

粗面振動流境界層の乱流構造

沢本正樹*・唐木 毅**・佐藤栄司***

1. はじめに

振動流境界層は波動境界層の最も単純な形として古くより調べられている。Jonsson の 1963 年以降の一連の実験, Kajiura (1968) の先駆的モデルの提案, Kamphuis (1975) の系統的な摩擦係数の測定などは今もって重要性を失っていない。ところで, 最近の測定技術やデータ処理法の発展により平均流速や底面摩擦ばかりでなく乱流諸量を含めての議論が可能になっており, それに応じて研究者の興味も単に実用を目指したものから乱流過程を論じることまで拡ってきている。

一方, 乱流モデル (特に $k-\epsilon$ モデル) の普及も進み, 砂漕上の流れなどのようにきわめて複雑な非定常流れの場での計算に基づく議論も数多くなされている。計算による流れの再現は実験に比較して系統的な結果を得るのが容易で, 煩雑な実験が不要になりつつあるようにも見受けられる。しかし, 非定常流の乱流過程はそれ自身かなり複雑な様相をもっており, しかも通常の乱流モデルは定常流場での議論から発展してきたものでありその適用には十分な実験的確認が必要であろう。

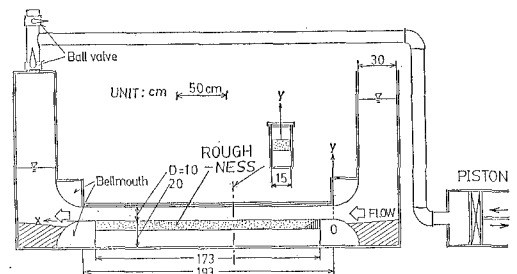
振動流境界層に限ってみると, 滑面振動流境界層については Hino et al. (1983) の詳細な実験があり, それに基づいた $k-\epsilon$ モデルの検証も報告されている (Aydin・Shuto, 1988)。しかし, 粗面については検証に耐えるような基本的データが必ずしも充分には蓄積されていないのが実状であろう。以上の観点より, 本研究では, 粗面振動流を対象として, 従来提案されている乱流遷移限界についてチェックを行なうこと, 完全粗面乱流領域での乱流構造を明らかにすることを目的として, 一連の乱流

測定を行ない, その結果を考察する。

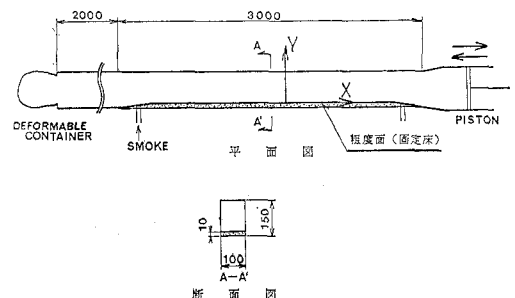
2. 実験方法・実験条件

実験範囲を広くとるために作業流体としては水と空気の両方を用いた。水の場合に 図-1 (a) に示す U 字管を, 空気の場合には (b) の振動流風洞を用いた。流速測定には, 前者では 2 成分ファイバレーザ流速計を, 後者では 2 成分後方散乱形式のレーザ流速計を使用した。粗面は case 3, 4, 6 では 5 mm のプラスチック球を, case 5 では 10 mm のアルミナ球を細密にならべて作成した。

実験条件は表-1 に示す。それを Jonsson (1963) の領域区分図にプロットしたものが 図-2 である。粗面振動流を対象としたが, 装置の性能試験のため滑面層流 (case 1), 粗面と滑面比較のために滑面乱流 (case 2) についてもデータをとった。なお, case 2 と case 6 とほぼ同じ条件の流れとの比較についてはその一部を報告済みで



(a) U字管装置 (水用)



(b) 振動流風洞 (空気用)

図-1 実験装置

表-1 実験条件

No.	Rδ	RE	am/d		
Case 1	159	$1.3 \cdot 10^4$	--	air	smooth-laminar
Case 2	812	$3.3 \cdot 10^5$	--	water	smooth-turbulent
Case 3	184	$1.7 \cdot 10^4$	60.4	air	rough-laminar
Case 4	291	$4.2 \cdot 10^4$	61.2	air	rough-transition
Case 5	288	$4.2 \cdot 10^4$	30.2	air	rough-turbulent
Case 6	821	$3.4 \cdot 10^5$	92.6	water	rough-turbulent

* 正会員 工博 東北大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修

*** 東北大学技官 工学部土木工学科

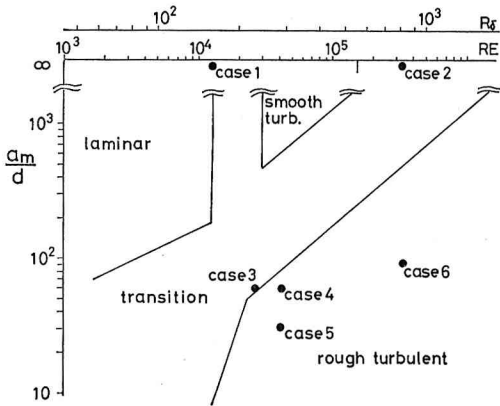


図-2 Jonsson の領域図と実験条件

ある(横森ら, 1985). case 3, 4 は遷移領域と粗面乱流の境を狙って, case 5, 6 は完全粗面乱流を狙って選んだ条件であるが, 前2者については後述のように予想に反した結果が得られた.

3. 結果と考察

3.1 流れの遷移

粗面振動流境界層の流れの遷移は図-2のように与えられる(Jonsson, 1963). 図で横軸は次の定義のレイノルズ数である.

$$RE = U_0 a_m / \nu, \quad R\delta = U_0 \delta / \nu$$

ここで, U_0 は境界層外の流速の振幅, a_m は流体粒子の軌道振幅, δ は Stokes 厚さのパラメータで $\sqrt{\nu T / \pi}$, T は流れの周期である. 縦軸は無次元化した粗度で, 粗度長さには粒径の値 d をそのまま用いた.

図-3 に case 1 の結果を示す. 当然のことながら Stokes の解とよく一致している. case 2 は Hino et al. (1983) の条件とほぼ同じで完全乱流である. case 1 と case 2 の中間の $RE = 8 \cdot 10^4$ でも予備実験を行なったが, 流れは層流であった. 滑面振動流境界層の乱流遷移限界は Jonsson の図では低すぎるようで, $R\delta = 550$ 程度が適当と思われる(沢本・日野, 1977).

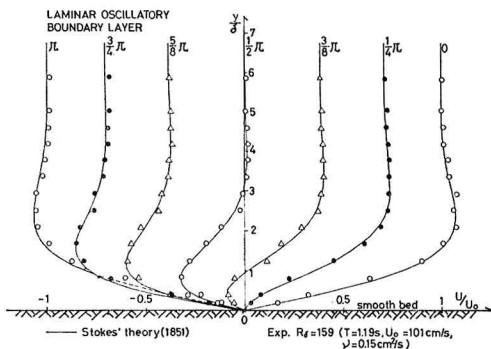


図-3 滑面層流 (case 1)

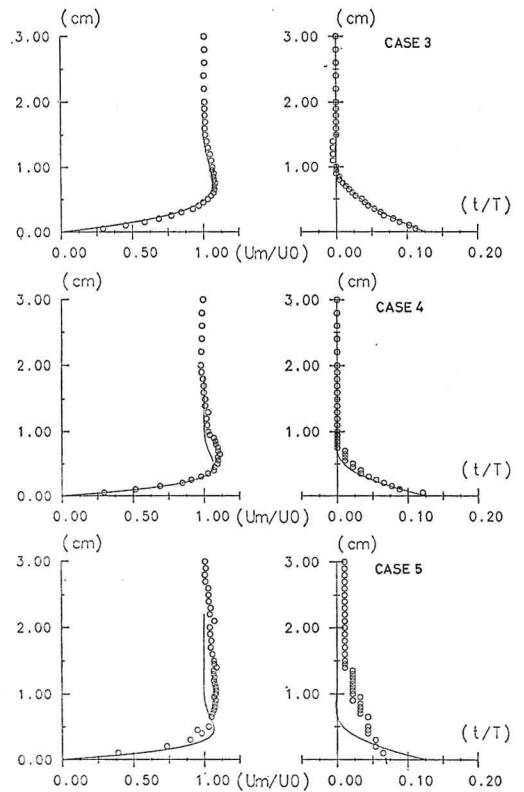


図-4 流れの遷移 (流速の振幅と位相差分布)

図-4 には完全粗面乱流への遷移限界近くの3ケースの測定結果を示す. 図の左は底面からいろいろな高さでの流速の振幅 U_m の分布, 右は流速変動の位相差の分布である. また, 実線は Stokes の層流解である. 高さ(縦軸)の原点は粗度頂である.

case 3 は図-2 では完全粗面乱流に近い流れであるが, 層流解との一致は極めてよい. 流速変動の生信号でも底面の極近傍(粗度頂より 1 mm 以内)を除くと顕著な乱れは認められず, 流れは層流と判断される.

case 4 は完全乱流となるはずの流れである. 流速変動の生信号には case 3 と比較するとはるかに大きな乱れが重なっている. しかし, 位相差の分布では層流解か

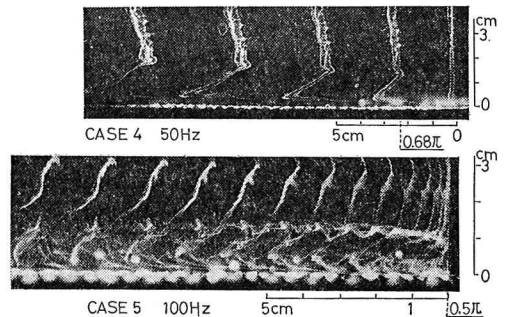
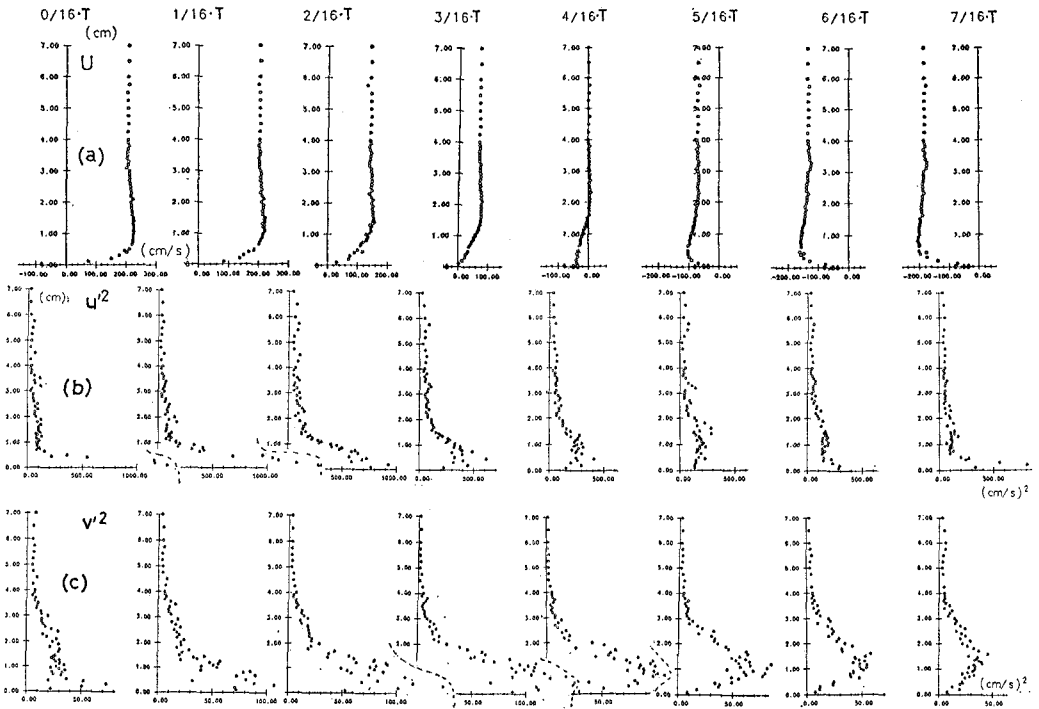


写真 流れの可視化 (case 4, 5)

図—5 流速, 乱れ分布 (case 5) —(a) U , (b) u'^2 , (c) v'^2

らのずれはほとんど認められず, 流速の振幅分布についても層流解とのずれは一部に限られている. 結局この流れは次に述べる完全乱流の流れの特徴はなく, 流れは遷移領域と考えるのが適当である.

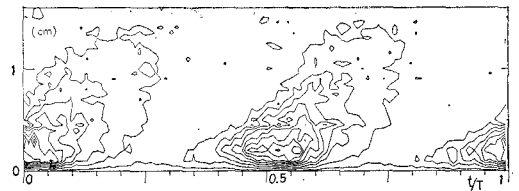
case 5 では流れに重なった強い乱れにより横断方向の運動量交換が生じ, 流速振幅, 位相差ともに層流解とはまったく合わなくなっている. 写真には case 4, 5 の転流直後のスモークワイヤ法による可視化結果を示す. case 4 では底面近くでも煙はわずかに揺動しているだけであるが, case 5 では激しく乱れていることがわかる.

なお, 図示していないが case 6 も完全乱流である. case 5, 6 の完全乱流の流れについては, その流速変動, 乱れ分布など, 次の節で詳述する.

今回は球形粗度を規則正しく並べた場合の実験であり, 粗度としてはやや乱流になりにくい傾向がある. しかし, それを考慮にいれてもなお, case 3 のように層流域から大きくずれても層流解がなりたつこと, case 4 のように流れには明瞭な擾乱が重なっても, それが直ちに流れの不安定に結び付いていないこと, を考えると, Jonsson の領域区分は実際より低めの値を与えているものと思われる.

3.2 流速, 乱れ分布

図—5 に位相平均流速 U , 乱れ強度 u'^2, v'^2 の半周期間 ($t/T=0\sim 1/2$) の分布, 図—6 に $u'^2+v'^2$ の 1 周

図—6 $u'^2+v'^2$ の時空間分布

期間の時空間分布を示す. $t=0$ は最大流速位相である. なお v'^2 の横軸は u'^2 の 10 倍になっている.

最大流速時 ($t/T=0$) に乱れは底面近傍に限られ流速分布も底面近くで太った形となっている. 減速 ($t/T=0\sim 1/4$) が進むに従って乱れは上方へ拡がっていくとともに流速の欠損も上に伸びていく. 流れが反転して加速位相 ($t/T=1/4\sim 1/2$) になると乱れは抑えられる. これらは振動流境界層に特有の現象である (Hino et al., 1983). ただし, 粗面と滑面を比較すると, 粗面の方が上方への拡がり (境界層の発達) が大きい (横森ら, 1985), u'^2 と v'^2 を比較すると後者は前者より 1 オーダ小さい. 分布形は減速位相ではほぼ同じであるが, 加速位相では v'^2 は底面に近づくと急激に減少し, 加速位相と減速位相で乱れの構造が異なっていることを示している. このような乱れの異方性の時間変化は $k-\varepsilon$ モデルのように乱れ特性を乱れエネルギー k のみで代表させるモデルでは表現しきれない.

図—7 は流速の対数分布をチェックしたものであり,

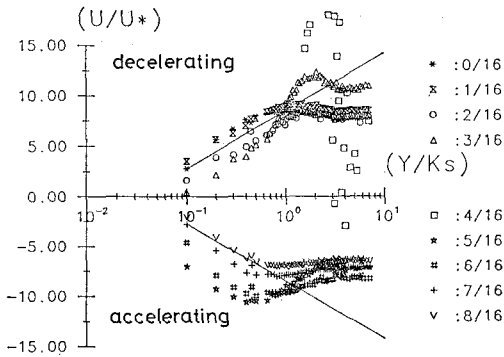


図-7 流速の対数分布 (case 5)

図中の実線は粗面の対数則である。上半分が減速位相、下半分が加速位相である。係数に多少違いがあるものの、最大流速位相、減速位相では明瞭に対数則の成立する領域があることが認められ、この間、通常の壁面乱流の特性を持った流れが実現していることがわかる。一方、加速位相では対数則よりもはるかに太った流速分布となっており、ある程度の乱れは重なっているものの通常の壁面乱流とは大きく異なっている。これらのことは滑面の場合と同じ (Hino et al., 1983) であり、 $k-\epsilon$ モデルでも再現できる (Aydin・Shuto, 1988)。

3.3 レイノルズ応力, 乱れ生成項, 渦動粘性係数

図-8に case 6 のレイノルズ応力の実測結果を示す。図-6 の乱れ分布と同様に減速位相で底面から上方に伝播していく様子がみえる。レイノルズ応力は流れの反転に従って正負に変化するが、そのゼロ値は乱れの構造の変化する位置・位相を表しており重要である。今回の実験ではこのレイノルズ応力のゼロ点は流速勾配のゼロ点とは明瞭にずれている。これは乱れ特性に関する支配方程式と運動方程式とは連立はしているが、局所的瞬間的には定常流と同等の乱れと流れの平衡状態は成り立っていないことを意味している。

図-9 には乱れエネルギーの生成項の分布を示す。レイノルズ応力のゼロ点と流速勾配のゼロ点がずれているため両者の間にエネルギーの負の生成域が存在する。流れの履歴と底面から新たに伝播してきた乱れとがうまく合わないために乱れエネルギーが主流に戻されることになっている。これは、加速位相と減速位相で乱れの消長が顕著であるという振動流の乱流特性の一因となっている。

上記のことを渦動粘性係数でみると極めておかしなことになる。図-10に結果を示す。渦動粘性係数 ν_T は、流速勾配ゼロの点で $\pm\infty$ となり、レイノルズ応力のゼロ点でゼロとなる。このことは、ここで扱っているような流れ場ではレイノルズ応力を流速勾配で表現しようという考え方自体に限界があることを意味している。

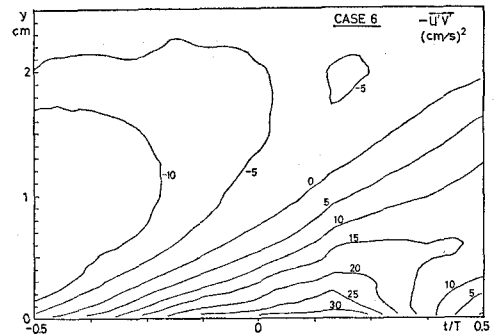


図-8 レイノルズ応力の時空間分布

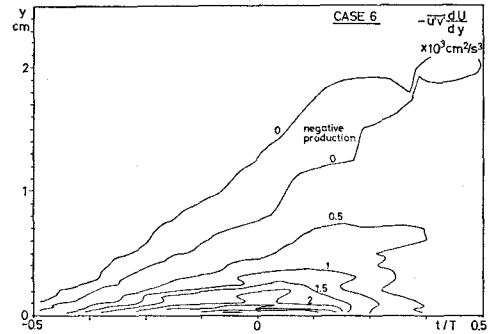


図-9 乱れ生成項の時空間分布

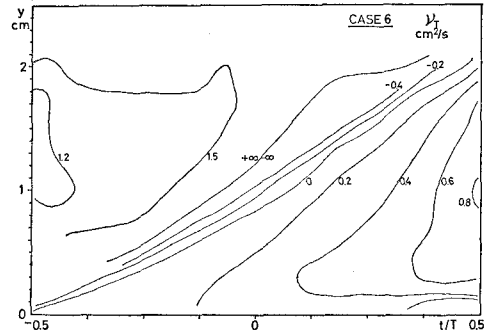


図-10 渦動粘性係数時空間分布

$k-\epsilon$ モデルでもレイノルズ応力は計算されるが、基本的に流速勾配依存型の応力であり、また渦動粘性係数を k と ϵ に直接的に関連づけているため、レイノルズ応力のゼロ点と流速勾配のゼロ点のずれは表現されず、また渦動粘性係数係数の分布形状は実験値とは大きく異なっている (Aydin・Shuto, 1988)。

3.4 壁面摩擦抵抗

壁面摩擦抵抗について滑面を含めて検討する。図-11, 12に Aydin・Shuto (1988) の図に実験値を重ねたものを示す。図-11 が滑面, 12 が粗面である。図中のデータ脇の文字 S, R はそれぞれ滑面と粗面の実験を表す。

流速測定から壁面摩擦を評価するには、断面流速の積分値の時間変化から求める方法、壁面近くの流速分布か

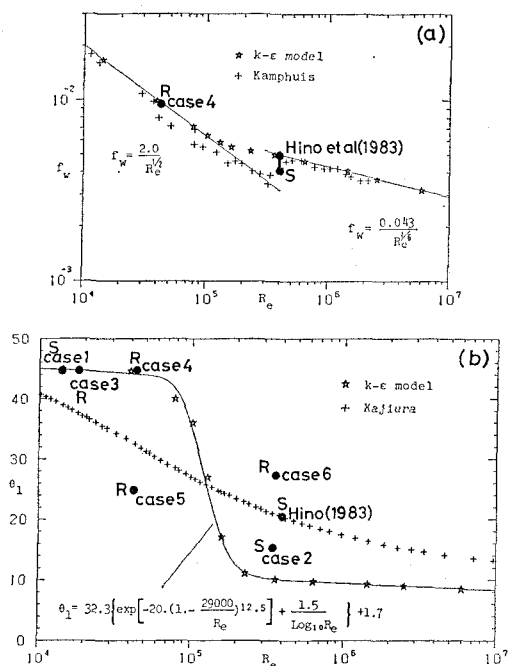


図-11 (a) 滑面底面摩擦, (b) 位相差

ら求める方法, レイノルズ応力を外挿して求める方法などがあるが, 実際には採用する方法によって数 10% のばらつきがある。ここではそのことを認めた上で議論せざるをえない。

壁面摩擦抵抗係数 f_w は図-11 (a) に示すように滑面乱流では Kamphuis (1975) の実験, Hino et al. (1983) の実験, $k-\epsilon$ モデルの結果, いずれもがよい一致を示している。図には示さなかったが Kajiura のモデルもほぼ同じ結果を与える。遷移領域と判定した case 4 は壁面近傍では層流解と一致するので抵抗則も層流解で表現される。

位相差 (図-11 (b)) については, 完全乱流域では Hino et al. (1983) の結果は Kajiura との一致がよく, $k-\epsilon$ モデルとはずれている。case 2 は流速の位相差分布から評価したものであるが, レイノルズ応力の分布より評価するともう少し大きめの値となり, Kajiura のモデル

との一致がよくなる。一方, レイノルズ数が小さい領域では Kajiura モデルより $k-\epsilon$ モデルのほうがよくあっている。この領域は層流域であるので, これらのことはモデルの優劣を反映したものではなくモデルの適用範囲の適不適が表わされたものであろう。

粗面 (図-12) の場合, f_w はやや小さい目ではあるが一応 Kajiura モデル, $k-\epsilon$ モデルの近くにプロットされる。位相差については Kajiura モデルとの一致はよくなかった。

4. おわりに

本研究は, 粗面振動乱流の基本的データを得ることと, それへの乱流モデル (ここでは $k-\epsilon$ モデル) の適用について考察することを目的として行なったものである。

どのような乱流モデルも基本的にはいわゆる closure problem であるので, closure の段階にまで立ち入るとおかしな点がでてくるのは当然である。このことをもってモデルの欠陥とすることはあたらない。すなわち, 流速分布と壁面抵抗を計算するには渦動粘性係数モデルでも大略満足しうる結果を得ることができる。乱れ分布まで再現するには $k-\epsilon$ モデルが有効である。さらに, レイノルズ応力の詳細な挙動を見るには他のモデルを探せばよい。応力モデルなどがそれに相当するが, 今回対象としたように流れが反転してレイノルズ応力の正負をもたらすような乱れが共存する流れでは, 渦素子法のように渦の回転方向で乱れ効果の正負を表現しうるようなモデルも有効であると思われる。

本研究の内, 水を用いた実験は山下俊彦氏 (北海道大学), 横森源治氏 (北海道開発局), 武田秀幸氏 (鹿島建設) との共同研究として東京工業大学で行なったものである。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 沢本正樹・日野幹雄 (1977): 円管内振動流の滑面摩擦抵抗則, 土木学会論文報告集, 第 258 号, pp. 45~53.
- 横森源治・沢本正樹・山下俊彦・武田秀幸 (1985): 粗面平板上の振動流境界層の研究, 40 回土木学会年講, II pp. 383~384.
- Aydin, I. and N. Shuto (1988): An application of the $k-\epsilon$ model to oscillatory boundary layers, Coastal Eng. Japan, Vol. 30, No. 2, pp. 11~24.
- Hino, M., M. Kashiwayanagi, A. Nakayama and T. Hara (1983): Experiments on the turbulent statics and the structure of a reciprocating oscillatory flow, J. Fluid Mech., Vol. 131, pp. 363~400.
- Jonsson, I. G. (1963): Measurements in the turbulent wave boundary layer, Proc. of 10th IAHR, pp. 85~92.
- Kajiura, K. (1968): A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthq. Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol. 46, pp. 75~123.
- Kamphuis, J. W. (1975): Friction factors under oscillatory waves, Proc. of ASCE, Vol. 101, WW2, pp. 135~144.

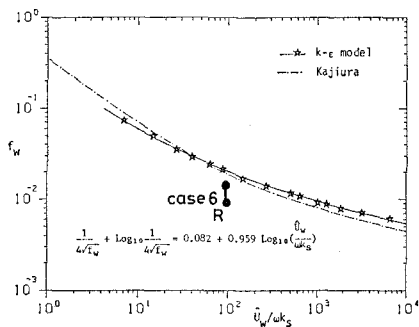


図-12 粗面底面摩擦