

2次元進行波における砂漣上の流れ

東江隆夫*・灘岡和夫**・勝井秀博***・伊藤一教****

1. はじめに

波による質量輸送速度は, Longuet-Higgins (1956) 以来数多くの研究がある. 最近では M. Iskandarani, P. L-F. Liu (1992) が単純な場ではあるが, 3次元的な質量輸送速度も解いている. しかし, それらは底面が平坦な滑面の場合を対象としている. 実際の海底面には砂漣が存在するため, 砂漣上の質量輸送速度はこれらの理論値と異なる. 砂漣上の水深全体にわたった質量輸送速度を知るには, その境界条件である砂漣近傍の流れを正確に知らなければならない.

近年, 砂漣近傍の境界層流れを明かにするため, 振動流を対象とした数値解析が盛んである. 佐藤・上原・渡辺 (1985) は, 乱流モデルを用いて数値シミュレーション実施しており, Pena-Santana・渡辺・磯部 (1990) は, 三種類の乱流モデルを用いて計算し, そのモデル妥当性を検討している. Blondeaux・Vittori (1990) や浜中・佐藤 (1992) は, スペクトル法を用いて, 振動流下の砂漣上の流れを計算し, 発生する渦度のふるまいや, 渦粘性係数の特性について検討している. しかし, 灘岡・八木 (1988) が, 指摘しているように振動流と進行波では, 進行波の鉛直上方への移流効果により境界層内の流れの構造は異なる. 滝川・金・五ノ谷 (1989) は, 進行波下の砂漣上の境界層流れを FEM によって解析し, 振動流と進行波の相違点を示している. しかし, 滝川らの進行波下での計算では, 側方境界に線形層流解を与えているなど疑問が残る.

本研究では, 実験により滑面上と砂漣面上の質量輸送速度の違いを調べ, さらにスペクトル法を用いた精度の高い数値計算により, 2次元進行波下での砂漣上の流れ構造を明かにした.

2. 実験方法

実験は2次元水槽 ($L=43\text{ m}$, $B=0.8\text{ m}$, 水深 $h=30\text{ cm}$) を用い, 底面に砂漣がある場合と無い場合のオイル

一的質量輸送速度 (以下, 質量輸送速度) を測定した. 流速の測定は, レーザー流速計を用い, 染料による流れの可視化も行った. 砂漣は2次元砂漣であり, 砂漣の断面形状は波高 10 cm , 周期 1.0 s , 底質粒径 0.15 mm の条件でできる砂漣 (砂漣長さ 36 mm , 砂漣高 6.7 mm) である. 実験装置の概要を図-1 に, 実験ケースを表-1 に示す. なお, 波の反射率は $3\sim 5\%$ であった.

3. 実験結果

周期 1 s , 1.5 s , 2.0 s の実験結果を, Longuet-Higgins の理論値と共に図-2(a)~(c) に示す. ただし, 周期 1.5 s , 2.0 s の場合は, 水平床の実験のみである. 図中, 流速は岸方向を正とし, 次式で無次元化している.

$$u_n = \frac{A^2 \sigma k}{4 \sinh^2 kh} \dots \dots \dots (1)$$

ここに, A : 波の振幅, σ : 波の角振動数, k : 波数, h : 水深である. 水平床の実験では, 底面の粘性の影響が水

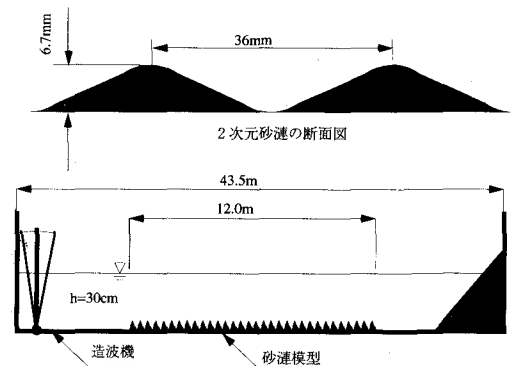


図-1 実験装置と砂漣諸元

表-1 実験条件

波高 (cm)	周期 (s)	水深 (cm)	底面
5.0	1.0	30.0	水平床
5.0	1.5	30.0	水平床
5.0	2.0	30.0	水生床
5.0	1.0	30.0	砂漣
10.0	1.0	30.0	水平床
10.0	1.0	30.0	砂漣

* 正会員 MS 大成建設(株)技術研究所

** 正会員 工博 東京工業大学工学部土木工学科

*** 正会員 博士 大成建設(株)技術研究所

**** 正会員 工修 同上

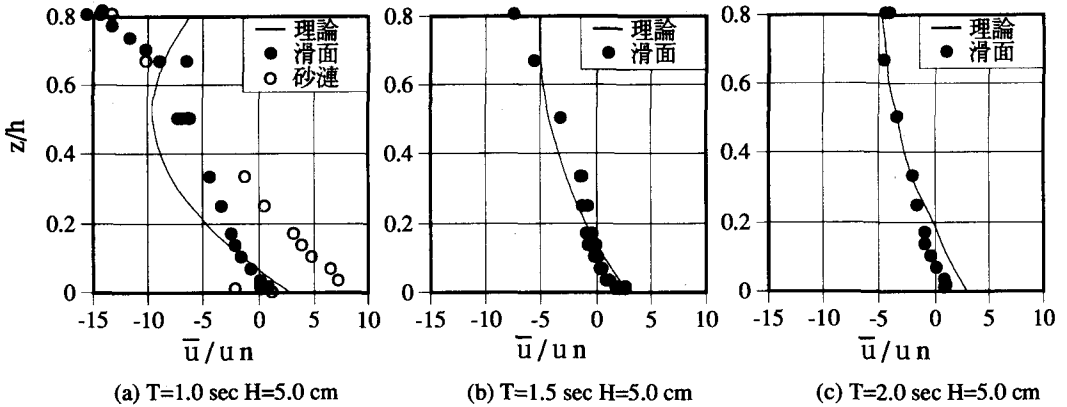


図-2 オイラー的質量輸送速度の実験結果

深全体に及ぶ時間造波をする必要がある。この時間、 T_2 は次式によって見積もることができる (Mei (1989))。

$$T_2 = O\left(\frac{h^2}{\nu}\right) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ν ：動粘性係数である。この値を今回の条件で計算すると約1日となる。今回の実験値は造波1日後のものである。ただし、実際は約5時間程度の造波で平均流はほぼ定常に達した。

図をみると、水平床では、理論値と実験値は底面付近ではほぼ一致するが水面付近で異なる。これは、理論が水槽内で発生する戻り流れを考慮していないためである。戻り流れのオーダーを次式 (灘岡ら (1982)) で見積もると、周期1.0s, 1.5s, 2.0sでそれぞれ $U=8.4, 2.2, 1.4$ となる。

$$\bar{U} = A^2 k \omega \frac{\coth kh}{2kh - (ak)^2 kh \coth kh} \dots\dots\dots (3)$$

したがって、戻り流れが小さい周期2秒の実験値と理論の差は小さい。砂漣上の流れの実験値を水平床上のそれと比べると、水表面付近では両者は一致するものの、底面近くで大きく異なる。これは砂漣近傍で発生する渦に起因する平均流が、滑面のように粘性の効果で発生する平均流と異なるためである。質量輸送速度は、この底面と水表面の境界条件によって決定されるため、砂漣上の質量輸送速度を正しく評価するには、まずこの底面の砂漣近傍の流れ構造を知らなければならない。

4. 砂漣上の流れの数値計算

4.1 計算方法

進行波下での砂漣上境界層流れを計算する場合、Blondeaux らや浜中らのスペクトル法を2次元進行波に拡張した手法は、汎用性という面では劣るものの、高い精度を有している。Blondeaux らと浜中らの手法では、渦度方程式中の非線形項の数値解析上の取り扱いが異なる。

る。今回は、プログラムが容易な浜中らの手法に従った。計算領域は、側方の周期境界を満足させるために、波の波長分まで広げた。実験では1波長内に36個の砂漣ができたが、ここでは計算の効率から32個の砂漣を配置した。基礎方程式は、浜中らと同一で、砂漣波長と波の角振動数で無次元化した渦度方程式と渦度の定義式 (4)、(5) である。

$$\omega = \{-\Psi_\eta \omega_\xi + \Psi_\xi \omega_\eta + \nu(\omega_{\xi\xi} + \omega_{\eta\eta})\} / J \dots\dots (4)$$

$$\Psi_{\xi\xi} + \Psi_{\eta\eta} = -J\omega \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 ω ：渦度、 Ψ ：流関数、 ξ, η ：砂漣の形状にあわせた曲線座標 J ：ヤコビアンで、次式で与えられる。

$$\begin{cases} x = \xi + ae^{-\eta} \cos \xi \\ y = \eta - ae^{-\eta} \sin \xi \end{cases} \dots\dots\dots (6)$$

$$J = 1 - 2ae^{-\eta} \cos \xi + a^2 e^{-2\eta} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 x, y ：水平・鉛直方向の座標、 a ：無次元砂漣波高である ($a=0.587$)。

式 (4)、(5) をスペクトル法を用いて、静止状態から計算した。上方の境界条件は、 $\omega=0$ とし、そこでの流関数は以下の式で与えた。

$$\Psi(\xi_B, t) = N_R A \frac{\sinh\left(\frac{h+d}{N_R}\right)}{\sinh\left(\frac{h}{N_R}\right)} \sin(\xi_B/N_R - t) \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 ξ_B ：境界における ξ t ：時間 h ：水深 T ：周期 N_R ：砂漣の数 d ：境界の高さで、ここでは砂漣の波高の7倍の値とした。また、底面の境界条件は、 $\Psi=0$ で、そこでの渦度は Thom のスキーム (Roache (1972)) で与えた。砂漣近傍での計算メッシュを細かくするための、 η から ξ への座標変換式である次式のパラメーター b, η_T は、3と7とした。

$$\eta = \eta_T \frac{e^{b\xi} - 1}{e^b - 1} \dots\dots\dots (5)$$

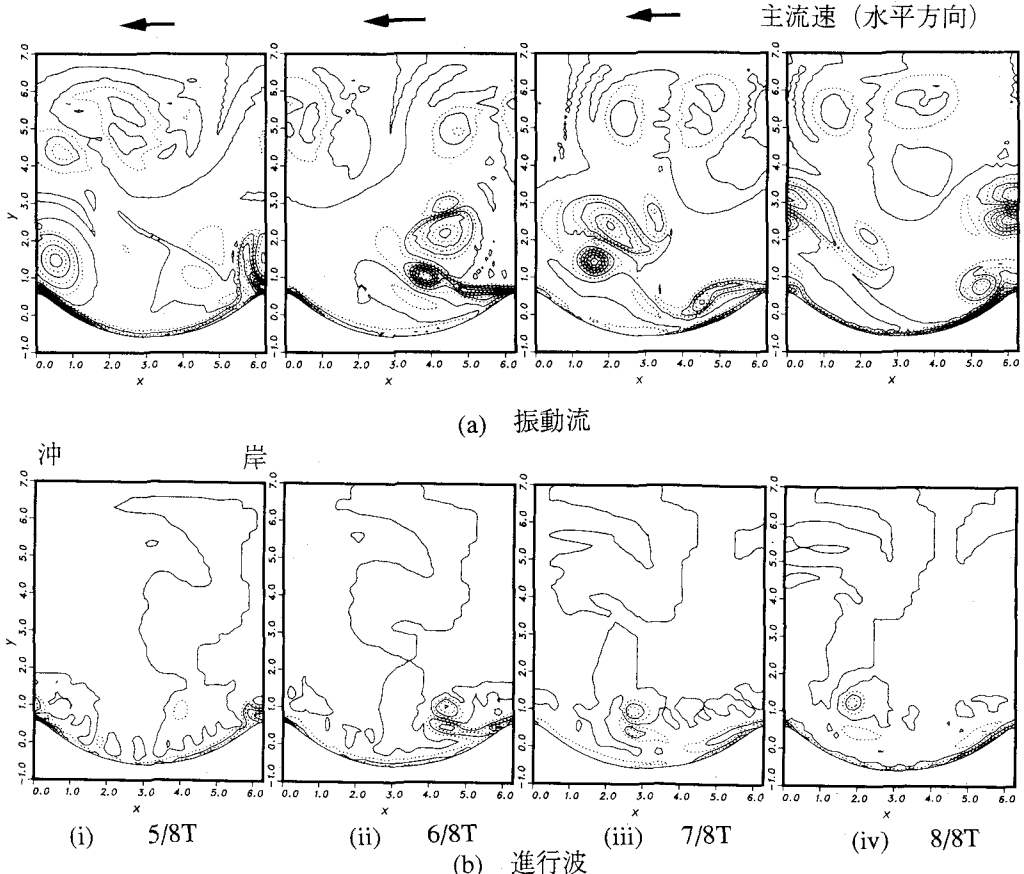
空間的な計算間隔は、振動流の場合、 $\Delta\xi=2\pi/64$, $\Delta\zeta=1/90$, 時間間隔 $\Delta t=2\pi/12000$ であり、進行波の場合、 $\Delta\xi=2\pi/32$, $\Delta\zeta=1/60$, $\Delta t=2\pi/6000$ である。

4.2 計算結果

(1) 進行波と振動流の渦度と流関数

砂漣近傍の渦度と流関数の計算結果を波高 5 cm の場合について、進行波と振動流の計算結果を合わせて、図—3, 4 に示す。図の水平鉛直方向とも砂漣の波数で無次元化している。進行波の場合、砂漣は 32 個の砂漣のうち沖から 17 個目のものである。計算は静止状態からはじめて 6 周期目である。この状態で、計算は完全に定常に達しているとは言えない。波の位相は (i) (ii) (iii) (iv) が、 $5/8T$, $6/8T$ (沖方向流速最大時) $7/8T$, $8/8T$ である。図からわかるように、砂漣の右側クレストから発生した正の渦度が、その半周期前に同じクレストで発生した負の渦度を上方に伴いながら沖側 (砂漣トラフの方向) に向かう。両者の渦度が交わる位置では、その相互作用により流速が増大する。次いで、渦度は沖に (左側) に運ばれるものと、斜面上に残るものに分かれる。残った渦度は次ぎの同じクレストで発生する渦と干渉しあうこと

になる。この様子は、定性的には振動流と進行波も同じである。しかし、二つの渦度が出会う位置や強度は異なる。振動流の場合の渦度の発生・移流拡散状況を見ると、砂漣クレストで発生し、最大流速時にもクレスト近傍に残った渦度は、減速時に次第に拡散する。しかし、その拡散範囲は、砂漣クレスト近傍に限られ、逆流時にもかなり大きな渦度として残っている (図—3(a) (i) (iv))。それが、逆流時の渦度と干渉することになる。一方、進行波の場合、砂漣近傍の流速は振動流に比較して小さい。そのため、発生する渦度の値も小さい。さらに、主流速が沖向きの時にクレストの沖側に発生した渦度は、最大沖向き流速時から半周期の間常に、主流による上向きの流れを受ける。したがって、振動流に比べて、主流反転時までのクレストに残された渦度の拡散はこの主流の移流効果により、上方へ拡散する。そのため、岸向き流速時にクレスト岸側で渦度が発生するときには、砂漣クレスト近傍の正の渦度は減少し、正負の渦度の干渉は小さい。逆に、主流速が岸向きの時に、クレストの岸側で形成する渦度は、半周期前に発生した渦度が小さいことと、下向きの流速を受けることにより、拡散範囲が砂漣クレ



図—3 振動流と進行波の渦度の比較 ($\Delta\omega=2.5$)

スト近傍に留まっている。このように、進行波の場合、その移流効果によってクレストの右側と左側で渦度の発生・拡散状況は異なる。

(2) 定常成分の比較

振動流と進行波の周期1s、波高5cmの場合の定常成分を比較したものを図-5(a)(b)(c)に示す。振動流の計算結果は8周期目、進行波は6周期目である。振動流の場合、砂漣の上部に左右ほぼ対称な循環流が形成されており、また渦度の値もほぼ対称となっている。一方、進行波の場合には、左側の渦度が大きく、右側が小さい。流関数あるいは流速ベクトル図を見ても、左右の斜面に非対称な循環流が形成される。右側の斜面にできる渦は、クレストからトラフまでにわたる偏平な渦となり、左側はクレスト近傍に留まっている。このように、定常流については、さらに進行波と振動流の明確な違いが現れる。

5. 砂漣近傍の流れの実験値と計算値の比較

砂漣のトラフおよびクレストにおける平均流について実験と計算を比較した(図-6)。実験では、砂漣のクレストの真上では、平均流は沖向き、トラフ真上では岸向

きの流速となる。しかし、砂漣クレストより1cm程上(砂漣高程度)では両者は等しくなる。計算結果では、クレスト上の流れは実験結果と砂漣の近傍で定性的に一致している。しかし、クレスト上1cm以上とトラフ上での計算値は、実験値を説明できない。図-5からもわかるように、計算値定常流成分は、 $y > 1.0$ cmでもクレスト部分とトラフ位置でその方向、絶対値とも異なる。実験値と計算値との不一致の原因は、本計算では、振動流と進行波のどちらも上部の境界を完全な正弦波で与えており、境界層上部の戻り流れ等の定常流は含まれていないことによる。また、上部境界を通しての境界層内部と外部の水の出入りが無いため、内部で発生した流れが外部へ出ることができないことも原因である。この水の出入りを考慮するには、境界層内と外部とを同時に解く必要がある。

6. 結 論

本研究によって、以下のことが明らかになった。

1) 水平床上の質量輸送速度は、戻り流れが小さい場合には、Longuet-Higginsの解と実験結果は一致する。し

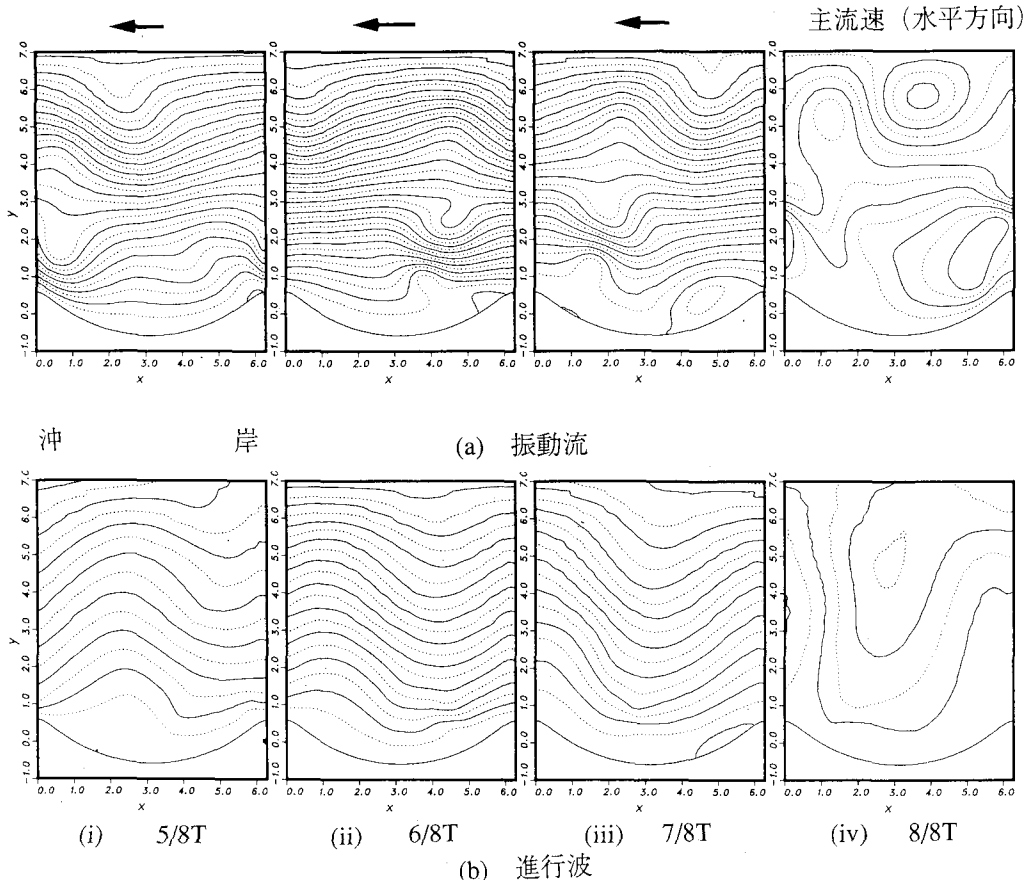


図-4 振動流と進行波の流関数の比較 ($\Delta\phi=0.5$)

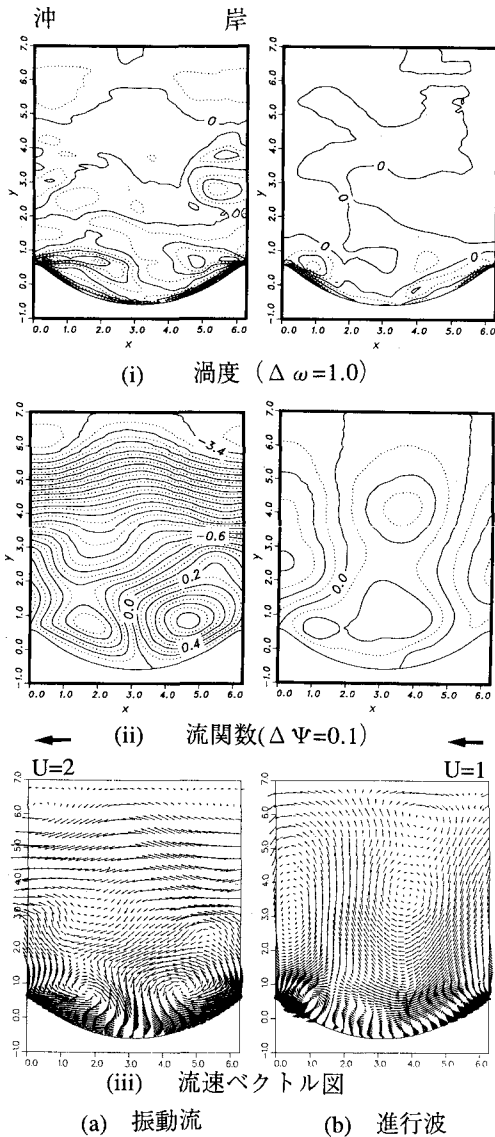


図-5 振動流と進行波の定常成分の比較

かし、戻り流れの大きい場合には、水面近くで実験との差が大きい。砂漣がある場合には、底面付近の質量輸送速度は、Longuet-Higgins の解と実験値は異なる。

2) 進行波では、砂漣内に非対称な渦度場が形成される。これは、進行波の主流の移流効果による。

3) 進行波の定常成分については、計算は実験結果を説明できない。これは、上部の境界の設定に原因がある。

今後、この上部境界の改良と 3 次元への拡張を行うことにしている。

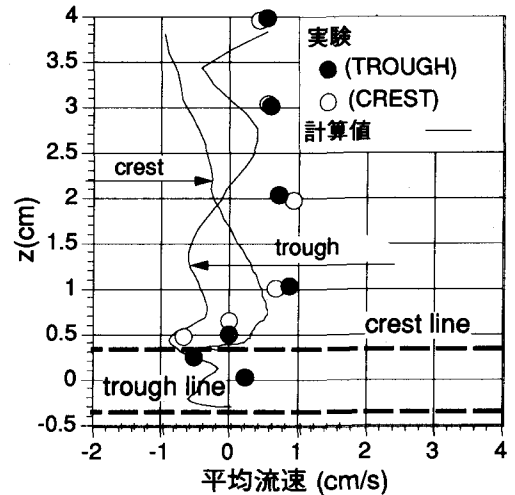


図-6 砂漣近傍の平均流速の実験と計算の比較

謝辞：本研究を行うにあたって、大成サービス（株）野口隆光氏、安西真樹氏、岸 裕之氏に多大な協力を得た。ここに、謝意を表します。

参 考 文 献

- 佐藤慎司・上原啓史・渡辺 晃 (1985): 乱流モデルによる砂漣上の振動流境界層の数値シミュレーション, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 26-30.
- 滝川 清・金 南享・五ノ谷清一 (1989): 波動場における任意海底面上の境界層の解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 11-15.
- 灘岡和夫・近藤隆道・田中則男 (1982): レーザー・ドップラー流速計による碎波帯内の流速場の解明, 港湾技術研究所報告, 第21巻, 第2号, pp. 49-106.
- 灘岡和夫・八木 宏 (1988): 渦素子法による波動境界層の数値シミュレーション, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 16-20.
- 浜中健一郎・佐藤幸夫 (1992): 砂漣上の振動流境界層, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 1-5.
- Pena-Santana, P. G.・渡辺 晃・磯部雅彦 (1990): 振動乱流境界層における流れと浮遊砂移動の数値シミュレーション法の検討, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 264-268.
- Mei, C. C. (1989): The Applied Dynamics of Ocean Surface Wave, World Scientific, p. 449.
- Blondeaux, P. and G. Vitori (1991): Vorticity dynamics in an oscillatory flow over a rippled bed, J. Fluid Mech, Vol. 226, pp. 257-289.
- Mohamed Iskandarani and P. L.-F. Liu (1990): Mass Transport in three-dimensional water waves, J. Fluid Mech., vol. 231, pp. 417-437.
- Longuet-Higgins, M. S. (1953): Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. London
- Roach P. J (1972): Computational Fluid Mechanics, Hermose