連続水制を伴う開水路乱流における自由水面の ガス輸送に関する基礎的研究

FUNDAMENTAL STUDY ON INTERFACIAL GAS TRANSFER IN OPEN- CHANNEL FLOW WITH A SERIES OF SPUR DIKES

崎谷健太¹・山上路生²

Kenta SAKITANI and Michio SANJOU

¹学生会員 京都大学大学院修士課程 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

²正会員 博(工) 京都大学准教授 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

In this study, gas transfer velocity through free surface is investigated in open channel flow with a series of spur dikes. Spur dikes formed closed dead-water zones between the neighboring members. The slow-speed circulation observed in such cavity zones is quite different from high-speed mainstream. Therefore, the cavity zones and the mainstream are assumed to have different reaeration coefficient. The reaeration coefficients are evaluated by means of laboratory measurements. The measurement theory is also specially developed together with consideration of gas transfer through the junction between main-channel / side-cavity. It is found out from present results that reaeration coefficient depends strongly on the aspect ratio (width/length) of dead water zones under same hydraulic condition.

Key Words : gas transfer, spur dikes, groyne field, mass exchange and open-channel flow

1. はじめに

河川水域では豊かでダイナミックな生態系が形成される。近年河川工学は、この河川生態の保全、回復と治水の両立を社会的に求められている。このような状況で、航路の確保や護岸目的で古くから使用されている水制工が河川養生、ビオトープの創出の観点から用いられるようになっていく。

連続水制はその領域内凹部において死水域を生じ、凹部と主流部との間のせん断不安定性のために大規模な水平渦を生ずる。中川ら¹⁾によるとアルミ紛懸濁法による流れの可視化により、死水域開口部において組織的な水平渦がほぼ一定周期で生じ、せん断層を流下しながら渦どうしが合体し、周囲の流体を取り込みながら次第に成長している。また、せん断不安定性による渦とセイシュの発生周期や共鳴現象について、木村ら²⁾は数値計算によって、大本・平川³⁾・⁴⁾は実験によってそれぞれ鋭意検討している。藤田ら⁵⁾はPIV計測により凹部内では底面に近づく程流れの3次元性が強まること、剥離せん断層における運動量と渦度の輸送に関してTaylorの凍結乱流仮説がほぼ成立すること及び剥離せん断層内には複数の低周波運動が存在することを示した。また彼らはLESによる数値計算も行い、凹部内流速変動の低周波成

分が再現できること、剥離せん断層から離脱した渦は底面付近において横断方向に幅を持つ2次元的構造となることを示した。棚津ら⁶⁾は死水域のアスペクト比を系統的に変化させた流れ場をPIVによって計測し、死水域のアスペクト比によって死水域周辺の流れ場が大きく変化することを示している。

連続水制による死水域と主流部は、平均流では互いに独立しているように見える。しかし上記の水平渦の効果により質量交換がなされている(例えば八木⁷⁾、富永ら⁸⁾など)。この質量交換の定量的な研究はValentine and Wood⁹⁾の棧粗度流れにおける鉛直方向の質量交換の研究を基にUijtewaald et al.¹⁰⁾によって水平方向の交換に応用され、Weitbrecht et al.¹¹⁾によって系統的な計測がなされている。このモデルでは質量交換の速度は死水域のジオメトリ及び主流部の断面平均流速で与えられる。またContantinuscu et al.¹²⁾はアスペクト比1の連続水制の物質交換について数値計算し、連続水制の物質交換速度は上下流それぞれの死水域で大きな差がないことに言及している。

河川養生、ビオトープの創出の目的で水制工が用いられる場合、水質の管理が必要となり、水質の要素に溶解酸素がある。実河川における溶解酸素の増減は呼吸・光合成等の生化学作用と、気液界面を通じるガス輸送等の

物理作用に起因するが、本研究では自由水面における物理作用に着目する。

ガス輸送に関する基礎研究は比較的古くから行われており、多くのガス輸送速度に関するモデルが提案されてきた¹³⁾¹⁴⁾。また、ガス輸送を支配する乱流現象の研究も盛んに行われている。Komori et al.¹⁵⁾は、開水路において流れ場の計測を行い、底面で発生するバースティングがガス輸送に強く関わっていることを指摘している。またMoog & Jirka¹⁶⁾は水理条件を系統的に変化させた開水路でガス輸送速度の計測を行い、バースティングと共に自由水面近傍の散逸率に代表される細かな渦構造の重要性を指摘している。一方、Tsumori & Sugihara¹⁷⁾は振動格子タンクにおいてPIVとLIF計測を行い、散逸率よりも大きな、テイラーのマイクロスケールの現象であると指摘しており、平山ら¹⁸⁾も攪拌槽での実験で散逸率スケールの小さな渦よりは、乱れ強度に代表される大きな渦の方が現象をよく再現できるとしている。また開水路、振動格子タンクにおいて、レイノルズ数により現象が遷移あるいは分岐する可能性が既往研究(Moog & Jirka¹⁶⁾, Herlina & Jirka¹⁹⁾)により指摘されている。

本研究では、連続水制によって生じる死水域と主流部では異なるガス輸送速度をもつと考え、またこれにより死水域と主流部で濃度差が生じ、溶存気体の輸送が発生する可能性も考慮して、連続水制を伴う開水路でのばつ気速度の計測を試みる。

2. 連続水制場におけるガス輸送の理論考察

本論文では気液境界面において、気相から液相への難溶性気体が輸送される現象を取り扱う。気相、液相ともに気液境界面近傍では濃度境界層が生じており、濃度境界層内での濃度変化は急激である。一方、境界面から十分に離れた領域では乱流混合により濃度分布は一様であると考えられる。この領域をバルク領域と呼ぶ。ガス交換はこのバルク領域と濃度境界層の濃度差が駆動力となり行われる。したがってガス交換速度は気相で定義される交換速度と液相で定義される交換速度が存在する。難溶性気体を対象とする場合、ガス交換のフラックスは液相の抵抗に支配され気相と液側濃度境界層は常に平衡状態にあると考えられる。これにより難溶性気体のガス交換現象は気液二相間の濃度輸送問題から、液側の常に一定の濃度を持つ気液境界面とバルク層間での濃度輸送問題へと簡略化できる。以上よりガス輸送による濃度変化はバルク層の濃度 C_b と気液境界面の濃度 C_s を用いて、

$$\frac{dC_b}{dt} = k_2(C_s - C_b) \quad (1)$$

となる。ここで k_2 は再ばつ気係数と呼ばれ $[1/T]$ の次元をもち、ばつ気速度を代表する。

水制を伴う開水路においては、水制により生じるの死

水域と主流部とは流れ場が大きく異なるため、それぞれ異なるガス輸送速度を持つと考えられる。また、二つの領域でガス輸送速度が異なると二つの領域間で濃度差が生じ、それにより領域間で物質輸送が生じる。二つの領域での物質交換が十分大きい速度で行われるのならば、それぞれの領域の濃度を体積で重み付け平均すれば混合後の濃度が適切に求まるが、水制による死水域と主流部は平均流で見ると独立しており、その濃度輸送を無視する事は出来ない可能性がある。

まず死水域内のバルク濃度 C_G の変化を考える。 C_G は死水域へ気液界面から流入した濃度の総量 C_G^* と物質交換により流入した濃度の総量 C_{ex} を変数とする関数で表されるとする。すると C_G の dt 時間当たりの変化は高次の項を無視して

$$\frac{dC_G}{dt} = \frac{\partial C_G}{\partial C_G^*} \frac{dC_G^*}{dt} + \frac{\partial C_G}{\partial C_{ex}} \frac{dC_{ex}}{dt} \quad (2)$$

と表される。ここで $\partial C_G / \partial C_G^*$ 及び $\partial C_G / \partial C_{ex}$ は C_G^* 及び C_{ex} が単位量変化した場合の C_G の変化量であるから、この場合は共に1となる。

次に主流部の濃度 C_M の変化を考える。式(1)は閉鎖系に対して求められた式と考えるべきであるが、主流部は開放系である。したがって C_M はある速度(例えば平均流速)で流下するある体積の濃度と考える方が良い。これに伴い C_G の定義を、濃度 C_M をもつ流体塊に死水域で併走する仮想的な流体塊の濃度と取り替え、 C_G^* をその流体塊への気液界面からの総流入量、 C_{ex} を流体塊同士での物質交換による死水域への総流入量とする。この定義の取替えにより、式(2)およびその前後の議論に変更はない。また C_M について、主流部への気液境界面からの総流入量を C_M^* とすると C_G の時間変化と同様に、

$$\frac{dC_M}{dt} = \frac{\partial C_M}{\partial C_M^*} \frac{dC_M^*}{dt} + \frac{\partial C_M}{\partial C_{ex}} \frac{dC_{ex}}{dt} \quad (3)$$

と書ける。ただし $\partial C_M / \partial C_M^*$ は1であるが、 $\partial C_M / \partial C_{ex}$ は死水域、主流部それぞれの体積を V_G , V_M として平均的に $-V_G/V_M$ となる。

Weitbrecht et al.¹¹⁾によると、死水域の主流部との濃度交換による濃度増加 dC_{ex} の dt 時間あたりの変化は次式で与えられる。

$$\frac{dC_{ex}}{dt} = k_D(C_M - C_G) \quad (4)$$

式(4)での C_G はひとつの死水域の平均濃度で、本論文で

与えている定義と異なる．しかし本論文では死水域のジオメトリーが流下方向に変化しないので k_D が一定であることが期待され、物質交換を式(4)で表しても大きな差は生じないとした．

気液界面での物質輸送については、死水域と主流部でそれぞれ k_{2G} 、 k_{2M} という再ばっ気係数を持ち、式(1)に従うと仮定した．これらをまとめると以下の様になる．

$$\begin{cases} \frac{dC_G^*}{dt} = k_{2G}(C_S - C_G) \\ \frac{dC_M^*}{dt} = k_{2M}(C_S - C_M) \\ \frac{dC_{ex}}{dt} = k_D(C_M - C_G) \end{cases} \quad (5)$$

式(5)を式(2)及び式(3)に代入し、 $(V_G/V_M)k_D=k_D'$ とすると、

$$\begin{cases} \frac{dC_G}{dt} = -(k_{2G} + k_D)C_G + k_{2G}C_S + k_D C_M \\ \frac{dC_M}{dt} = -(k_{2M} + k_D')C_M + k_{2M}C_S + k_D' C_G \end{cases} \quad (6)$$

と連立一階微分方程式となる．これを解いて、 $d(C_S - C_G) = -dC_G$ 、 $d(C_S - C_M) = -dC_M$ に注意すると、ばっ気と濃度交換による濃度の変化は

$$\begin{cases} \frac{d^2(C_S - C_G)}{dt^2} + (k_{2M} + k_{2G} + k_D + k_D') \frac{d(C_S - C_G)}{dt} + (k_{2G}k_{2M} + k_{2G}k_D' + k_Dk_{2M})(C_S - C_G) = 0 \\ \frac{d^2(C_S - C_M)}{dt^2} + (k_{2M} + k_{2G} + k_D + k_D') \frac{d(C_S - C_M)}{dt} + (k_{2G}k_{2M} + k_{2G}k_D' + k_Dk_{2M})(C_S - C_M) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

となる．

開水路での再ばっ気係数 k_2 の計測は以下のような方法で行われている．式(1)の一般解は積分定数を A とすると、

$$\frac{C_S - C_b}{C_S} = A \exp(-k_2 t) \quad (8)$$

と表される．式(8)は C_S で無次元化されたものであり、以後式(8)の左辺を D と表現する．この式(9)の両辺に自然対数を取り、時間で微分をとると、

$$-\frac{d \ln D}{dt} = k_2 \quad (9)$$

ここで、常微分を偏微分に見かけ上変換すると、

$$-\frac{\partial \ln D}{\partial t} - \frac{\partial \ln D}{\partial x} \frac{dx}{dt} = k_2 \quad (10)$$

となる．左辺第1項は濃度の時間変化より、第2項は上下流異なる点での濃度差より求められ、また定数となるため、上下流2箇所の計測により再ばっ気係数 k_2 を求めることができる(棚津・中山ら²⁰⁾).

ここでは D を式(8)の左辺としたが、一般的には初期濃度 C_0 を用いた

$$D = \frac{C_S - C_b}{C_S - C_0} \quad (11)$$

が用いられる．式(8)の左辺を式(11)の右辺とすれば、 $A=1$ とすることが出来るが、 D の定義をどちらにしても式(9)は成り立ち、そこから求まる再ばっ気係数も当然同じである．また以下に示す式(12)において式(11)を D の定義とする必然性がない．したがって本論文では1から飽和度を引いたものという物理的な意味がはっきりしている式(8)の左辺を D の定義として採用する．

水制群を伴う開水路では、その濃度変化の一般解は式(7)より、

$$D = A_1 \exp(-\alpha_1 t) + A_2 \exp(-\alpha_2 t) \quad (12)$$

となる．ここで A_1 、 A_2 は積分定数、 α_1 、 α_2 は式(7)の特性方程式

$$\alpha^2 - (k_{2M} + k_{2G} + k_D + k_D')\alpha + (k_{2G}k_{2M} + k_{2G}k_D' + k_Dk_{2M}) = 0 \quad (13)$$

を満たす2つの解である．式(12)を見ると異なる指数関数の和であるから式(8)から式(9)までの変形が不可能であって、従来の方法の適応に疑問が生じる．

ところで α_1 、 α_2 は二次関数である式(13)の解である．従って、もし

$$(k_{2M} + k_{2G} + k_D + k_D')^2 \gg 4(k_{2G}k_{2M} + k_{2G}k_D' + k_Dk_{2M}) \quad (14)$$

がいえれば二次関数の解の性質より α_1 、 α_2 の内一方は非常に0に近い値を取り、また他方の解は比較的十分大きな解をもつ．Uijtewaal et al.¹⁰⁾やWeitbrecht et al.¹¹⁾によると k_D は 10^2 [cm/s]程度の大きさであり、棚津・中山ら²⁰⁾や山上ら²¹⁾によると開水路における k_2 は 10^4 [cm/s]程度の

表-1 水理条件

No.	B_G/L_G	L_G (cm)	B_G (cm)	B_M (cm)	h (cm)	U_M (cm/s)	Fr	Re
1	1.0	5	5	34	5	12	0.17	5917
2	0.71	7						
3	0.45	11						
4	0.33	15						
5	0.16	31						

大きさである。したがって式(14)左辺は $10^{-2} \sim 10^{-4} [\text{cm/s}]$ 程度の大きさを持ち、右辺は $10^{-7} \sim 10^{-8} [\text{cm/s}]$ 程度の大きさを持つと考えられる。よって式(14)が成立することが十分期待できる。

式(14)が成り立つならば、式(13)の2つの解は、片方が0に近い値をもち、もう片方はそれより十分大きな値をもつので、式(12)左辺の2項それぞれの収束速度は大きく異なる。したがって、初期状態から十分時間が経過した後は式(12)は以下のように近似できる。

$$D = A_1 \exp(-\alpha_1 t) + A_2 \exp(-\alpha_2 t) \approx A \exp(-\alpha t) \quad (15)$$

式(8)と式(15)を比較すると、ちょうど k_2 と α を入れ替えた形になっているので、この α は連続水制を伴う開水路の再ばつ気係数とみなせる。またこの α は開水路での再ばつ気係数の計測と同様の方法で計測できる。ここでの α は

$$\alpha = \frac{1}{2} \left\{ k_{2G} + k_{2M} + k_D + k'_D - \sqrt{(k_{2G} + k_{2M} + k_D + k'_D)^2 - 4(k_{2G}k_{2M} + k_{2G}k'_D + k_Dk_{2M})} \right\} \quad (16)$$

である。これを式(14)の仮定の下、一次近似すると

$$\alpha \approx \frac{k_{2G}k_{2M} + k_{2G}k'_D + k_Dk_{2M}}{k_{2G} + k_{2M} + k_D + k'_D} \quad (17)$$

となる。

3. 実験方法

実験は京都大学桂キャンパスの乱流水理実験室に設置されたマルチフェイズ循環式水槽を用いて行った。水路部の幅は40cm、長さは10mである。水路側部及び水路底面計測部が強化ガラス製で、その他はスチール製である。この水路の中央部片側側面より1cmのところにあるアクリル製の仕切り版を流下方向に990cmにわたって設置し、仕切り版にアクリル製のブロックを設置することで連続水制を再現した。アクリルブロックは幅5cm、高さ7cm、厚さ1cmで、水制のジオメトリによって32個から165

図-1 実験装置図

個を990cmの仕切り版に敷き詰めた。

水制模型は、主流部幅 $B_M=34\text{cm}$ 、水制幅 $B_G=5\text{cm}$ で、水制は水路床、側壁に対して垂直に設置し、不透過、非越流である。水制間隔 L_G は、5cm, 7cm, 11cm, 15cm, 32cmの5種類とした。これを水制間のアスペクト比(水制幅/水制間隔, B_G/L_G)で表すとそれぞれ、1, 0.71, 0.45, 0.33, 0.16となる。水制間の流れ場はこのアスペクト比毎に特徴づけされており、瀬津ら(2001)⁶⁾によると、 $B_G/L_G=1$ のとき単一の水平循環流、 $B_G/L_G=0.33$ のとき二渦対流の循環流が生じ、 $B_G/L_G=0.2$ では乱れが強まり明確な循環流の存在が確認できなくなり、 $B_G/L_G=0.1$ では側壁への再付着が生じるとされている。これを基に実験ケースを決定し、単一循環流が生じるケース($B_G/L_G=1$)、二渦対流の循環流が生じるケース($B_G/L_G=0.33$)、これらの間のケース($B_G/L_G=0.71$, $B_G/L_G=0.45$)、循環流が生じないケース($B_G/L_G=0.16$)の全5ケースとした。水制内と主流部の水路床は平坦で段差はなく、勾配は1/1000とし、また水深 $h=5\text{cm}$ 、主流部の断面平均流速 $U_M=12\text{cm/s}$ とした。また水温はエアコンで外気を調節することによって 19.5°C とした。速度次元に断面平均流速 U_M 、長さ次元に水深 h を選んだ場合、フルード数は0.17、動粘性係数を水温 19.5°C の時の値 $0.01014\text{cm}^2/\text{s}$ とするとレイノルズ数は5917である。これらの水理条件を表-1にまとめて示す。

本研究では水制を伴う開水路のガス交換速度を測定するために水路の上流側及び下流側での溶存酸素(DO)のバルク濃度を測定した。図-1に実験装置図を示す。主流部中央、半水深の濃度が主流部のバルク濃度を代表するとして、東亜DKK社製DO計を用いて計測した。観測地点は水制領域の上流端から40cmの地点と890cmの地点とした。計測では、まず無水亜硫酸ナトリウムで水槽中のDOがほぼ 0mg/l になるまで酸素を消費し、気液界面でのガス輸送によって上昇していくDO濃度を、その変化がなくなるまで計測した。計測時間は30～36時間程度で、計測結果はDO計に接続されたLoggerによって1Hzで自動的に記録された。

図-2 DOの時間変化

図-3 初期変化に着目したDOの時間変化

4. 実験結果

図-2は $B_G/L_G=1.0, 0.33, 0.16$ のケースで下流側のDO計から得られた時系列データである。座標は片対数で、青いラインが計測結果、赤いラインが $0.1 < D < 0.5$ の区間で最小二乗法によって近似した直線である。計測結果は $0.05 < D < 1$ の範囲で示してある。概観として近似直線とよく一致している。また、初期の濃度変化に着目した図を図-3に示す。青いライン、赤いラインはそれぞれ図-2と同様である。最も収束が遅い $B_G/L_G=1.0$ のケースでも $\ln D = -0.9$ 、すなわち $D = 0.41$ では収束している。これより飽和度60%以上の時、式(15)は十分成り立っていると考えられる。

溶存酸素の指数変化が確認されたので、式(10)によって再曝気係数を算出することができる。左辺第1項の $\partial \ln D / \partial t$ は時系列データの傾き、第2項の $\partial \ln D / \partial x$ は同時刻における上下流の計測値の差を観測地点間の距離(850cm)で除したもの、 dx/dt は断面平均流速 U_M と

して算出した。この時、時系列データの傾きは上下流の計測点でそれぞれわずかに異なる値を示すので、その平均値を $\partial \ln D / \partial t$ とし、この傾きをもつ直線で時系列データを再度近似し、その切片の差を $\partial \ln D / \partial x$ を求める際の同時刻における計測値の差とした。

この方法によって算出した再曝気係数 k_2 を図-4に示す。アスペクト比と再曝気係数の間に反比例の関係があるようにみえるが、 $B_G/L_G=0.33$ のケースが例外となっている。これに関しては $B_G/L_G=0.33$ のケースの再計測を行ったがおよそ同様の値を示しており、計測ミスによるズレではなさそうである。また $B_G/L_G=0.33$ のケースが小さな値を示すことによって $B_G/L_G=0.45$ のケースにおいて極大値を取っているが、その必然性は現在研究中である。アスペクト比が0の場合は水制が設置されていない状態と考えられ、アスペクト比が非常に大きくなった場合も水制を設置していない滑面状態に近付くと思われる。したがって、再曝気係数がアスペクト比に対して連続的な変化をするならば最大値を持つことが期待されるが、本研究で扱った範囲には最大値は現れなかった。

図-4 再ばっ気係数とアスペクト比の関係

再ばっ気係数に占める式(10)の第一項と第二項の割合は、第二項がおおよそ7割から9割を占め、再ばっ気係数が大きくなるほどその割合も大きくなる。またアスペクト比に対する変化の傾向が再ばっ気係数と第二項でほぼ一致する。第一項はケースごとに大きくは変化しないが、本実験における $B_G/L_G=0.71$ のケースにおいてやや高い値を示しており、このケースを過大評価している可能性がある。

本論文ではDOの時間変化が指数変化であることにより式(15)が成立するとしているが、厳密には必要条件に過ぎないこと、物質交換係数の影響を評価できていないことと課題は残すが、連続水制を伴う開水路では、死水域と主流部間の質量交換に抵抗があっても従来の方法で代表的な再ばっ気係数が算出されること、その再ばっ気係数は水制の間隔に依存して変化することは示された。

5. おわりに

本研究では連続水制を伴う開水路における自由水面からのガス輸送速度を測定した。この際、死水域と主流部に生じる質量交換の速度がガス輸送に影響を与えるとしてその効果を考慮に入れたモデルを提案し、実験による裏づけを試みた。これにより、連続水制を伴う開水路において、従来開水路の計測で用いられる方法で代表的な再ばっ気係数が求まること、その再ばっ気係数は水制間隔によって変化することが示された。今後、示された結果に物理的な裏づけを与えること、モデルの適応性をより厳密に示すことを目標に研究を進めていきたい。

参考文献

- 1) 中川研造, 川原能久, 玉井信行: ワンド内の水理特性に関する実験的研究, 水工学論文集第39巻, pp.595-600, 1995.
- 2) 木村一郎, 細田尚, 安永良, 村本嘉雄: 開水路流れ死水域周辺の水面変動・流体混合特性, 水工学論文集第41巻, pp.771-716, 1997.
- 3) 大本照憲, 平川隆一: 非越流型水制群を伴う開水路流れの水面振動と乱れ特性, 応用力学論文集,

Vol.4, pp.533-540, 2001.

- 4) 大本照憲, 平川隆一: 非越流型水制群を伴う開水路流れの水面振動と大規模渦の相互作用, 応用力学論文集, Vol.5, pp.665-672, 2002
- 5) 藤田一郎, 神田徹, 森田卓光: 開水路流れのPIV及びLESによる乱流解析, 土木学会論文集Ⅱ, pp.79-88, 1998.
- 6) 瀬津家久, 鬼束幸樹, 池谷和哉: PIVを用いた開水路凹部流れにおける水平渦構造の解析, 土木学会論文集, No.677/Ⅱ-55, 53-61, 2001.
- 7) 八木俊策: 凹部界面における渦の発生・成長と水交換機構とその制御法に関する研究, 水工学論文集, 第27巻, pp.813-819, 1983.
- 8) 富永晃宏, 谷川幸男, 久田陽史: 人口わんどの水交換機構とその制御法に関する研究, 水工学論文集, 第46巻, pp.571-176, 2002.
- 9) Valentine, E. M., and Wood, I. R.: Longitudinal dispersion with dead zone, J. Hydr. Div., ASCE, 103(2), 1527-1553, 1979
- 10) Uijtewaalt, W.S.J., D. Lehmann, A. van Mazijk : Exchange processes between a river and its groyne fields Model experiments, J.H.E, ASCE, 1273(11), pp.928-936, 2001.
- 11) Weitbrecht, V., Socolofsky, S.A., Jirka, G.H.: Experiments on Mass Exchange between Groin Fields and Main Stream in Rivers, J.H.E, ASCE, 134(2), pp.173-183, 2008.
- 12) Constantinusce, G., Sukhodolov, A., McCoy, A., : Mass exchange in shallow channel flow with a series of groynes: LES study and comparison with laboratory and field experiments, Environmental Fluid Mechanics, 9, pp.587-615, 2009.
- 13) Jahne, B & Haussecker, H.: Air/water gas exchange, Annual. Review of Fluid mechanics, Vol.30, pp.443-468, 1998.
- 14) Herlina: Gas transfer at the air-water interface in a turbulent flow environment, Doctoral thesis, Inst. Hydromech. University of Karlsruhe, 2005.
- 15) Komori, S., Murakami, Y. and Ueda, H.: The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow, J. Fluid Mech., 203 (1989) 103-123.
- 16) Moog, D.B. & Jirka, G.H. : Air-water gas transfer in uniform channel flow, J. Hydraulic Eng., Vol.125(1), pp.3-10, 1999.
- 17) Tsumori, H. & Sugihara, Y.: Length scales of motions that control air/water gas transfer in grid stirred turbulence, Journal Marine Systems, Vol.66, pp.6-18, 2007.
- 18) 平山公明, 松尾友矩, 今岡正美, 平山けい子: 温度係数の適合性にもとづく再ばっ気モデルの比較, 土木学会論文集, No.485/Ⅱ-26, pp.121-129, 1994
- 19) Herlina & Jirka, G. H.: Application of LIF to investigate gas transfer near the air-water interface in a grid-stirred tank, Exps. Fluids, 37 (2004) 341-349.
- 20) 瀬津家久, 中山忠暢, 井上理恵: 水・空気界面での乱流構造が気体輸送に与える影響, 応用力学論文集, Vol.2, pp.673-684, 1999.
- 21) 山上路生, 瀬津家久: 開水路乱流における自由水面の流速発散とガス輸送に関する実験的研究, 水工学論文集, 第56巻, 2012.

(2012. 9. 30受付)