

開水路粗度急変部における乱れ特性と浮遊砂濃度の遷移過程

神田 佳一・村本 嘉雄・藤田裕一郎・矢田 哲朗

TRANSITION PROCESS OF TURBULENT STRUCTURE AND SUSPENDED SEDIMENT CONCENTRATION IN OPEN CHANNEL WITH SUDDEN BOTTOM ROUGHNESS CHANGE

By Keiichi KANNDA, Yoshio MURAMOTO, Yuichiro FUJITA
and Tetsuro YADA

Synopsis

Before and behind bed protection works in natural rivers, bed roughness abruptly changes from smooth to rough and/or rough to smooth. This paper deals with water surface profiles and turbulent structures of open channel flows produced by sudden changes in bottom roughness experimentally and theoretically.

Changes in vertical distribution of sediment concentration under the fully suspended condition are also discussed. The transition of flow depth was found to be mainly depend on the bed slope and classified into three types of flow patterns. In the downstream reach after roughness change, distributions of the velocity and turbulence property vary with development of the internal boundary layer, in which the transfer of turbulence energy by convection and vertical diffusion play dominant role in the turbulence energy budget. The calculated results of the $k-\epsilon$ and sediment transport models agree well with the experimental ones.

1. 緒 言

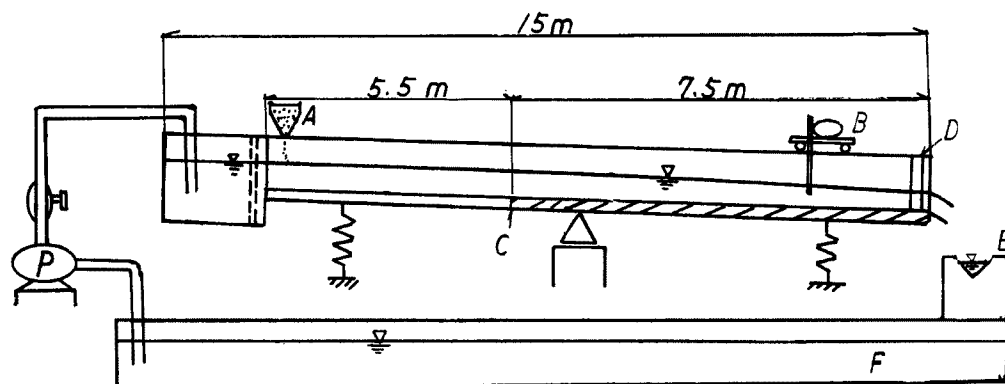
一般に、河川にはダム、堰、床固め等の治水、利水を目的とした多くの河川構造物が設置されており、それらの周辺には、急激な流れの変化による局所洗掘を防止するために護床工が設けられる。しかしながら、護床工の近傍では河床粗度が急変し、それに伴って流れ特性が複雑に変化するために、下流端近傍の洗掘や間隙からの砂の吸い出しによって空洞化が生じ、それが原因となって護床工が破壊されるなど多くの問題が現れる。こうした護床工周辺の流れは、水理学的には開水路底面粗度急変流として定義され、これまで、村重ら¹⁾によって内部境界層の概念から流速分布および抵抗特性の遷移が論じられているが、乱れ機構や流砂機構についてはほとんど議論されていない。

本研究では、底面粗度急変部における水面形の遷移について検討・分類した系統的な基礎実験から、平均流速および乱れの遷移特性とエネルギー収支に注目して考察する。また、粗度急変部における浮遊砂の流送機構に関して、完全浮遊状態での濃度分布の変化過程および渦動拡散係数について検討する。最後に、 $k-\epsilon$ 乱流モデルおよび拡散方程式を用いて数値計算を行い、流速分布および乱れの遷移過程と一様領域への遷移長、さらに浮遊砂濃度分布の変化過程について実験結果との比較からその適合性を検討する。

2. 開水路底面粗度急変部の乱れおよび流砂機構に関する実験

2.1 実験装置

実験は、宇治川水理実験所本館1階に設置された粗度急変流実験装置によって行われた。実験水路は、内幅40 cm、長さ15 mの木製長方形断面水路であり、Fig. 1に示すように給水を一旦貯留し、整流を行うための貯留部と人工粗度を敷設した水路部からなり、鋼製の電動可変勾配ビームに上載されている。実験の給水系は循環式であり、水路直下の帰還水路兼低水槽から揚水ポンプにより直接水路貯留部に給水された用水は、整流板を通して整流された後、人工粗度上を流下し水路下流端下部の直角三角堰で流量検定され、再び低水槽へ帰還する。また、水路部上流端にはホッパーの下部にモーター内蔵の円筒ドラムを取り付けた給砂装置を設置し、ドラムの回転速度をインバータで制御して横断方向に一樣に所定量の給砂が行えるようにした。また、水路上を水路上流端のパルスモーターでプーリー駆動される台車には、パルスモーターによって上下・左右の2方向に可動の測定台を設置した。これらのパルスモーターは、いずれも計測制御用に設置したパーソナルコンピュータ（NEC製、PC-9801m）の所定のプログラムによって制御される。



A : sand feeder, B : carriage for mesurement, C : changing point in surface roughness
D : weir for water surface control, E : triangular weir, F : returning flume

Fig. 1. Experimental channel and equipments.

2.2 実験方法と実験条件

本研究では、上述の護床工区間のモデルとして滑面と半球粗度の組合せを用い、底面粗度急変部の流れ特性、乱流構造および浮遊砂濃度の遷移過程を検討した。半球粗度は、Fig. 2に示すように、平均直径 $D = 2.45$ cmのガラス球を水路床に最密に敷並べ、浸透を防ぐためにその下半分を石膏で充填したものであって、粗度基面は等流状態での流速分布の測定結果から半球の頂点と判断した。滑面路床は、厚さ2.4 cmの合板の表面をペイント塗装したものを、表面の高さを半球粗度の基面と一致させた。これらの滑面および粗面における Manning の粗度係数の値は、それぞれ0.01および0.02で、粗面の相当粗度高は1.1 cmである。

水路床の粗度状態は、水路始点から約5.4 mの粗度変化点までの上流区間とそれから下流約8 mまでの下流区間に

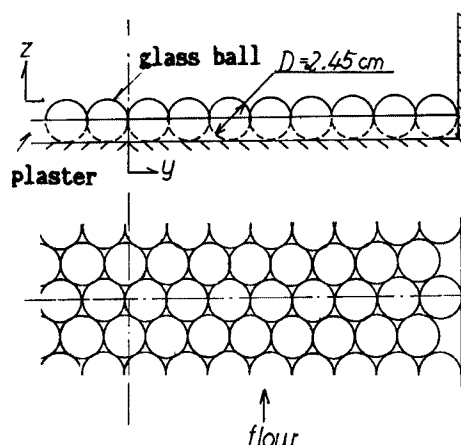


Fig. 2. Bottom roughness of glass balls.

ついて、滑面から粗面、粗面から滑面の二つの場合を対象とした。水路での座標系は粗度変化点より流下方向に x 座標、水路中心線より右岸方向に y 座標、および基面より鉛直上方に z 座標をとった。

実験条件は、下流粗度区間が常流および射流の場合を設定したが、前者では下流端の水位調節堰を用いて下流粗度区間がほぼ等流状態となるようにした。水位および河床位の測定には、0.1 mm 読みのポイントゲージを用い、測定間隔は粗度変化点周辺の水面変動が大きな区間 ($x = 50 \text{ cm} \sim 1 \text{ m}$) では $2 \sim 10 \text{ cm}$ とし、その他の区間は 50 cm とした。

浮遊砂の流送実験では、底面上に河床波が形成されず、ほぼ完全浮遊状態となるように留意して給砂量を設定し、濃度分布が定常状態になるのを待って水面形を測定した。実験に用いた砂は、粒径 $d = 74 \sim 105 \mu\text{m}$ の珪砂（比重

2.74）で、Fig. 3 に示す沈降分析の結果から平均沈降速度 w_s は $w_s = 0.7 \text{ cm/sec}$ と判断した。

流速および浮遊砂濃度は、そのセンサー部を測定台に取り付けた 2 方向熱膜流速計（KANOMAX 製、MODEL 1246-60 W）および光学濃度計（東京計測製、MODEL PC-106）によって水路断面内の各測点において同時計測した。流速計および濃度計からの出力電圧（V）は、それぞれ AD 変換ボードを介して周波数 $f = 108 \text{ Hz}$ 、データ数 $N = 4096$ 個でサンプリングし、各実験ケースごとに求めた検定曲線により流速（cm/s）および濃度（ppm）に変換した後、統計処理された。

実験条件は Table. 1 に示したとおりであって、粗面から滑面（RS）および滑面から粗面（SR）の流れにおいて、種々の遷移水面形が得られるようにそれぞれ 3 通りの河床勾配に対し、流量 Q を $3.75 \sim 6.21 \text{ (l/s)}$ の範囲で設定して計 6 ケース行った。但し、Run RS-3 については水面形のみを計測している。

また、浮遊砂の平均濃度 c_m は $340 \sim 1040 \text{ (ppm)}$ の範囲であって、浮遊砂の存在による流れの乱れ構造への影響および浮遊粒子間の相互作用は無視できるものと考えられる。等流水深 h_{02} は、下流部の等流状態と思われる区間のものである。下流等流部の摩擦速度 U_{*2} は、河床勾配 i を用いて次式から算出した。

$$U_{*2} = \sqrt{g \cdot R_2 \cdot i} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 R_2 は下流部等流区間における径深、 g は重力加速度である。

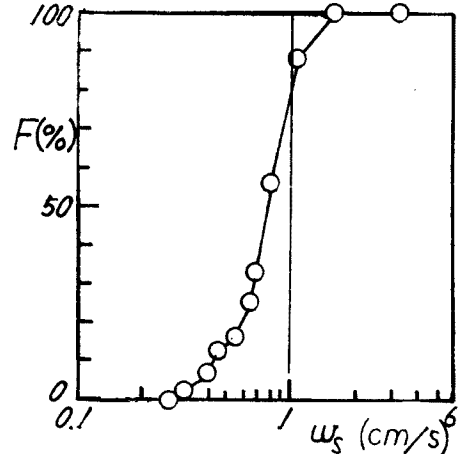


Fig. 3. Settling velocity distribution curve of the sand used.

Table 1. Experimental conditions

Run No.	(1)	i	$Q \text{ (l/s)}$	$h_{02} \text{ (cm)}$	$U_{*2} \text{ (cm/s)}$	$c_m \text{ (ppm)}$	(2)
SR-1	smooth→rough	1/500	4.00	3.98	2.55	340	sub → sub
SR-2	"	1/100	4.26	2.52	4.95	680	super → sub
SR-3	"	1/50	5.44	2.34	6.41	1020	super → super
RS-1	rough→smooth	1/500	3.75	2.54	2.08	380	sub → sub
RS-2	"	1/100	5.07	1.93	4.15	580	sub → super
RS-3	"	1/50	6.21	1.85	4.22	—	super → super

(1): channel bed roughness (upstream → downstream), i : channel bed slope, Q : discharge
 h_{02} : uniform depth for downstream surface, U_{*2} : friction velocity for downstream surface
 c_m : mean sediment concentration

2.3 粗度急変流の遷移形態と水面形

Fig. 4 は、粗度急変に伴う流れの遷移を Q - i 平面上で示したもので、滑面および粗面路床の限界勾配、それぞれ i_s (破線) および i_R (一点鎖線) によって領域 I (粗面、滑面とも常流)、II (粗面は常流、滑面は射流) および III (ともに射流) に分類される。各実験の遷移水面形状は Fig. 5 のようであって、図中の実線は限界水深、一点鎖線および破線はそれぞれ上流部および下流部の等流水深である。各実験の流れの遷移の特徴は次のようである。

① 遷移形態 I ($i < i_s$)；底面粗度が粗面から滑面に変化する場合 (Run RS-1) において、既報²⁾で筆者らが示した粗度変化点下流の水面の波打ち (●印の水面形) は、粗度変化点での滑面路床の隅角部による局所的な段上がり効果によるものと思われる。今回の実験では隅角部を円形にカットしたため波打ちは見られず、滑面から粗面の場合 (Run SR-1) と同様に水面は滑らかに遷移している。

② 遷移形態 II ($i_s < i < i_R$)；滑から粗の場合 (Run SR-2) は、射流から常流へと遷移し跳수가起こ

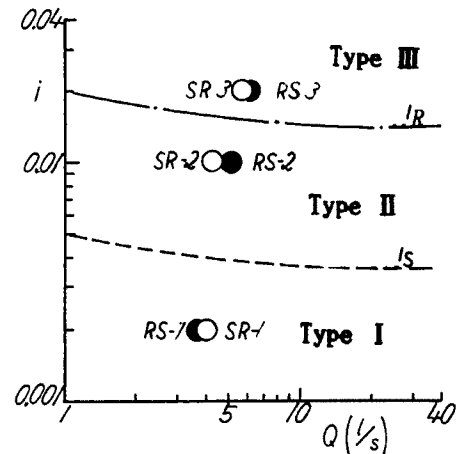


Fig. 4. Classification of transition types for water surface profile.

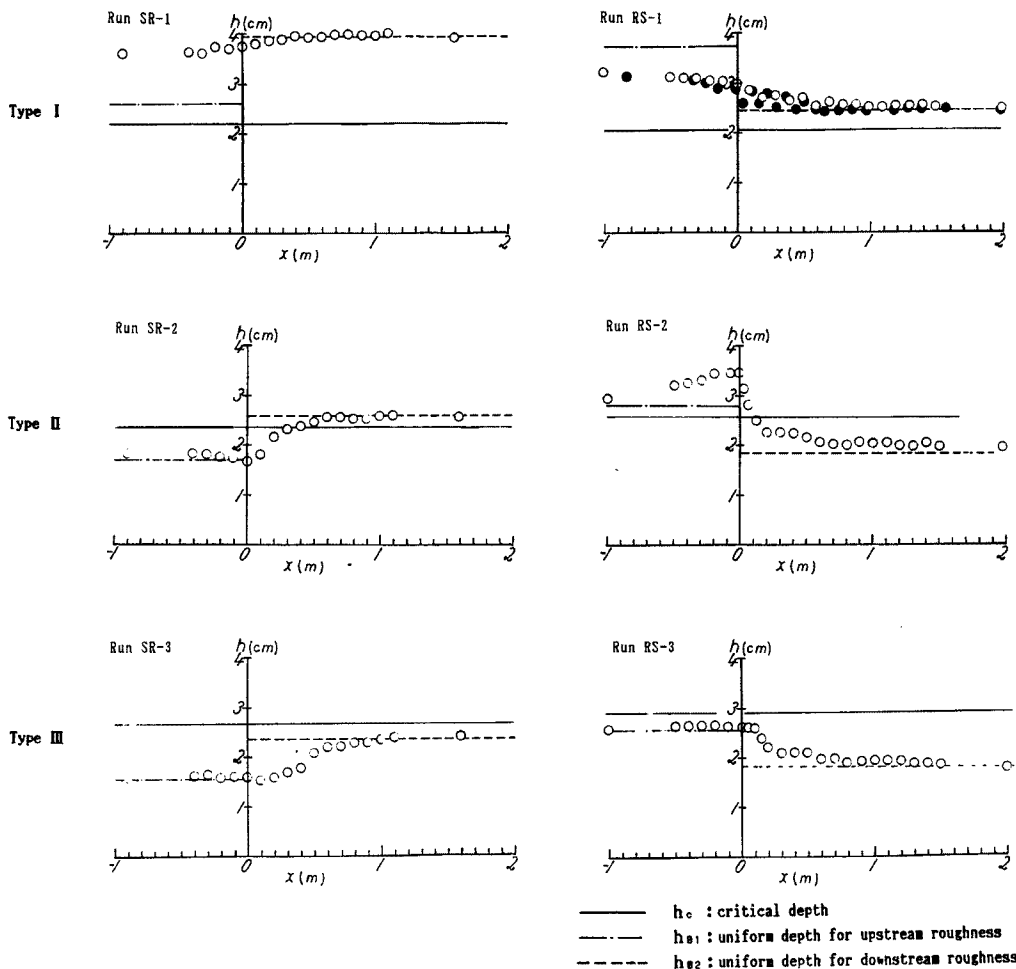


Fig. 5. Transition types for water surface profile.

る。粗から滑へと変化する場合 (Run RS-2) には、常流から射流へと遷移するが水深は粗度変化点近傍の上流側で一旦増加し、その下流では急激に減少している。このとき、支配断面の位置は粗度変化点よりも下流にシフトしている。

③ 遷移形態Ⅲ ($i_R < i$)：流れは射流から射流へ遷移する。遷移形態Ⅱの場合と同様に、水面形は粗度変化直後に上流部の等流状態から下流部の等流状態へと遷移し、水面勾配は大きい。

2.4 平均流速分布と内部境界層

Fig. 6 は平均流速 u の鉛直分布の流下方向への変化を示したものであり、下流部の摩擦速度 U_{*2} および粗度長 $K(=D/2)$ でそれぞれ無次元表示している。滑面から粗面への流れでは、滑面上での特性を持った流れが粗度変化点をへて粗面を流下するに従い、底面より粗面对数則に従う新たな内部境界層の発達が見られ、遷移区間の流速分布は上に凸の折れ線で表される。Run SR-2 および SR-3 では、 $x = 20 \text{ cm} \sim 40 \text{ cm}$ で水面が急激に上昇し、それにともなって断面平均流速は大きく減少している。

粗面から滑面の流れでは、Run RS-1, RS-2 とともに滑面から粗面の場合とは逆に、粗面对数則から滑面对数則へと底面からしだいに遷移し、遷移区間での流速分布は下に凸の折れ線となる。Run RS-2 では、粗度変化直下流での水深の急激な減少にともなって断面平均流速は増加する。

2.5 乱れ特性

(1) 乱れ強度

Fig. 7 および Fig. 8 は、それぞれ流れ方向の乱れ強度 u' 、鉛直方向の乱れ強度 w' の鉛直分布の粗度変化点からの流下方向変化で、乱れ強度はそれぞれ下流部の摩擦速度 U_{*2} で無次元化している。図中の破線は下記の祢津³⁾の普遍関数式である。

$$\frac{u'}{U_*} = 2.30 \exp\left(-\frac{z}{h}\right) \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{w'}{U_*} = 1.27 \exp\left(-\frac{z}{h}\right) \dots\dots\dots (3)$$

滑面から粗面への流れについては以下のことがいえる。

Run SR-1 では u' 、 w' とともに底面近くからしだいに粗面での乱れ強度分布に近づきながら、全体としては乱れ強度は増加している。Run SR-2 では SR-1 と同様に底面付近からしだいに粗面での分布に近づいているが、 u' 、 w' とともに $x = 20 \text{ cm}$ で水面付近の乱れ強度が急激に増加している。これは、跳水による水面変動の影響であると考えられる。Run SR-3 は SR-1 とよく似た傾向を示している。

一方、粗面から滑面への流れについては、Run RS-1 では u' 、 w' とともに底面付近からしだいに滑面での乱れ強度分布に近づき、全体としては乱れ強度はやや減少している。また、Run RS-2 は、RS-1 と大体同様の傾向を示しているが、水面付近での乱れ強度の減少幅は RS-1 よりわずかに大きい。

(2) レイノルズ応力

Fig. 9 は、レイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の鉛直分布の流下方向変化である。レイノルズ応力は滑面および粗面でそれぞれ直線分布をなしている。粗度急変部から流下するにしたがって、流速や乱れ強度と同様にレイノルズ応力も底面からしだいに下流部の粗度に対応した分布に近づいている。

Run SR-1 では、 $x = 20 \text{ cm}$ 付近まではレイノルズ応力分布は折れ線であり、その下部領域は、前述の内部境界層に対応している。Run SR-2 は、底面近傍では $x = 10 \text{ cm}$ までに急激に粗面の分布に遷移している。Run SR-3 の遷移の様子はやや不規則である。

Run RS-1 では粗面での分布から滑面への分布へと全体的に減少しているが、 $x = 5 \text{ cm}$ では底面近傍から $z/h = 0.3$ 付近までいったん増加した後、減少している。これは、この増加区間で粗面から滑面へ変化

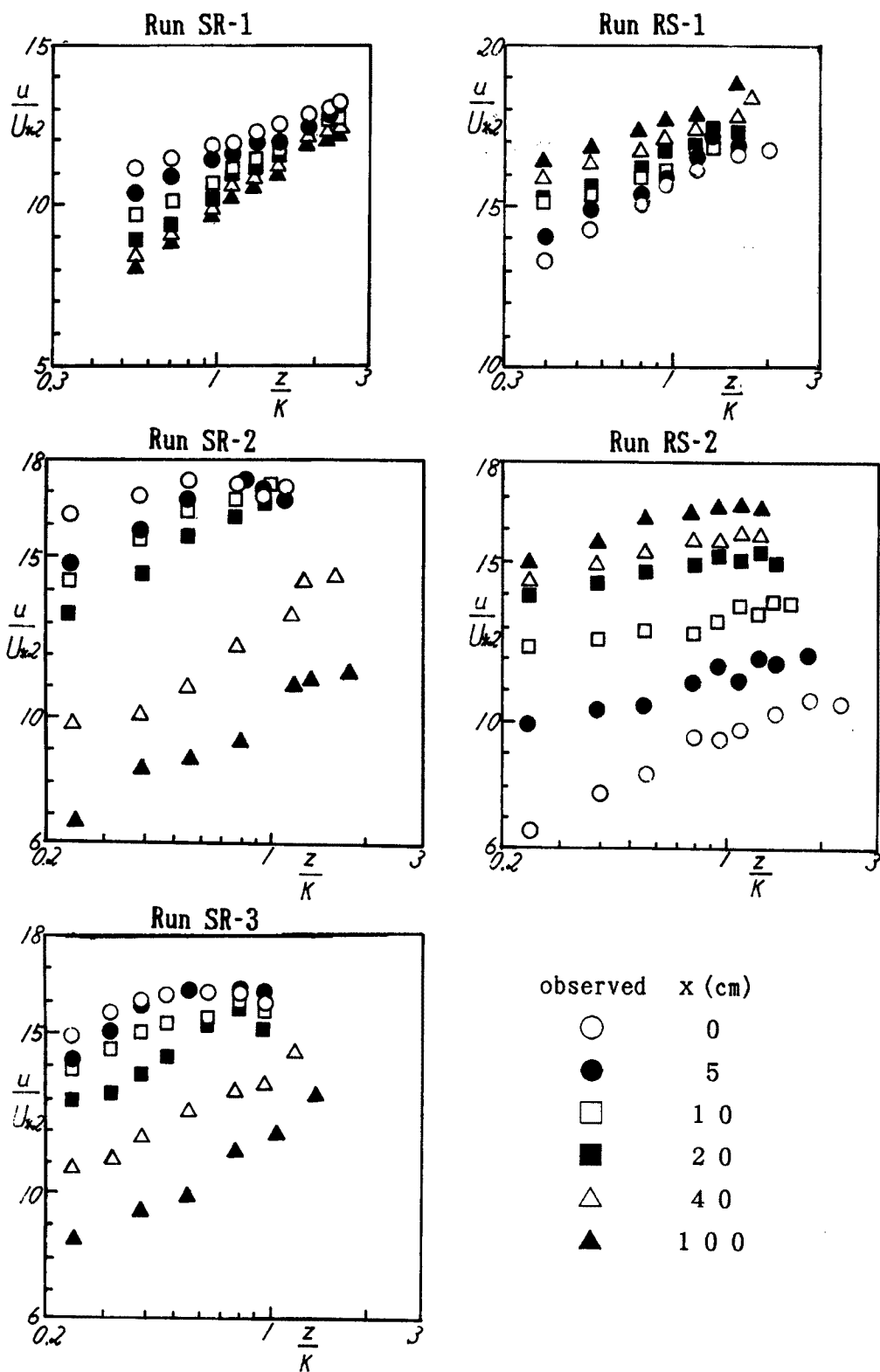


Fig. 6. Changes in velocity distribution at the downstream reach.

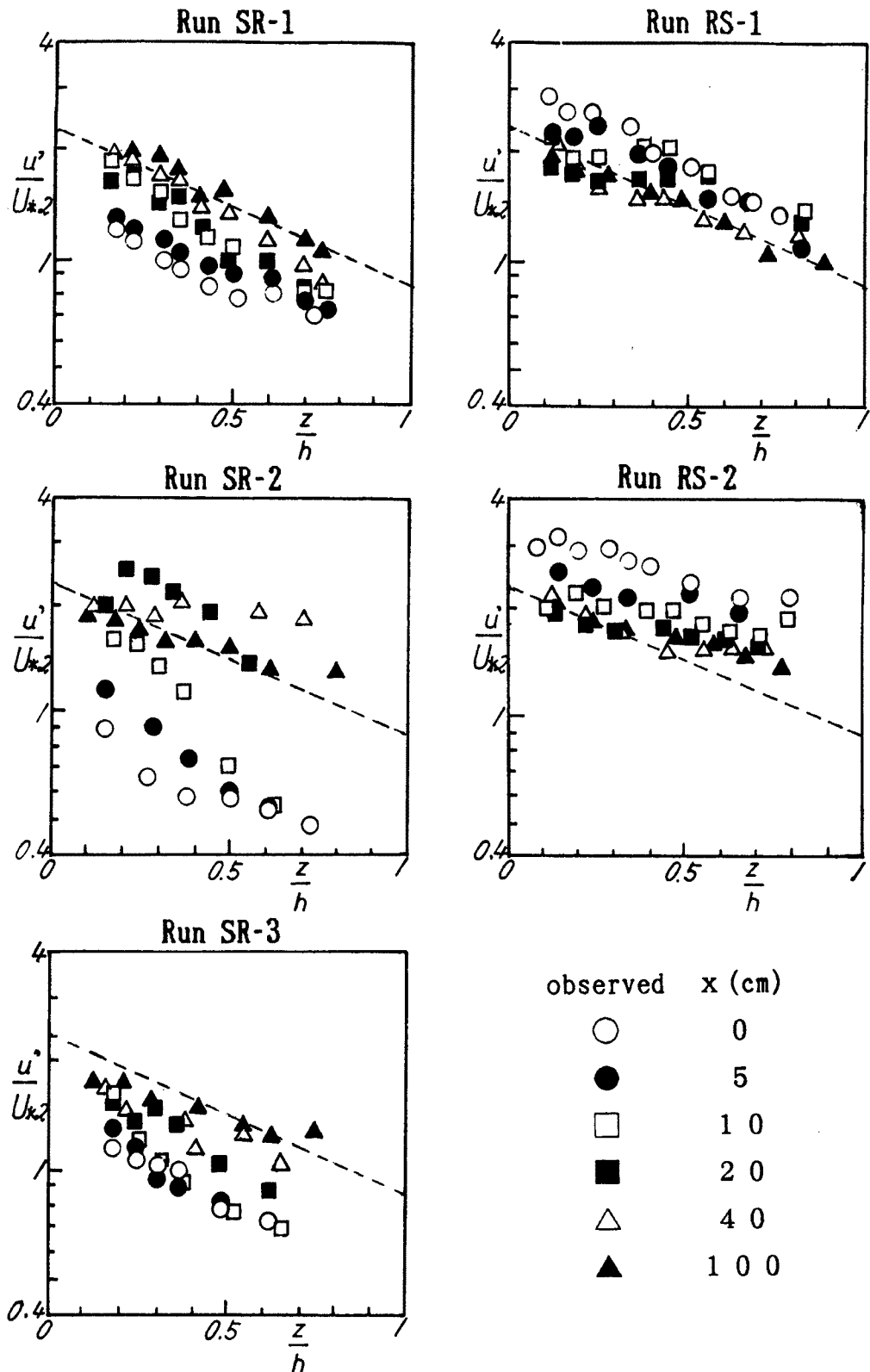


Fig. 7. Changes in distribution of turbulence intensity of longitudinal velocity at the downstream reach.

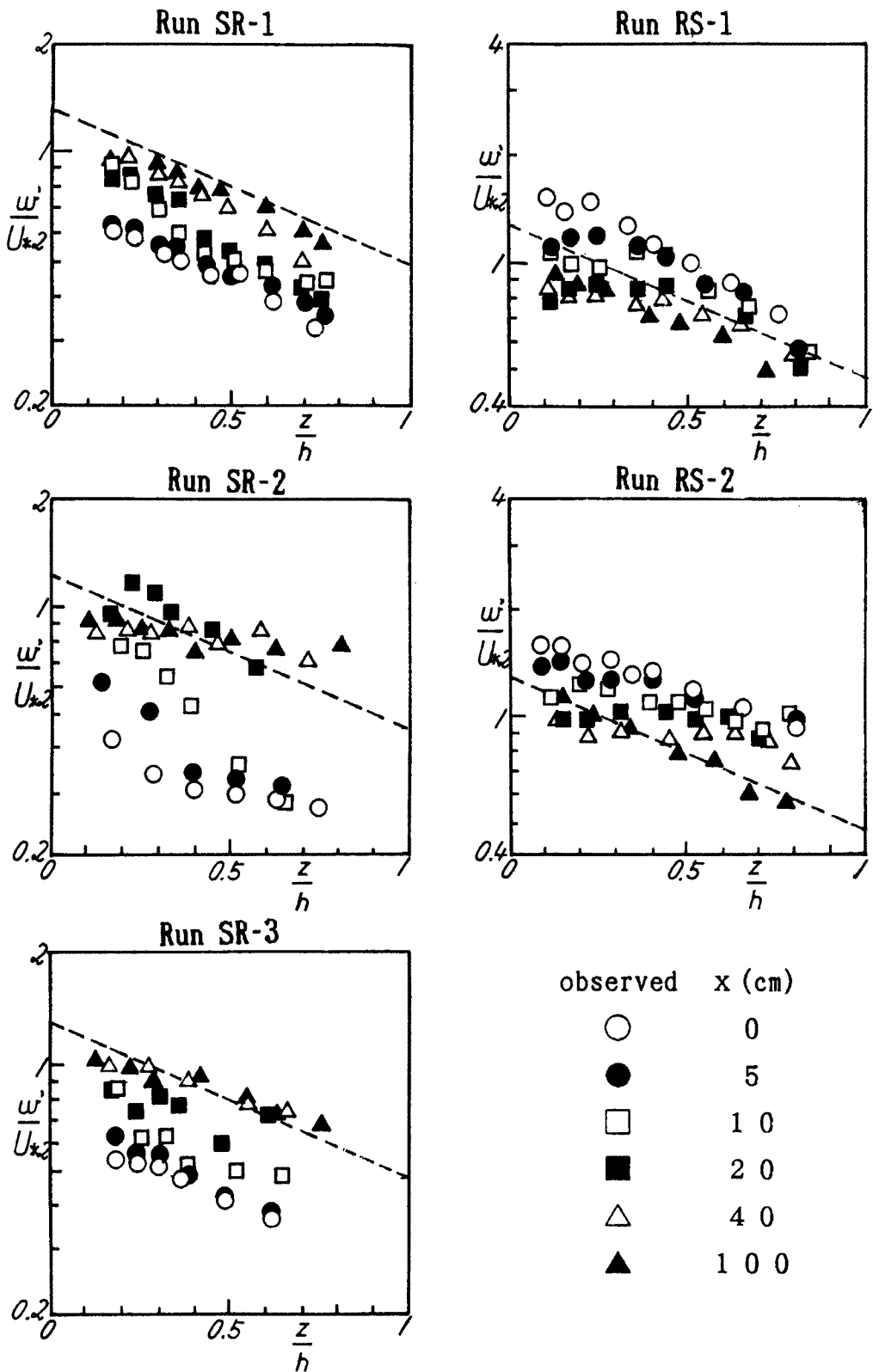


Fig. 8. Changes in distribution of turbulence intensity of vertical velocity at the downstream reach.

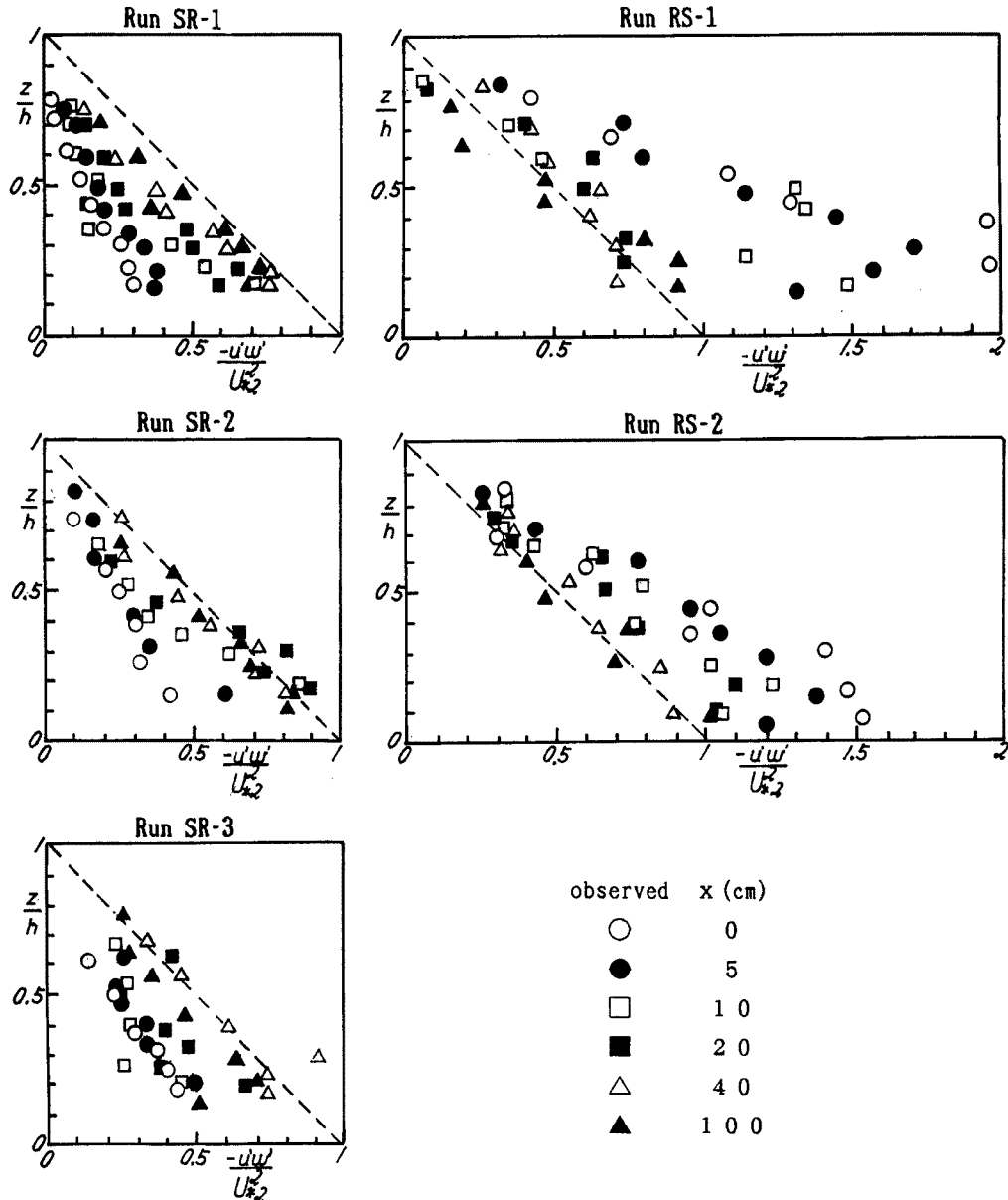


Fig. 9. Changes in Reynolds stress distribution at the downstream reach.

した際に底面近傍の応力が急激に減少したためであると考えられる。Run RS-2 でも、RS-1 と同様な遷移特性を示している。

(3) 渦動粘性係数

Fig. 10 は、渦動粘性係数 ν_t を下流部の等流水深と摩擦速度を用いて無次元表示したものである。滑から粗の流れでは、粗度変化点の底面付近で放物線分布からのずれが大きくなっているが、全体としてはしだいに粗面上の分布に近づき、 $x = 100$ cm ではほぼ放物分布に従っている。粗から滑の場合では、逆に粗面上の分布から一様に滑面上の放物線分布に減少している。

(4) 乱れのエネルギー収支

Fig. 11 (a), (b) は Run SR-1 および RS-1 について、 $x = 4$ cm, 10 cm および 70 cm の各断面における乱れエネルギーの収支式（次章（8）式）の非定常項を除く各項を比較したものである。ただし、逸散率 ε は

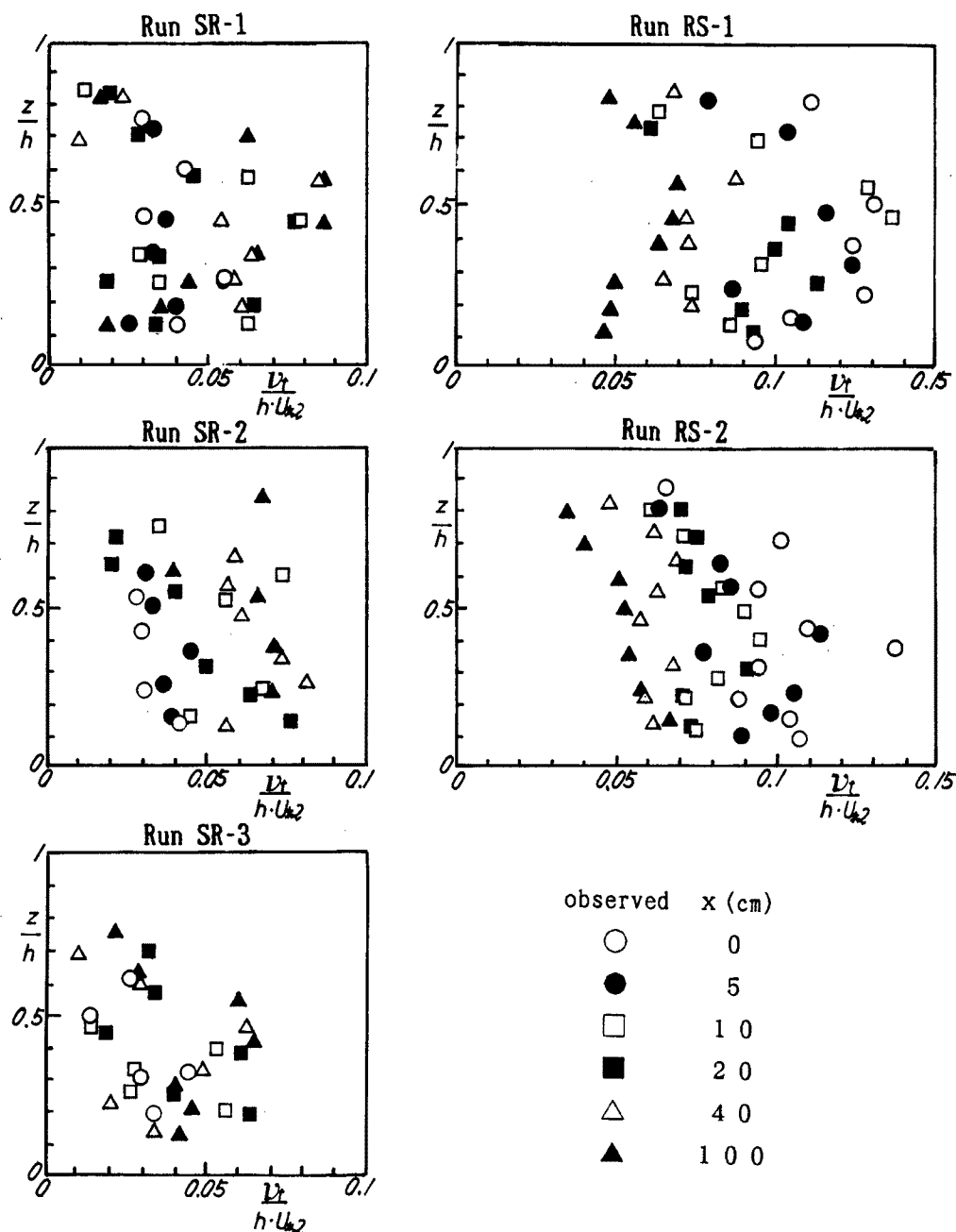


Fig. 10. Changes in eddy viscosity distribution at the downstream reach.

他項の総和より求めた。各成分は U_{*2}/h で正規化され、負符号はエネルギーの生成を示す。

Run SR-1, RS-1 とともに粗度変化点直下部において ($x=4$ cm), 移流項がエネルギー収支の最も大きな割合を占めている。これは Fig. 7 および Fig. 8 から明らかなように、乱れエネルギーの変化の大部分が粗度変化点近傍で生じているためであり、この移流によるエネルギーの移動が主として粗度急変流の内部機構を特徴づける要因となっていると考えられる。Run SR-1 では、特に $x=4$ cm の底面近傍でエネルギー損失、流心部でエネルギー生成の大きな部分を拡散項が占めており、鉛直方向に強い混合が生じていることがわかる。

Run RS-1 では、 $x=10$ cm で拡散項が卓越しており、平均流によるエネルギーの生成量を上回っている。

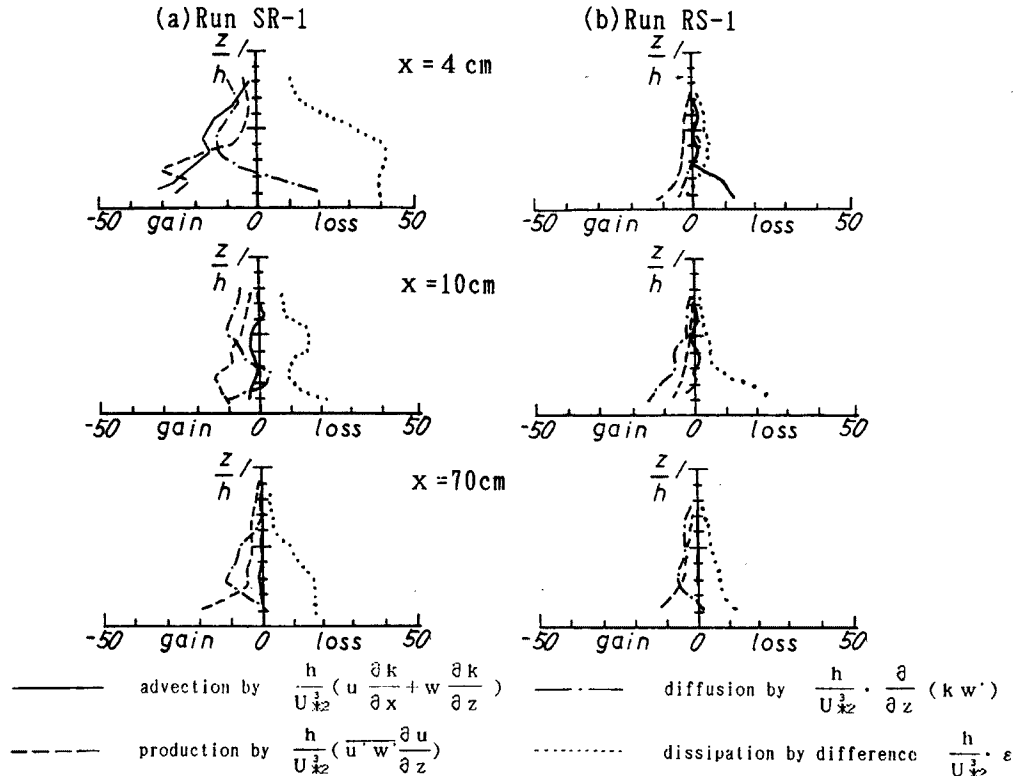


Fig. 11. Comparisons of turbulence energy budgets.

る。また、流下するに従い移流項が急激に減少するのに対して、拡散項は底面近くで減少しているものの流心部ではむしろ増加傾向にあり、この拡散による鉛直方向への乱れの伝播により内部境界層が形成されることを示している。

2.6 浮遊砂の流送機構

(1) 浮遊砂濃度の遷移特性

Fig. 12(a)~(e)は、浮遊砂濃度 c の鉛直分布の流下方向変化を両対数紙上にプロットしたものである。ここで、 c_a は $z=a$ ($=3 \text{ mm}$) における基準濃度である。底面粗度が滑面から粗面へ変化する(a)~(c)では、浮遊粒子（沈降速度 $w_s = 7 \text{ mm/s}$ ）が粗面上の強い乱れによって上方に拡散されるので、粗度変化点より流下するに従って濃度分布は一様分布に近づく。一方、粗面から滑面の場合 ((d)および(e)) には、乱れ強度の減衰に伴って粒子は下方へ移動し、濃度勾配が大きくなる。濃度分布がほぼ平衡状態に達する $x = 100 \text{ cm}$ の断面では、いずれのケースもカルマン定数 $\kappa = 0.4$ 、渦動拡散係数と渦動粘性係数の比 $\beta = 2$ としたときのラウス式 ((4) 式、図中の破線) とほぼ一致している。

$$\frac{c}{c_a} = \left(\frac{a}{z} \cdot \frac{h-z}{h-a} \right)^{w_s / \beta U_* \kappa} \dots\dots\dots (4)$$

(2) 濃度変動と拡散係数

Fig. 13 は、浮遊砂濃度 c および鉛直方向流速 w の変動成分の相関量の平均値 $\overline{c'w'}$ の流下方向変化を示したものである。 $\overline{c'w'}$ は、上で述べた鉛直方向の乱れ強度の分布とほぼ同じ特性を示している。すなわち、 $\overline{c'w'}$ の値は、粗度変化点直後に底面近傍で急増（滑→粗）、または急減（粗→滑）し、流下するに従ってそれが上方へ伝播している。この底面から発達する遷移領域は、粗度変化後の内部境界層の発達とほぼ対

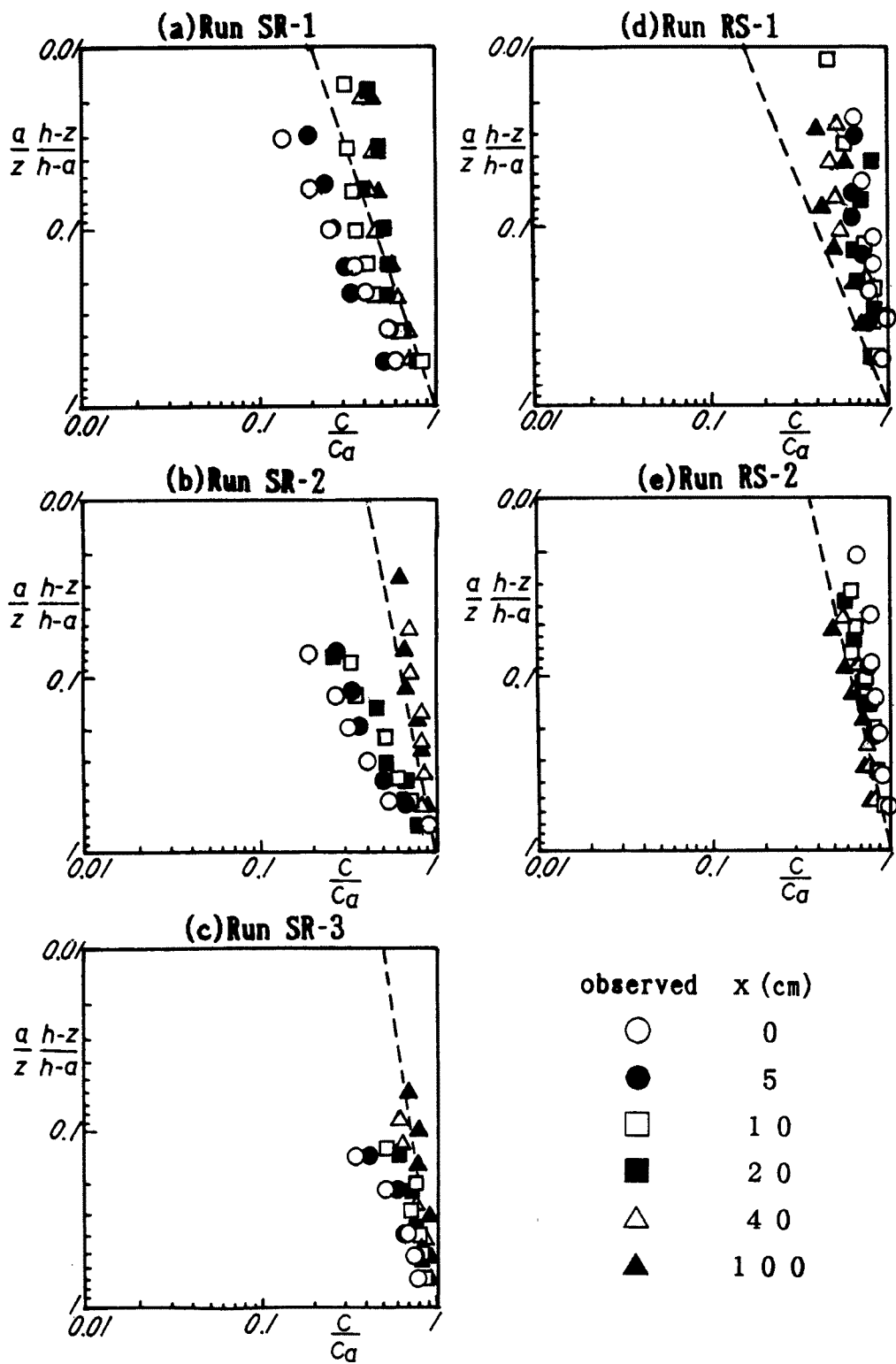


Fig. 12. Changes in vertical profiles of suspended sediment concentration.

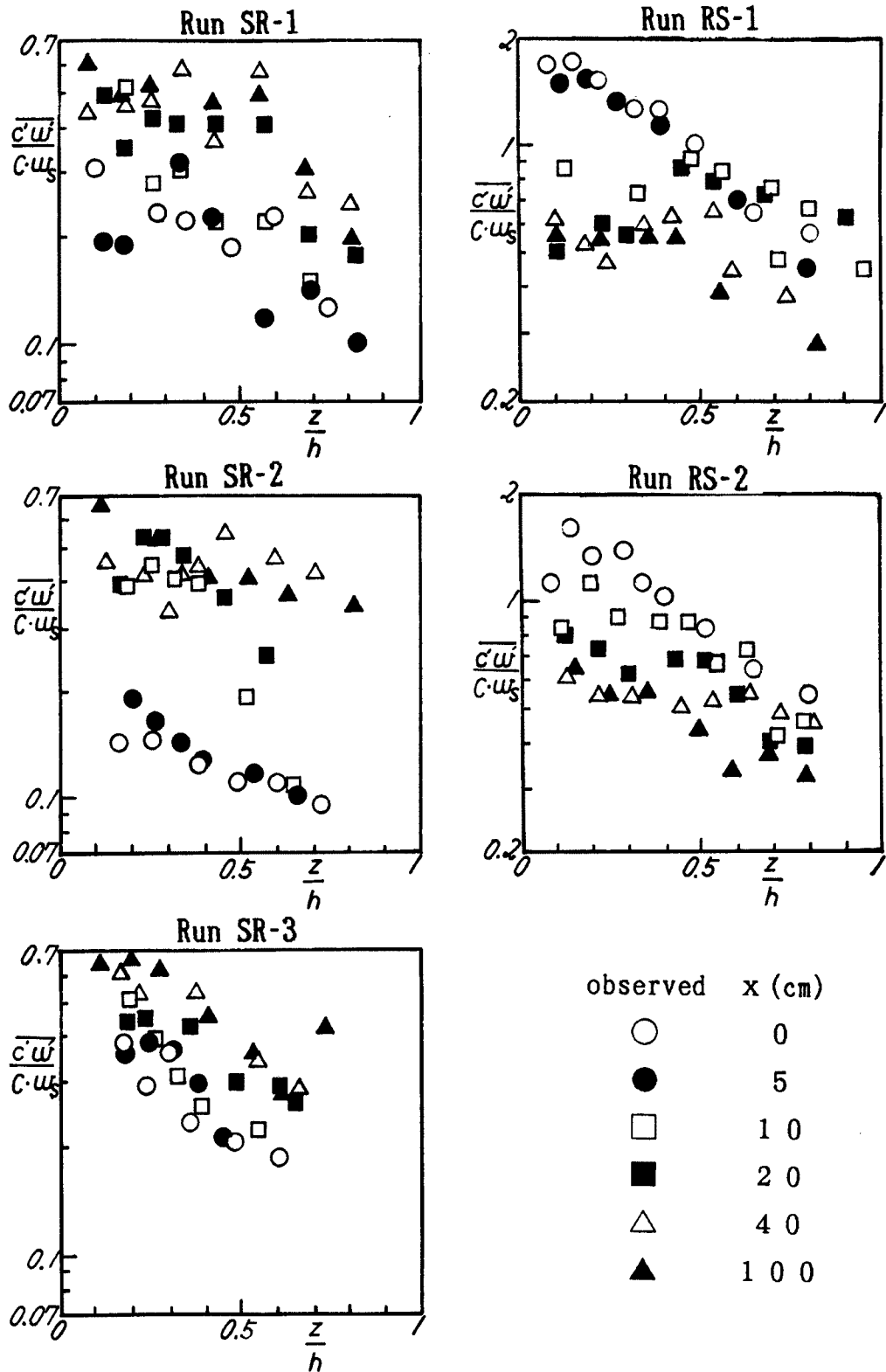


Fig. 13. Distribution of $\overline{c'w'}$.

応しており、浮遊粒子の挙動が流れの乱れ構造と密度に関係していることが明らかである。

Fig. 14 に濃度分布より算定した渦動拡散係数 ν_d の鉛直分布の変化を示す。また、 ν_d と流速分布の実験値より求めた渦動拡散係数 ν_t との比 β の分布を示せば Fig. 15 (a), (b) のようである。両図より、以下のことがうかがえる。① 各実験ケースとも粗度変化点および平衡状態となる $x = 100$ cm の位置での渦動拡散係数は、それぞれ上流粗度および下流粗度上の乱れ強さに対応した放物線に近い分布形をなしているが、その間の遷移はかなり不規則であって、実験ケースによっても異なっており、今後データの蓄積および濃度測定精度の向上を踏まえたより詳細な検討が必要である。② β は、鉛直方向にかなりばらついている

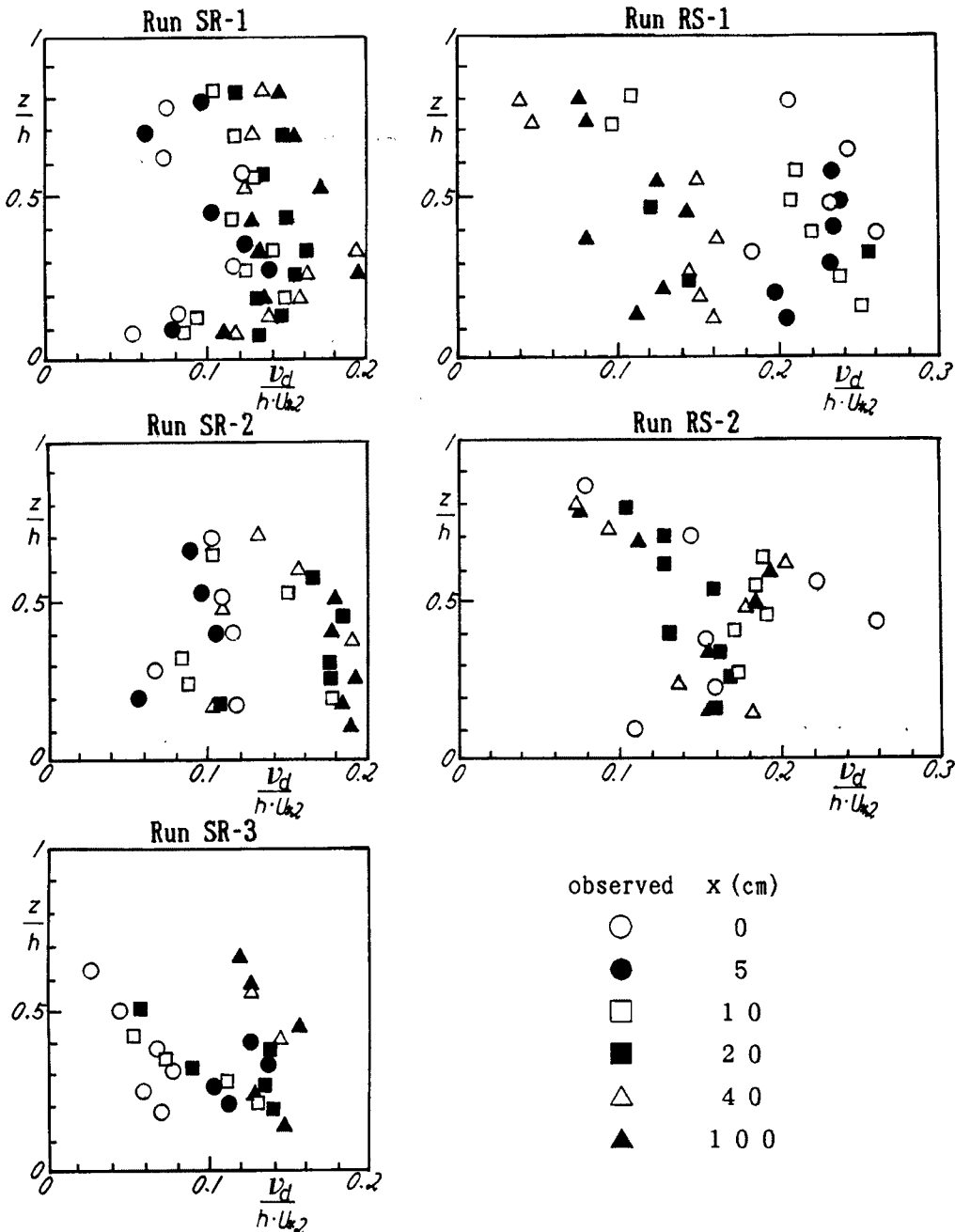
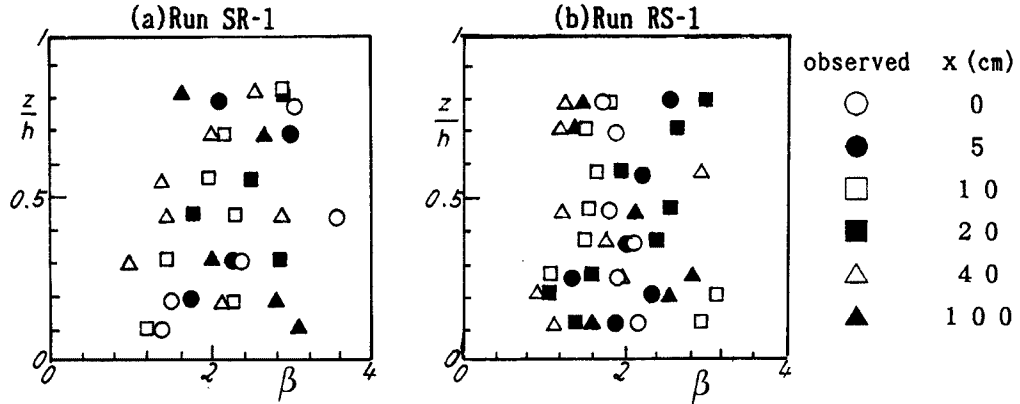


Fig. 14. Changes in eddy diffusivity distribution at the downstream reach.


 Fig. 15. Inverse Schmidt number β .

が、流下方向に系統的な変化は見られず、その平均値は約2である。この値は、下流粗度上の平衡浮遊砂分布からラウス式を適用して得られた値と一致しており、非平衡乱流場においてもほぼレイノルズの仮説が成り立つものと思われる。

3. 開水路底面粗度急変部の乱れと浮遊砂濃度に関する解析

3.1 基礎方程式

基礎方程式に関しては次の仮定を設ける。① 鉛直方向の加速度は重力のそれに比べて十分小さく、圧力は静水圧分布とみなす。② 流体に作用する物体力は重力のみを考える。③ Boussinesq 近似が成立する。④ 浮遊粒子間の相互作用は無視できる。これらの仮定のもとで連続式、主流方向および鉛直方向の運動方程式、乱れエネルギー k および逸散率 ε の輸送方程式、浮遊砂濃度の移流拡散方程式は以下のように書ける。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\nu_t + \nu) \frac{\partial u}{\partial z} \right\} + g \sin \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6)$$

$$0 = g \cos \theta - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (7)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \varepsilon \quad (8)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + w \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right\} + \frac{k}{\varepsilon} \left\{ C_1 \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - C_2 \varepsilon \right\} \quad (9)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + w \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_c} \frac{\partial c}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} (w_s c) \quad (10)$$

以上の5式とつぎの渦動粘性係数および渦動拡散係数の式

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (11) \quad \nu_d = \frac{\nu_t}{\sigma_c} = \frac{1}{\sigma_c} C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (12)$$

を加えてモデルが構成される。

ここで、 t は時間、 x, z はそれぞれ流下方向および鉛直上向きにとった座標である。また、 u, w はそれ

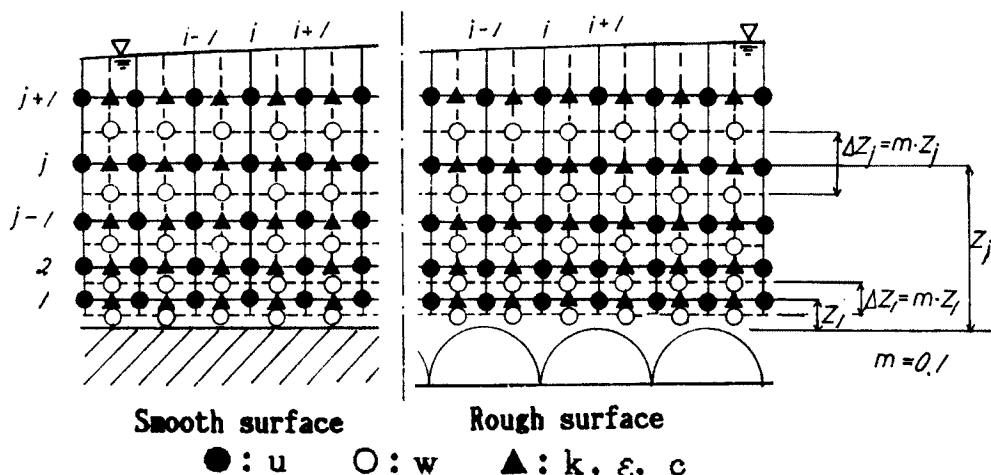


Fig. 16. Control volume and scheme of variables.

ぞれ x 方向と z 方向の時間平均流速, c は浮遊砂濃度, w_s は浮遊粒子の沈降速度, ν は動粘性係数, ν_t は渦動粘性係数, ν_d は渦動拡散係数, h は水深, g は重力加速度, ρ は水の密度, $\tan\theta (=i)$ は河床勾配, $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma_c, C_\mu, C_1, C_2$ はそれぞれモデル定数である。

(11) および (12) 式の関係を用いて (5)~(10) 式を解くには数値計算による。ここでは, Fig. 16 に示すスタガード格子上で未知数を定義し, ドナーセル法を用いて **control volume** について積分し基礎式の離散化を行った⁴⁾。

3.2 モデル定数と境界条件

乱れによる運動量拡散と粒子拡散とを関係づけるパラメータ $\sigma_c (=1/\beta)$ は, 平衡状態における浮遊砂濃度分布, および 2 章において考察したように渦動粘性係数, 渦動拡散係数の実験結果から判断して $\sigma_c = 0.5$ を採用した。その他のモデル定数については Table 2 の Spalding の標準値⁵⁾を用いた。

Table 2. $k-\varepsilon$ model constants (after Spalding⁵⁾)

σ_k	σ_ε	σ_c	C_μ	C_1	C_2
1.0	1.3	0.5	0.09	1.44	1.92

境界条件は次のように与える。まず, 水面においてレイノルズ応力が零であることから

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (z=h) \quad \dots\dots\dots (13)$$

とする。一方, 乱れエネルギーと逸散率の水面条件については多くの議論があるが, 自由水面による乱れエネルギーの低減を考慮した Celik・Rodi⁵⁾ の経験式

$$\frac{\partial k}{\partial z} = 0 \quad (z=h) \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\varepsilon = 5.54 \frac{k^{3/2}}{h} \quad (z=h) \quad \dots\dots\dots (15)$$

を用いた。濃度の水面条件は, 水面を通過する浮遊砂の flux が零であることから次のようになる。

$$w_s c + \nu_d \frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad (z=h) \quad \dots\dots\dots (16)$$

底面での境界条件は摩擦速度 U_* を用いて壁法則を適用する。即ち, Fig. 16 の第一格子点 z_1 ($30 \leq z_1$

$u_1/\nu \leq 100$) で

$$u_1 = \frac{U_*}{\kappa} \ln \frac{z_1}{z_0} \quad (17)$$

$$w_1 = 0 \quad (18)$$

$$k_1 = \frac{U_*^2}{C_\mu^{1/2}} \quad (19)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{U_*^3}{\kappa z_1} \quad (20)$$

となる。実験結果から明らかなように、底面近傍での速度勾配は粗度変化後ただちに下流粗度上の平衡状態に達しており、粗度変化後の底面におけるカルマン定数を一定とみなすと摩擦速度は x に関係なく一定値をとるものと仮定できる。従って上流粗度上では粗度急変点の実測流速分布から得られる U_{*1} を与え、下流粗度上では下流部等流水深から評価される摩擦速度 U_{*2} を用いるものとする。

粗度パラメータ z_0 は第二格子点の流速 u_2 を用いて次式で与えられる。

$$z_0 = z_2 \exp\left(-\frac{u_2 \kappa}{U_*}\right) \quad (21)$$

浮遊砂の底面条件については完全浮遊状態を仮定し、底面への堆積はないものとして水面と同様に鉛直 flux が零の条件を用いる。

$$w_s c + \nu_d \frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad (22)$$

3.3 計算方法

計算に際して、流量、下流部等流水深および粗度条件などの入力データは、すべて実験と対応させているが、上述の仮定の制約から粗度急変部において水深変化の小さい遷移形態 I の場合についてのみ解析を行った。計算は、計算対象領域 ($-1 \text{ m} < x < 2 \text{ m}$) のすべての i, j に対して u, w, k, ε および c の初期条件を与え、上述の境界条件のもとで式 (5) ~ (12) を解き、非定常項が零になるまで繰り返し計算を行う方法を用いた。格子間隔は、流れ方向は $\Delta x = 1 \text{ cm}$ 、鉛直方向は基面からの高さの 0.1 倍 ($\Delta z = 0.1 z$) とし、第一格子点の位置は $z_1 = 1 \text{ mm}$ である。また、時間差分 Δt は、 $\Delta t = 0.005 \text{ sec}$ としている。計算は MS-Fortran 言語を用いて PC-9801 VX で行い、計算時間は約 30 時間であった。

3.4 計算結果と実験結果との比較

(1) 流速分布・乱れエネルギーの遷移と内部境界層の発達

Fig. 17 (a), (b) および Fig. 18 (a), (b) は、平均流速 u と乱れエネルギー k の流下方向の変化を計算結果と実験結果とで比較したものである。計算結果は、実験結果とよく一致しており、流速分布および乱れエネルギーが、粗度変化点通過後に底面付近からしだいに変化し、新たな底面粗度の影響を受けた内部境界層の発達する様子が明確にうかがえる。この内部境界層の外側では上流粗度上の流れ特性が保存されており、遷移区間の流速分布および乱れエネルギーは折れ線で表される。

なお、乱れのエネルギー収支に関して、実験値 (Fig. 11 (a), (b)) と $k-\varepsilon$ モデルによる計算値と比較した結果では、遷移区間では移流項、拡散項が重要な役割を担う特徴が再現できることが判っている⁶⁾。

次に、Run SR-1 について Fig. 18 の乱れエネルギーの計算結果より、 k の粗度変化点からの全変化量 Δk に対する各位置での変化量 Δk_i の比 $m (= \Delta k_i / \Delta k)$ を相対水深 $z/h_{02} = 0.15, 0.25, 0.5, 0.75$ および

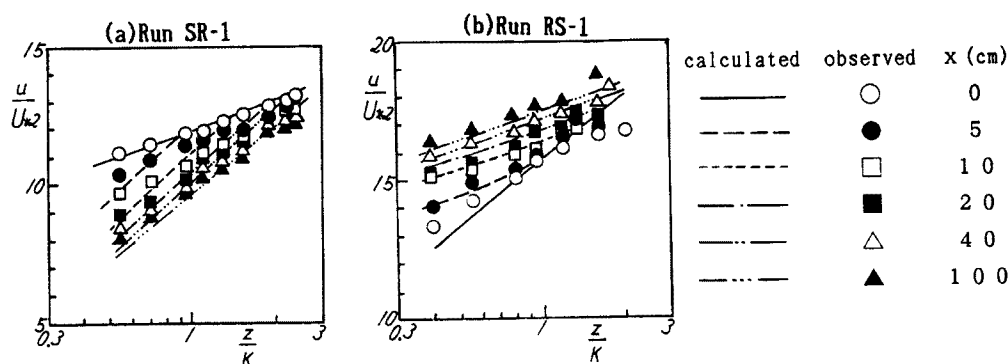


Fig. 17. Comparison of calculated results with experimental ones for velocity distribution.

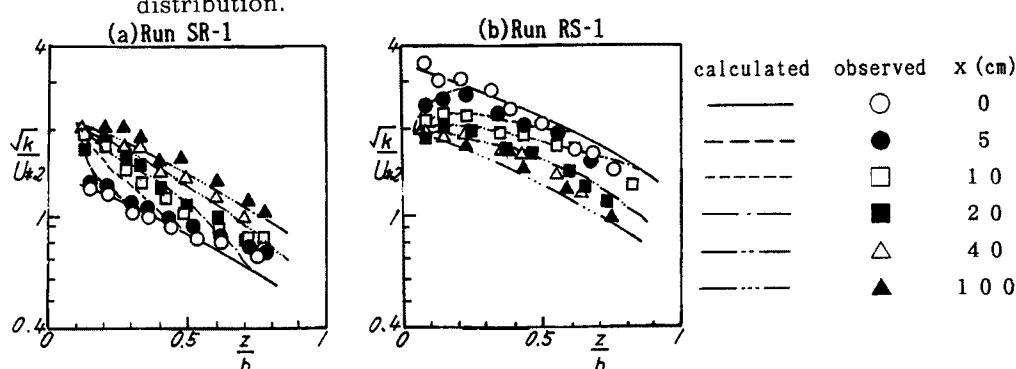


Fig. 18. Comparison of calculated results with experimental ones for turbulence energy.

0.9 について求め、それらの流下方向の変化を示すと Fig. 19 のようになる。各曲線ともなめらかな S 字型のカーブを描いているが、底面近傍では粗度変化後に急激に立ち上がっており、平衡値に達するまでに必要な距離も短くなっている。 z/h_{02} が大きくなるに従って、 k の値が変化しはじめる位置は粗度変化点から下流側へシフトしており、平衡値に達するまでの遷移区間も長くなる。同図より、各 z/h_{02} に対して、 k の変化比 $m = 0.02$ に達するまでの流下距離を内部境界層厚増加の開始距離 L_0 、さらに $m = 0.9$ となる x の値を遷移区間長 L_k とし、 L_0 (実線) と L_k (破線) を図示したものが Fig. 20 である。同図には、Elliott⁷⁾ による内部境界層の解析解 (一点鎖線) および村重ら¹⁾ による計算結果 (二点鎖線)、さらに実験結果から判断した内部境界層厚 (○印) も示されている。これらを比較すれば、Elliott および村重らによる計算結果では、内部境界層は実験値よりかなり早く水面に達しており、本解析が最もよく実験結果と一致しているようである。

(2) 乱れの遷移長さ

Fig. 21 は、計算結果および実験結果より求めた乱れの遷移長 L_k を下流部等流水深 h_2 で無次元化し、上・下流の粗度係数比 n_1/n_2 で整理したものである。同図には田中⁸⁾ による六脚ブロックと滑面を用いた実験および棧間隔の異なる 2 種の棧粗度を用いた神田⁹⁾ の実験結果も示されている。図より、 $n_1 > n_2$ すなわち粗から滑の場合には $n_1 < n_2$ の場合よりも長い遷移区間が必要であり、 n_1/n_2 が 1 に近づくほど L_k/h_2 は減少している。また、計算結果では、実験結果に比較して遷移長は大きくなっ

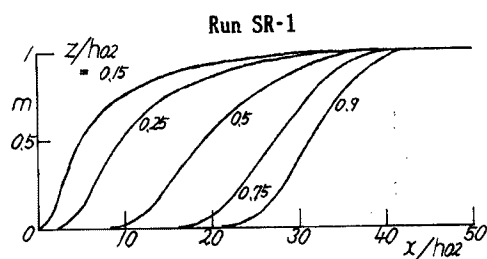


Fig. 19. Calculated results for turbulence energy.

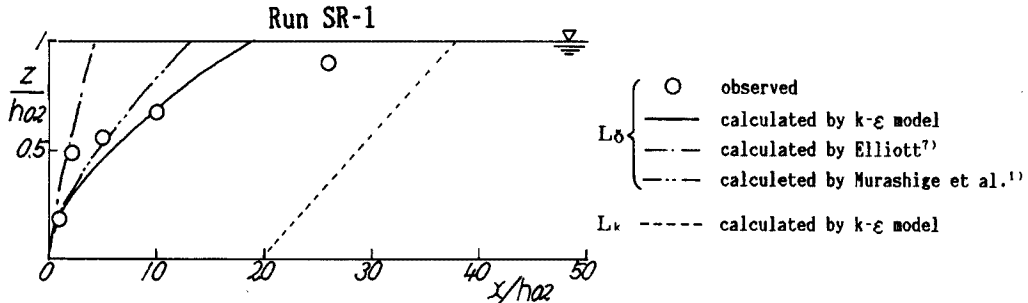


Fig. 20. Development of internal boundary layer.

ている。この傾向は特に $n_1 < n_2$ の場合に顕著であって、これには実験と計算における遷移長決定の判断基準の恣意性が一因となっていると思われる。

(3) 渦動粘性係数

Fig. 22 (a), (b)は、渦動粘性係数 ν_t の計算値と実験値を比較したもので、渦動粘性係数は下流部の等流水深と摩擦速度を用いて無次元表示している。計算結果によれば、Run SR-1, RS-1 とともに $x = 0$ および $x = 100$ cm では $z/h = 0.5$ 付近で最大値をとる放物線分布となり、その間の遷移過程は底面近傍ではやや複雑な特性を示すが、流心部ではほぼ単調に増加 (Run SR-1) あるいは減少 (Run RS-1) しており、実験結果とも水面近傍を除いてほぼ一致している。

(4) 浮遊砂濃度分布

Fig. 23 (a), (b)は、浮流砂濃度の鉛直分布の粗度変化点からの流下方向変化について、計算値と実験値を比較したものである。滑面から粗面への流れ (SR-1) では、粗度変化点より流下するに従って、乱れ強度が増加することによって浮遊砂がまき上げられ、鉛直方向に一樣な分布になり、粗面から滑面への流れ (RS-1) では逆に水面付近と底面付近の濃度差は大きくなっている。ほとんどの断面で水面付近では計算値の方が小さくなっているものの、実験値と計算値はほぼ一致しており、浮遊砂の非平衡性のある程度予測できることがわかる。

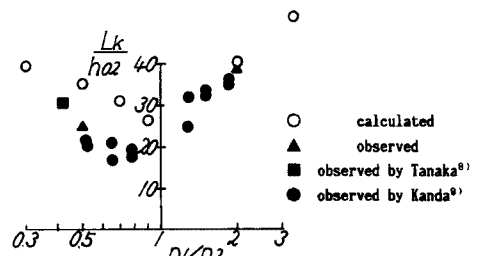


Fig. 21. Adaption length for turbulence energy.

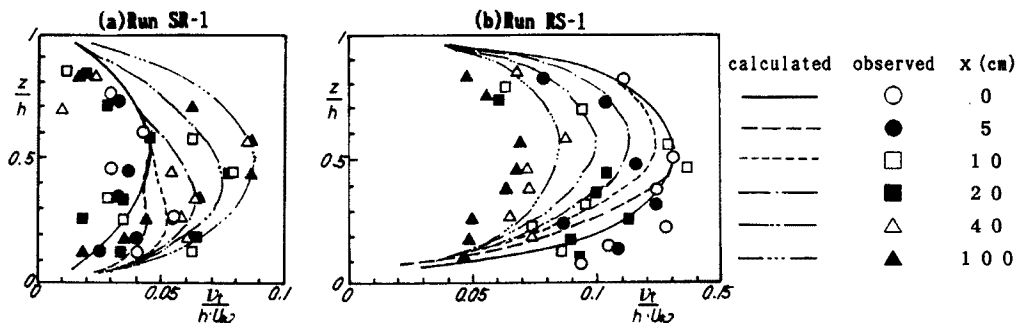


Fig. 22. Comparison of calculated results with experimental ones for eddy viscosity.

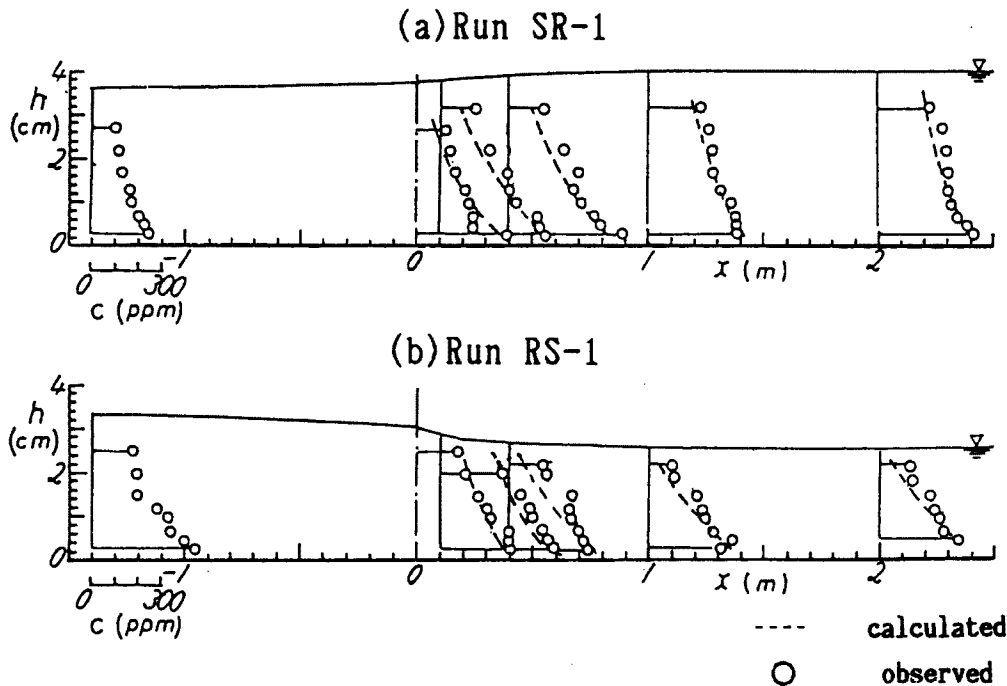


Fig. 23. Comparison of calculated results with experimental ones for suspended sediment concentration.

4. 結 言

本研究では、半球粗度と滑面河床からなる開水路底面粗度急変部における乱れ構造および流砂機構に関して、実験および数値計算から検討した。その結果を要約すれば次のようである。

(1) 水面形の遷移形態を流量と河床勾配の組合せに対する、滑面および粗面における限界勾配との関係から3つに分類し、それぞれの遷移水面形の特徴を明らかにした。すなわち、①粗面、滑面とも常流の流れ（遷移形態Ⅰ）では水面は滑らかに遷移する。②粗面では常流、滑面では射流の流れ（遷移形態Ⅱ）では、跳水の発生位置や支配断面の位置が粗度変化点から下流側にわずかにずれを生じる。③粗面、滑面とも射流の流れ（遷移形態Ⅲ）では、水面形は短区間で遷移し、水面の勾配は急である。

(2) 流速分布および乱れ特性は、粗度の急変に伴って底面より変化し、内部境界層を形成する。その内部では移流および鉛直拡散によるエネルギーの移動が卓越し、強い非平衡性を示す。また、遷移区間内の鉛直流速分布は折れ線で表され、下流部の乱れ強度の鉛直分布は牀津³⁾の普遍関数式とよく一致する。

(3) 乱れ強度の遷移区間は、粗度変化点上・下流部の粗度係数の差が大きいほど長く、河床粗度が粗面から滑面へと変化する流れの方が、滑面から粗面へと変化する流れよりも長い遷移区間が必要であるという実験結果が得られたが、計算結果にはその特徴は明確ではなく、さらに詳細な実験と理論より検討する必要がある。

(4) 浮遊砂濃度の遷移特性は、粗度急変部の乱れ特性と密接に関係しており、滑から粗の場合では河床近傍から上方へ、粗から滑の場合は、水面付近から底面の方向へ浮遊粒子は移動する。また、粗度急変部での非平衡状態においても、渦動拡散係数は渦動粘性係数とほぼ比例関係にあり、その比例定数 β はほぼ2となることが実験結果から確かめられた。

(5) $k-\epsilon$ モデルと拡散方程式を用いた数値解析結果は、実験結果とよく対応しており、粗度急変部における複雑な乱れ構造および浮遊砂の流砂機構をある程度模擬することができる。

以上のように、開水路底面粗度急変部における乱れ特性および浮遊砂の流送機構に関して、いくつかの興味ある結果が得られたが、今後さらに側壁の効果による3次元特性および掃流砂も含めた粗度急変部近傍の流砂の堆積、洗掘機構について検討していきたい。

最後に、実験とその整理に尽力頂いた京都大学大学院生大坪高君に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 村重 宏・高梨史郎・吉川秀夫：粗度急変流内部の底面せん断力算定，土木学会論文報告集，第369号，1986，pp.33-41.
- 2) 神田佳一・村本嘉雄・藤田裕一郎：開水路粗度急変部の乱流構造，土木学会第43回年次学術講演会講演概要集第2部，1988，pp.402-403.
- 3) 祢津家久：開水路の乱流構造に関する基礎研究，京都大学学位論文，1977，pp.6-24.
- 4) 岩佐義朗・井上和也・田中靖：河口感潮領域の流れと拡散の数値シミュレーション，京都大学防災研究所年報第25号，1982，pp.585-595.
- 5) Celik I. & W. Rodi: Modeling Suspended Sediment Transport in Nonequilibrium Situation, J. Hydr. Engg., ASCE, Vol.114, 1988, pp.1157-1185.
- 6) 神田佳一・村本嘉雄・藤田裕一郎：開水路底面粗度急変部の乱流構造，第33回水理講演会論文集，1989，pp.499-504.
- 7) Elliott William P.: The Growth of the Atmospheric Internal Boundary Layer, Trans. American Geophysical Union, Vol.39, No.6, 1958, pp.1048-1054.
- 8) 田中昌次：開水路底面が滑面から粗面に移行する領域の水理特性に関する実験的研究，豊橋技術科学大学大学院修士論文，1984，pp.55-65.
- 9) 神田佳一：開水路における粗度急変による流れの遷移機構，豊橋技術科学大学修士論文，1987，pp.27-38.