1/2} \quad (20')$$

ここで、 ε は $0 < \varepsilon < 1$ の任意定義である。後述してあるように、 ε の値の種々の変化に基づく理論値と実験値との対応から、ここでは $\varepsilon=0.3$ と決定した。

b) 底面条件式:

ここでは、底面条件として前述の式(15)で与える。すなわち、

$$\begin{aligned} U_1 \Big|_{z'=0} &\equiv U_1 \Big|_{z'=\delta} = U\delta = \alpha, \quad A+pB \\ &= -p^2 \alpha e^{-pd_t} + C_1 p^2 e^{-pd_t} \end{aligned} \quad (21)$$

ここで $U\delta$ は、前報と同様に平山の式を適用する。

3) 連続式:

連続式は、領域①と②を考慮して、次式で表される。

$$\int_0^{d_t} U_1 dz' + \int_{d_t}^h U_2 dz' = 0 \quad (22)$$

すなわち、

$$\int_0^{d_t} \left\{ -\frac{(A/p)z' e^{-p(z'-d_t)}}{+C_1} \right.$$

$$-(A/p^2+B/p)e^{-p(z'-d_t)}+C_1\} dz' + \int_{d_t}^h \{A'z'^2/2+B'z'+C_2\} dz' = 0 \quad (23)$$

したがって,

$$A(-2e^{pd_t}+pd_t+2)/p^3+B(-e^{pd_t}+1)/p^2+C_1d_t +A'(h^3-d_t^3)/6+B'(h^2-d_t^2)/2+C_2(h-d_t) = 0 \quad (23')$$

4) その他の付加的条件式

理論解 U_1 と U_2 を求めるには, 上述の境界条件式と連続式だけでは未知数すべてを求めることはできない。従って, ここでは, さらに次の付加的条件式が必要である。

a) 運動の連続性の条件:

$z' = d_t$ では, U_1 と U_2 及び τ_1 と τ_2 は同じでなければならないので, 次式が成立する。

$$U_1 = U_2 \quad (\text{at } z'=d_t) \quad (24)$$

すなわち,

$$-(A/p)d_t-(A/p^2+B/p)+C_1 = A'd_t^2/2+B'd_t \quad (25)$$

これを整理すると,

$$A(pd_t+1)+pB-p^2C_1 = -A'd_t^2p^2/2-B'd_t p^2-C_2p^2 \quad (25')$$

同様に,

$$\bar{\tau}_1 = \bar{\tau}_2 \quad (26)$$

すなわち,

$$Ad_t+B = A'd_t+B' \quad (27)$$

(これは, $\frac{\partial U_1}{\partial z'} = \frac{\partial U_2}{\partial z'}$ と同義)

b) 底面せん断力 ($\bar{\tau} \Big|_{z'=0}$) の設定:

ここでは, 底面せん断力 ($\bar{\tau}_0$) を与えなければ問題が解けないので, すでに実験的に求められている, 岡安ら(1987)の推定値を用いることにした。式(2)と式(10)より次式が得られる。

$$\bar{\tau}_0 = \bar{\tau} \Big|_{z'=0} = -0.0003 \rho c^2 = b \quad (\text{at } z'=0) \quad (28)$$

すなわち,

$$\rho NB = -0.0003 \rho c \quad (29)$$

(2) 理論解法とその結果

1) 戻り流れの鉛直分布 (U_1, U_2)

まず, 式(29)と式(6')より,

$$B = b/(\rho N) = -0.0003 \rho c^2 / (0.0065T \rho c d_t) = -3C/(65Td_t) \quad (30)$$

となり, Bが決まる。

次に, 水面条件の式(20')より, 次式が求まる。

$$A'h^2+2B'h+C_2 = 2\varepsilon(gh)^{1/2} \quad (31)$$

底面条件の式(21)より, 次式が求まり,

$$A(\delta+1/p)+B = -p\alpha e^{p(\delta-d_t)}+C_1 p e^{p(\delta-d_t)} \quad (32)$$

ここで, $\delta \approx 0$ とすれば, 式(32)は次の様になる。

$$A+pB = -p^2 \alpha e^{-pd_t}+C_1 p^2 e^{-pd_t} \quad (33)$$

連続式(23')より次式が求まる。

$$\begin{aligned} & -6A(-2e^{pd_t}+pd_t+2)+6pB(e^{pd_t}-1) \\ & -6p^3C_1d_t-A'p^3(h^3-d_t^3) \\ & -3p^3B'(h^2-d_t^2)-6C_2p^3(h-d_t) = 0 \end{aligned} \quad (34)$$

$z' = d_t$ での速度とせん断力の連続性の式(25)および(27)より各々次式が求まる。

$$A(pd_t+1)+pB-p^2C_1 = -A'/2d_t^2p^2-B'd_t p^2-C_2p^2 \quad (35)$$

$$Ad_t+B = A'd_t+B' \quad (36)$$

以上の式(30), (31), (33), (34), (35)及び(36)の6つの式より, (A, B, C_1, A', B', C_2)に関する6元連立方程式を解けば, (A, B, C_1, A', B', C_2)を次式のように逐次求めることができる。

$$B = -3c/(65Td_t) \quad (37)$$

$$A' = Q(FB+G)-E(RB+S) / (EP-QD) \quad (38)$$

$$B' = P(FB+G)-D(RB+S) / (DQ-EP) \quad (39)$$

$$A = A'+(B'-B)/d_t \quad (40)$$

$$C_1 = \alpha + e^{pd_t}/p^2 \{A'+(B'-B)/d_t+pB\} \quad (41)$$

$$C_2 = C_1 - A(d_t/p+1/p^2) - B/p - d_t^2 A'/2 - d_t B' \quad (42)$$

ここで, (D, E, F, G, P, Q, R, S)はそれぞれ次式のように示される。

$$\begin{aligned} D &= 12(e^{pd_t}-pd_t-1)-p^3h^3-2p^3d_t^3-3ph(2e^{pd_t} \\ & \quad -2pd_t-2-p^2dt^2)-6p^2d_t^2 \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} E &= 12(e^{pd_t}/d_t-p-1/d_t)-3p^3h^2-3p^3dt^2 \\ & \quad -6ph(e^{pd_t}/d_t-p-1/d_t-p^2d_t)-6p^2d_t \end{aligned} \quad (44)$$

$$F = -12(e^{pd_t}/d_t-p/2-1/d_t)-6ph(pe^{pd_t}$$

$$-e^{pd_t/d_t+1/dt-e^{pd_t}/h} \quad (45)$$

$$G = -6p^3 \alpha h \quad (46)$$

$$P = h^2 + 2e^{pd_t}/p^2 - 2(pd_t + 1)/p^2 - dt^2 \quad (47)$$

$$Q = 2 \{ h + e^{pd_t}/(p^2 dt) - (pd_t + 1)/(dtp^2) - dt \} \quad (48)$$

$$R = 2 \{ e^{pd_t}/p - e^{pd_t}/(p^2 dt) + (pd_t + 1)/(dtp^2) - 1/p \} \quad (49)$$

$$S = 2 \{ \alpha - \varepsilon (gh)^{1/2} \} \quad (50)$$

以上求めた未知定数の値 (A, B, C₁, A', B', C₂) を式(14)のU₁と式(17)のU₂に代入すれば、底面から水面までの鉛直全断面における戻り流れの流速 (U) の鉛直分布が求まることになる。同様に、せん断力 (τ) の鉛直分布も式(10)及び(11)より簡単に求められる。

2) せん断力 (レイノルズ応力) の評価法

ここでは、以上に示した戻り流れの理論解法に従って得られた結果に基づいて、せん断力の評価方法を示す。すなわち、前述したように、碎波帯内部でのせん断力の分布は①0~d_tの領域と、②d_t~hの領域では異なると仮定して、それぞれ式(5)及び式(6)で表した。

① 0 (δ) ~ d_t 領域:

$$\begin{aligned} \tau &= az' + b \\ &= \rho N (AZ' + B) \end{aligned} \quad (51)$$

(a = ρNA, b = ρNB, a' = ρNA', b' = ρNB')

② d_t ~ h 領域:

$$\begin{aligned} \tau &= a'z' + b' \\ &= \rho N (A'z' + B') \end{aligned} \quad (52)$$

N = (0.0065T)Cd_t

これらの式(51)と(52)に式(37)~式(40)のA, B, A', B'を代入すれば、それぞれの領域でτが得られる。

また、実験値から推定した岡安ら(1987)のせん断力の実験式は次式のように示されている。

$$\tau = 0.0019 \rho C^2 / d_t (z' - d_t) + 0.0016 \rho C^2 \quad (53)$$

本理論結果のτと岡安らの実験値との比較は、その代表的なものを図7 (1) ~ (4) に示す。

3. 本理論値の一般的特性および従来の理論値との比較

(1) 水面定常流速に基づく新たな水面境界条件式の設定 (比例定数 ε の決定)

図1 (1) ~ (4) は、水面定常流速 (U_s) が波速 (C = (g h)^{1/2}) に比例すると仮定して、U_s = ε (g h)^{1/2} (ε : 比例定数) と表した場合のεの値の変化に対してUの鉛直分布の変化特性を示したものである。

これらの図から、底面勾配や周期の相違にかかわらず、Uの鉛直分布はεの値によって大きく変動するが、ε = 0.3 の場合は、Uの理論値と実験値との適合度が全般的に最も良好になることが明らかである。従って、以下に示すUの理論値の算定に当たっては、すべてε = 0.3 とした。

さらに、これらの図から明らかのように、εの与え方によっては、水面付近でのUの理論値と実験値との適合度が良好であっても、全般的な分布傾向が実験値と全然異なる様相を示すこともある。従って、Uの鉛直分布の推定には、水面定常流速をいかに適確に設定するかが重要な要素であることが分かる。

故に、本理論の結果からは、水面定常流速を波速 (C) に等しいとする Svendsen⁹⁾ の surface roller の存在の考え方には問題があるように思われる。

(2) 本理論結果と従来の理論値及び実験値との適合性

図2 (1) ~ (4) は、本理論結果と従来の理論値および岡安らの実験値との比較を示したものである。図中の、

Method(1)⁶⁾ : 流体内部のせん断力 (τ) および渦動粘性係数 (ν_t) の鉛直分布を①および②領域に渡って1つの直線式で表示した場合の理論結果、

Method(2)⁷⁾ : 同じく渦動粘性係数 (ν_t) の鉛直分布は一つの直線式で、一方、せん断力 (τ) の鉛直分布は①と②領域でそれぞれ異なる直線分布式で表示した場合の理論結果、

Method(3)⁸⁾ : τの鉛直分布は①と②領域でそれぞれ異なる直線式を用いてかつ渦動粘性係数 (ν_t) の鉛直分布を①領域では指数関数で、②領域では一定値として表示した場合の理論結果、

by conduction⁹⁾ : Longuet-Higgins の conduction 方程式を基礎式として傾斜面上の碎波帯内で平山が新たに展開した理論結果⁵⁾

これらの図から明らかなのは、まず第1に、本理論値と上述の他の理論値を比較すると、Method(1) (破線) の場合を除いて、全般的な鉛直分布特性は、どの理論値

も概ね同じであって、大同小異であると言える。特に、Method(2)の底面付近での結果を除けば、本理論値(実線)とMethod(3)(1点鎖線)及びMethod(2)(点線)の鉛直分布の全般的傾向は、ほとんど類似していることが明らかである。次に、これらの理論値と実験値との適合度は、本理論値結果の場合が他のどの理論結果に比較して最良であると言える。

以上のことから、本理論のように渦粘性モデル式を基礎式として戻り流れの鉛直分布の理論解析を行う手法では、水面条件として従来のように水面平均渦度を適用するよりは、水面波速に比例する水面定常流速で表示した方が、理論展開も簡単でかつ実験値との適合度も高まるという両面からより有効であると言えよう。

(3) 本理論値に及ぼす境界条件の変化の影響

1) 戻り流れの鉛直分布に及ぼす底面せん断力(τ_0)の影響

図3(1)~(4)は、底面せん断力(τ_0)の差異による戻り流れ(U)の鉛直分布の変化特性を、底面勾配別及び周期別に示したものである。底面せん断力(τ_0)の値の変化は、岡安らの実験値($\tau_0 = -0.0003 \rho c^2$, ρ : 流体密度, c : 波速)をベースにしてその値の-1倍及び2倍の結果を、それぞれ実線及び点線で図示してある。これらの図から明らかなことは、1) Uの鉛直分布は τ_0 の値の正負の値に応じて著しく変化し、かつ τ_0 の値はUの分布傾向を特徴づける主要な要素の一つであること、2) 特に $\tau_0 > 0$ の場合には、Uの鉛直分布は、実験値の分布傾向と著しく異なり、戻り流れの現象をうまく説明できないこと、3) 逆に $\tau_0 < 0$ のときは、その値の変化に応じて、Uの鉛直分布の底面付近の曲率が適当に変化し、実験値の分布特性と合致するように τ_0 の値を調整して決定できること、4) 以上の結果から、全般的には、岡安らの τ_0 の実験式はほぼ妥当であると思われるが、さらに波の特性や碎波帯内の水平方向の位置別にその係数値を微調整すれば、Uの理論曲線は実験値のそれにより適合するようになること、等である。

2) 戻り流れの鉛直分布に及ぼす底面質量輸送速度 $U\delta$ の影響

図4(1)と(2)は、 $U\delta$ の差異による戻り流れの鉛直分布の変化特性を示したもので、図中のMの値は、 $U\delta / (H/T)$ を変化させるために $U\delta$ に乗じた係数である。これらの図から明らかなように、Mの値の大小によるUの鉛直分布傾向の顕著な変化は見られないことである。このような特性は、これまでに示した理論曲線の場合とほとんど同じである。

3) 戻り流れの鉛直分布に及ぼす波高(H)変化の影響
図5(1)~(2)は、波高(H)の変化による本理論値(U)の鉛直分布の変化特性を示したもので、理論展開に当たっての波高推定式は $H = 0.5h$ (h : 静水深)を用いた。

これらの図から、波高の変化によって底面質量輸送速度($U\delta$)の値も若干変動するので、それによるUの鉛直分布の多少の変化は見られるものの、全般的にはHの変化によるUの鉛直分布の特性の変化は、微小であることが明らかである。

4) 平行移動によるUの鉛直分布の修正結果と実験値との比較

図6(1)~(4)は、Uの鉛直分布を水平方向に平行移動させることによって修正した結果と実験値とを比較したものである。これらの図から明らかなように、本理論値と実験値の合致度がもともと非常に悪い場合であっても、理論値を一定値だけ水平方向に平行移動させれば、実験値との合致度はかなり良好になる。このことは、実験中に戻り流れとは別の一方向流の存在が想定される。しかしながら、この一方向流が何故に存在しているのかについては、現在のところ不明であるが、恐らく、実験継続中に発生する循環流か、あるいは、2次元水槽中での実験とは言え、実験時間の経過とともに3次元現象に変化している可能性もあることを示唆しているものと思われる。なお、このような理論値の平行移動による修正値は、従来の理論値の場合のそれとほぼ同様な結果を示している。

(4) 本理論に基づくせん断力(τ)の鉛直分布特性

図7の(1)~(4)は、本理論によって求められた碎波帯内の波動内部せん断力(τ)(実線)の鉛直分布を前報の理論結果(点線)及び岡安らの実験値(破線)と比較したものである。これらの図から明らかなことは、1) 波の周期(T)が短い場合、底面から d_t までの①領域及び $d_t \sim h$ までの②領域の中での両理論曲線の分布傾向の差異はあまり見られないが、一方、周期が大きい場合には、両者の差異はかなり大きいこと、2) ①領域では周期の大小にかかわらず前報の理論結果が大きな値を、一方、②領域では逆に本理論結果が大きな値を示すこと、3) 本理論値と実験値との比較では、実験値は①領域でしか示されていないので、全鉛直断面に渡っての両者の比較はできないが、一般的には、周期が長い場合が、実験値と理論値の差異は大きいこと、4) ここでは示していないが、実験値の鉛直分布において②領域で負の勾配を示す場合があるが、図2のUの理論値の水面付近での分布傾向から判断すれば、せん断力 τ の分布式の勾配が

負の値をとることはあり得ないので、本理論のようにその勾配が正の値を示すことは、理論の妥当性を示しているものと思われること、5) このように、本理論値でも前報の結果と同様に、特に水表面付近でのせん断力の分布式の勾配が著しく大きくなっていることは、これまでも指摘されているように、碎波帯内の水表面付近では、特に碎波による顕著な水平流(碎波流)の発生によって、大きなせん断流が存在することに起因しているものと推測されること、等である。

以上のように、せん断力の鉛直分布は、本理論値のように、①底面から d_t までと、② d_t から h まで、の2つの領域に分けて異なる表示式で表すことの妥当性を示していると思われるが、現在のところ正確な実験データがないので、今後、新たな実験による検証が必要である。

4. 結論

以上、碎波帯内における定常流速(戻り流れ)の鉛直分布の表示式の確立を目指して、前報に引き続いて理論の改善を進めてきた。本論文では、特に、碎波帯内における水面条件として、流速に比例する水面定常流速を適用して新たな理論展開を行ってきた。その結果を要約して示せば、次の通りである。

- 1) 本理論結果は、これまでに示した方法によるどの解析結果と比較して、全般的に実験値をより良く説明でき、特に水面付近における実験値との合致度は、水面条件としての水面定常流速の設定値の与え方によってかなり良好に改善できる。
- 2) 渦動粘性モデル式を基礎式とした戻り流れの理論結果は、水面境界条件の設定方法によってかなり異なるが、本理論のように、それを水面波の流速に比例する水面定常流速で与えれば、その理論結果の実験値との適合度は、これまでに示したどの理論結果よりも良好になる。
- 3) 戻り流れ(U)の鉛直分布に及ぼす底面せん断力の値の変化の影響は顕著で、特に底面付近でのその理論結果の鉛直分布曲線の曲率の程度を決定づける重要な要素の1つである。
- 4) 本理論値による内部せん断力の鉛直分布は、トロフレベル以下の①領域では岡安らの実験値とほぼ一致する。一方、トロフレベル以上の②領域では、実験値がないので理論値の妥当性については言及できないが、せん断力はトロフから水面に向かって著しく増大していることから、碎波帯内における流れ場は顕著なせん断流場となっていることが推測される。
- 5) 戻り流れ(U)の鉛直分布に及ぼす底面質量輸送速度($U\delta$)の影響は、従来の理論結果と同様にあまりない。

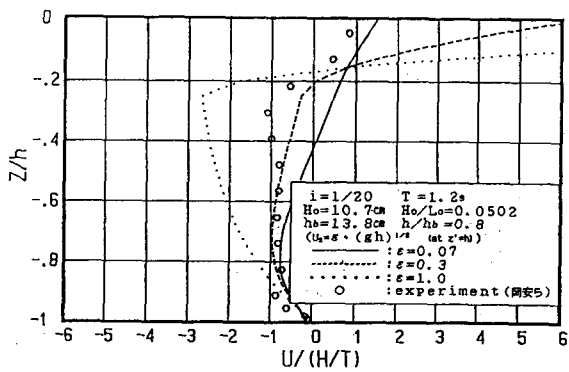
6) Uの鉛直分布に及ぼす波高(H)の変化の影響は、それが底面質量輸送速度($U\delta$)の値に若干の差異を生じさせるものの、Uの全般的な鉛直分布の傾向にはあまり影響を及ぼさせない。

7) 以上示した結果から総合的に判断して、本理論結果は従来のどの理論結果と比較してより実験値に適合することが明らかになったが、さらに、理論展開における水面定常流速及び底面せん断力の与え方の改善によって、より精度の高い戻り流れ(U)の鉛直分布の表示式の確立が可能であるように思われる。

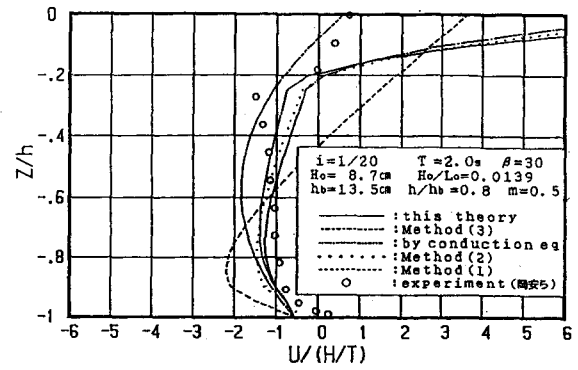
最後に、図面の整理にご協力を惜しまなかった大阪府立高専 学校技師 坂本幸雄さんに、深甚なる謝意を表します。また、この論文を、私の最愛の娘(平山智子)に捧たい。娘への思いは、今なお薄れることはない。改めて冥福を祈りたい。

参 考 文 献

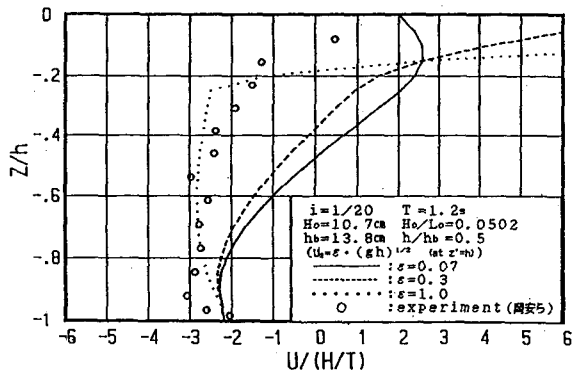
- 1) 平山秀夫・安東祐一・本田尚正：傾斜海浜上における碎波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究(VI)，大阪府立高専研究紀要，Vol.37，pp.17-28 2003.
- 2) 鳥居謙一：新たな侵食対策技術の確立に向けて，海岸，Vol.41-1，pp.43-45，2001.
- 3) Svendsen, I.A: Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Engineering, Vol.8, pp.347-365, 1984.
- 4) 岡安章夫・柴山知也・堀川清司：碎波帯内定常流速場の鉛直分布に関する研究，第34回海岸工学講演会論文集，pp31-35，1987.
- 5) 平山秀夫・本田尚正：碎波に伴って発生する大規模水面渦による平均渦度の推定法，水工学論文集，第45巻，pp.445-450，2001.
- 6) 平山秀夫：傾斜海浜上における碎波帯内定常流速の鉛直分布に関する理論的研究(III)，大阪府立高専研究紀要，Vol.34，pp.43-54，2000.
- 7) 平山秀夫：碎波帯内における戻り流れの鉛直分布に関する理論的研究，海岸工学論文集，第40巻(1)，pp.66-70，1993.
- 8) 平山秀夫：碎波帯内における戻り流れの鉛直分布の理論とその再検討，海岸工学論文集，第45巻，pp.106-110，1998.
- 9) 平山秀夫：碎波帯内における質量輸送(戻り流れ)の鉛直分布に関する研究，海岸工学論文集，第37巻，(1)，pp.41-45，1990.



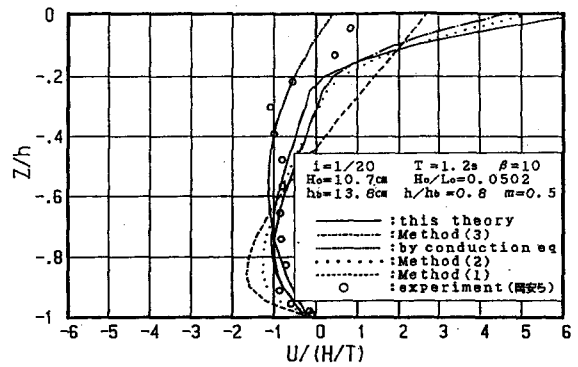
(1) $i=1/20, T=1.2s, h/hb=0.8$



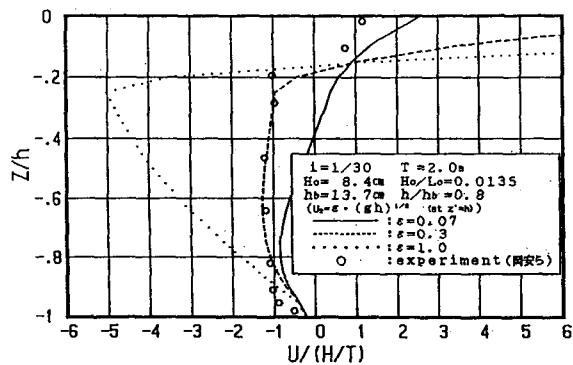
(1) $i=1/20, T=2.0s, h/hb=0.8$



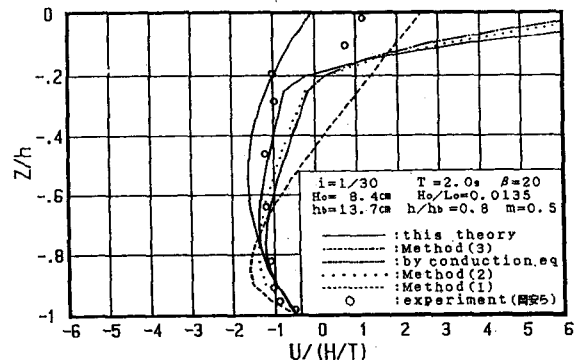
(2) $i=1/20, T=1.2s, h/hb=0.5$



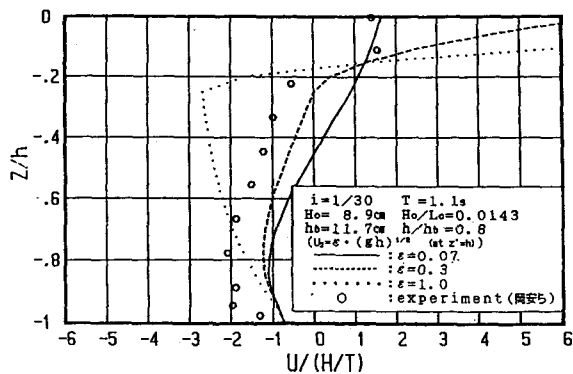
(2) $i=1/20, T=1.2s, h/hb=0.8$



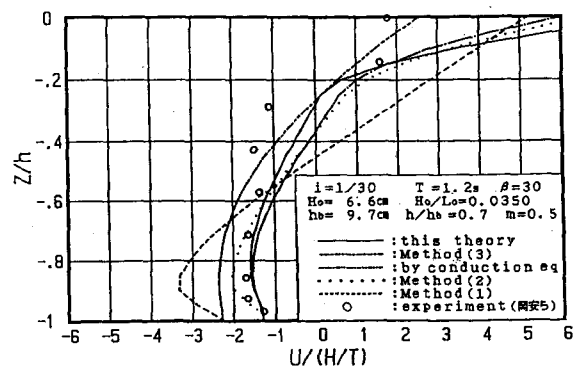
(3) $i=1/30, T=2.0s, h/hb=0.8$



(3) $i=1/30, T=2.0s, h/hb=0.8$



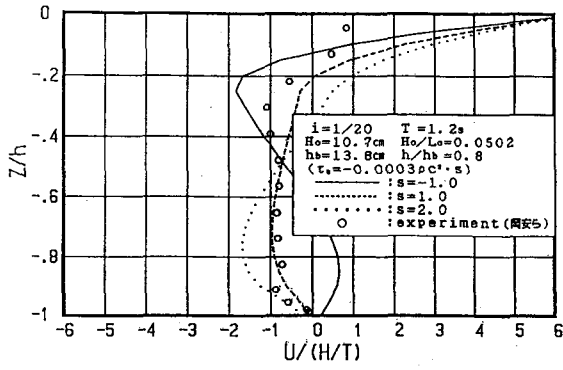
(4) $i=1/30, T=1.1s, h/hb=0.8$



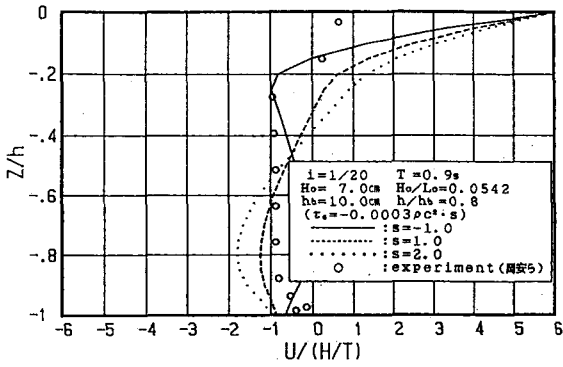
(4) $i=1/30, T=1.2s, h/hb=0.7$

図1 水面定常流速の値によるUの鉛直分布の変化特性

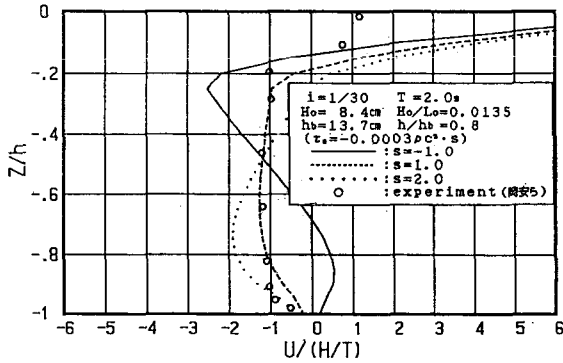
図2 本理論値と実験値及び他の理論値との比較 (1)



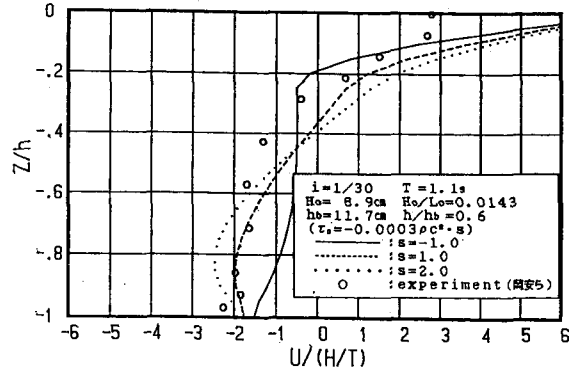
(1) $i=1/20$, $T=1.2s$, $h/h_b=0.8$



(2) $i=1/20$, $T=0.9s$, $h/h_b=0.8$

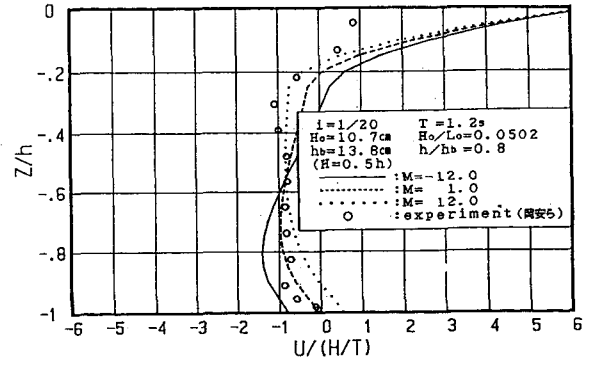


(3) $i=1/30$, $T=2.0s$, $h/h_b=0.8$

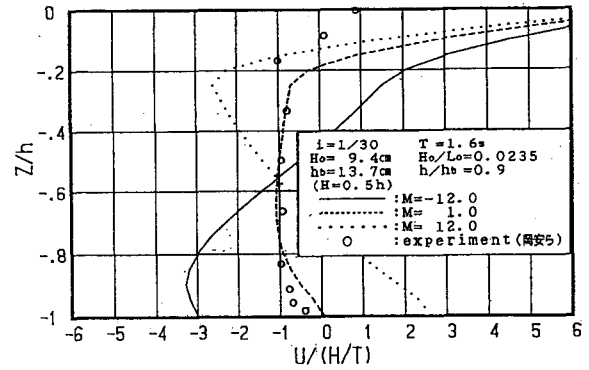


(4) $i=1/30$, $T=1.1s$, $h/h_b=0.6$

図3 Uの鉛直分布に及ぼす底面せん断力の影響

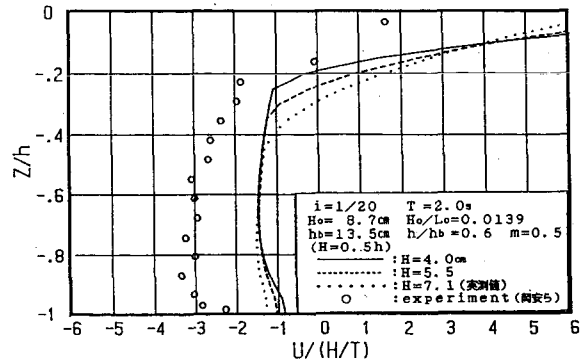


(1) $i=1/20$, $T=1.2s$, $h/h_b=0.8$

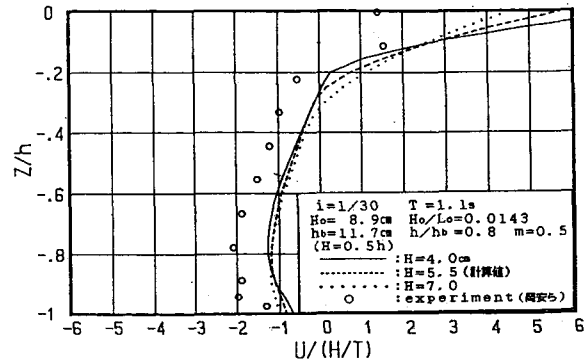


(2) $i=1/30$, $T=1.6s$, $h/h_b=0.9$

図4 Uの鉛直分布に及ぼす底面定常流速の影響

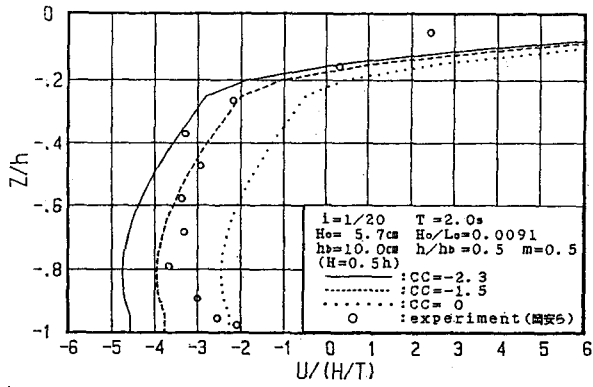


(1) $i=1/20$, $T=2.0s$, $h/h_b=0.6$

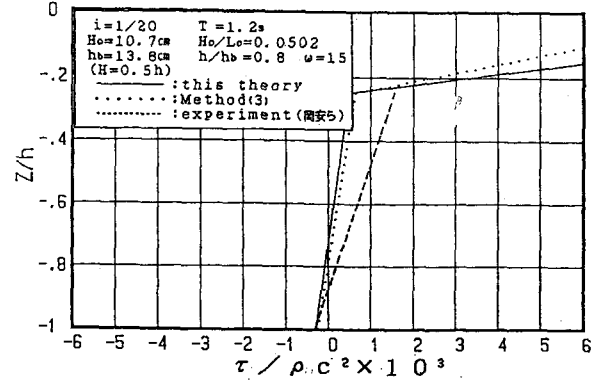


(2) $i=1/30$, $T=1.1s$, $h/h_b=0.8$

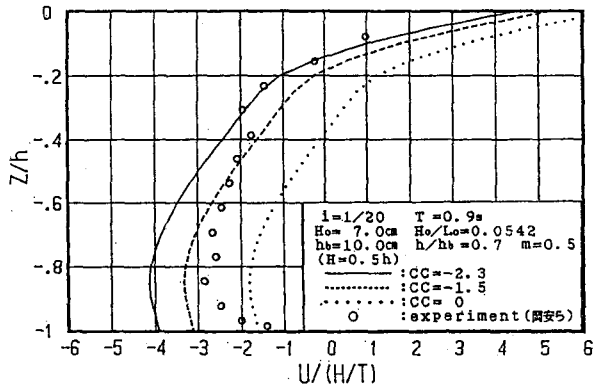
図5 Uの鉛直分布に及ぼす波高変化の影響



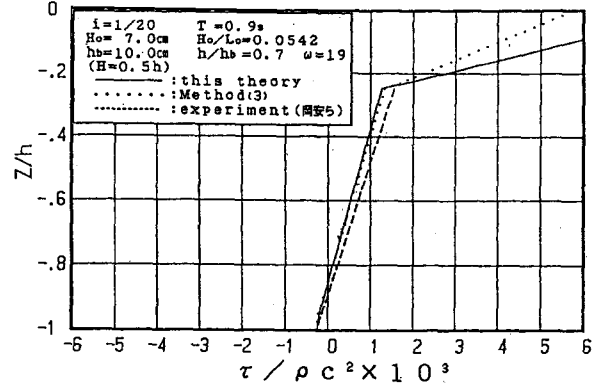
(1) $i=1/20, T=2.0s, h/h_b=0.5$



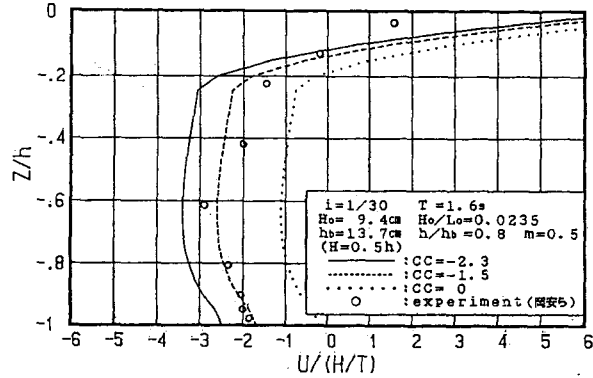
(1) $i=1/20, T=1.2s, h/h_b=0.8$



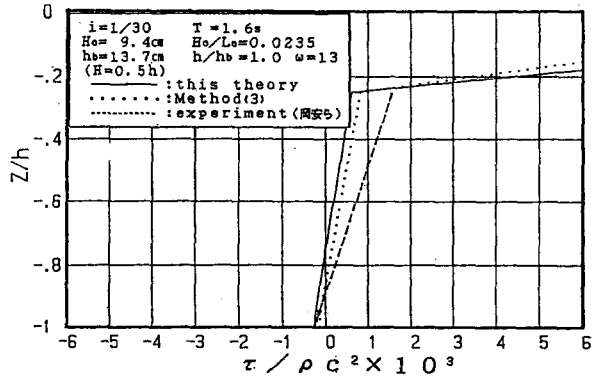
(2) $i=1/20, T=0.9s, h/h_b=0.7$



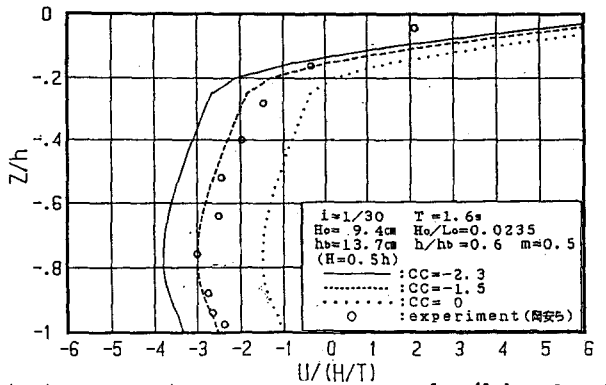
(2) $i=1/20, T=0.9s, h/h_b=0.7$



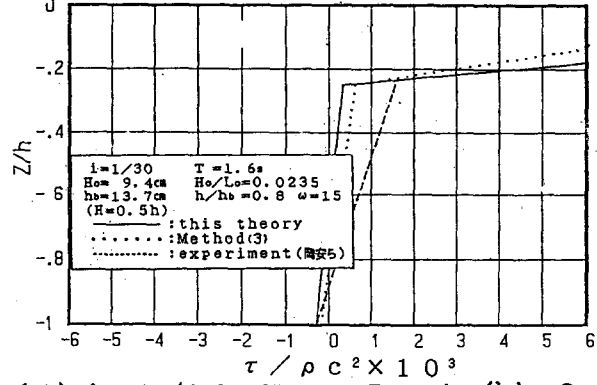
(3) $i=1/30, T=1.6s, h/h_b=0.8$



(3) $i=1/30, T=1.6s, h/h_b=1.0$



(4) $i=1/30, T=1.6s, h/h_b=0.6$



(4) $i=1/30, T=1.6s, h/h_b=0.8$

図6 Uの平衡移動による結果と実験値との比較

図7 せん断力の鉛直分布の理論値と実験値の比較