

開水路凹部流れにおける水・底泥間の物質移動

DIFFUSIONAL MASS TRANSFER ACROSS THE SEDIMENT-WATER
INTERFACE FOR TURBULENT FLOW IN A RECTANGULAR TRENCH

東野 誠¹・神田 徹²

Makoto HIGASHINO and Tohru KANDA

¹正会員 博(工) 大分工業高等専門学校講師 土木工学科 (〒870-0152 大分市大字牧1666)

²正会員 工博 神戸大学教授 工学部建設学科 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町1-1)

Effect of the depth of trench on diffusional mass transfer from bottom sediment to flowing water in a rectangular trench is formulated as a function of flow velocity and the aspect ratio of the trench. Laboratory experiments are carried out in order to investigate the relation of the diffusional mass transfer for sediment bed in a rectangular trench with the water flow and the depth of the trench. The experimental results have shown that release flux of dissolved substance increases as the flow velocity increases in almost all experiments. It is also found out that release flux increases as the depth of the trench decreases. These results suggest that diffusional mass transfer is influenced by turbulent structure in a rectangular trench. It is considered that exchange of the water body near the sediment-water interface for the upper layer water becomes more frequent as the flow velocity increases or the depth of the trench decreases, so that release flux increases.

Key Words : *bottom sediment, dissolved substance, diffusional mass transfer, sediment-water interface, release, trench flow*

1. はじめに

河川・貯水池・海域等の水域の水質を管理する上で、底泥による溶存酸素(DO)消費量や底泥から溶出する栄養塩の量を定量的に把握することは重要である。この底泥によるDO消費や底泥からの栄養塩の溶出は、いずれも水・底泥間での溶質の移動に起因するので、その溶質移動過程の解明とともに溶質移動フラックス推定のための手法の確立が必要である。

従来、上述のような課題に関しては生物・化学的側面からのアプローチが主体であったが、近年、水・底泥境界面を横切る溶質のフラックスに関して底泥直上の流れの影響、といった物理過程についても検討が行われるようになった¹⁾。筆者らは、底泥中の溶解性有機物質が直上水中へと溶出し、水中のDOを消費する場合を想定して、このような溶出過程のモデル化について検討を進めてきた²⁾。

これまでの研究は殆ど、底面は滑らかで平坦な場合を対象としている。ところで、実際の水域では底面の起伏や底質材料の不均一等の自然的要因や堰・ゲート等の人工的な要因によって、底面に凹凸が存在する。また、水

域において底泥の浚渫を行う際に、場合によっては底面に凹凸が生じる。このような凹部には有機物、栄養塩等を多量に含んだ底泥が堆積し、この底泥から直上の水中へと溶質が移動することによって水域の水質に重大な影響を及ぼすことが懸念される。後述するように、開水路凹部流れの乱流構造に関しては様々な計測手法および数値解析手法等を駆使して研究が進められているが^{3), 4)}、乱流構造が水質に及ぼす影響に関しては検討が行われていない。本研究は、長方形断面水路の水路床凹部に堆積した底泥中の溶質が直上水中へと溶出する場合を想定して、この溶出に及ぼす凹部直上の水流の影響、および凹部形状の影響について基礎的な検討を行ったものである。

開水路凹部流れにおいて、堆積泥から直上水中への溶質の移動フラックス(溶出フラックス)は、凹部直上の水流速および凹部の形状(深さ、流下方向長さ等)に関係すると考えられる。そこで、本研究では、底泥材料としてカオリナイトを、溶質としてメチレンブルーを用いて、一方向流れの条件で凹部の深さを变化させた溶出実験を行い、凹部の形状(深さ)および凹部直上の水流速が溶出フラックスに及ぼす影響を調べた。また、凹部深さによる流れの形態変化に着目して、溶出過程のモデル化を試みた。

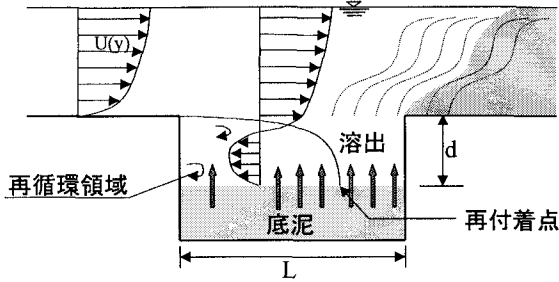


図-1 開水路凹部における流れと溶出現象(再付着有り)

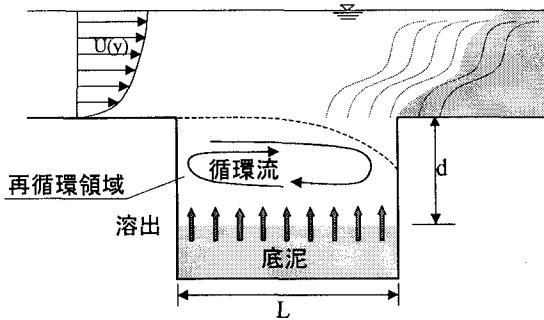


図-2 開水路凹部における流れと溶出現象(再付着無し)

2. 溶出過程のモデル化

(1) 開水路凹部における流れの構造

開水路凹部(トレンチ)流れは凹部の形状によって流れの形態が変化する。本研究では、水理学的特性について検討が行われている図-1, 2のような流れ場を対象とする。図-1に示すように、凹部流れは段落ち部と段上がり部が組合わさった複合流れである。すなわち、段落ち部直下流では流線の剥離、再付着に伴って再循環領域が形成されるが、そこで生成された剥離渦は段上がり部における流線急縮の影響を受け変形しながら流下する。また、凹部形状によっては、図-2のように流線の再付着は生じず、かわりに大規模な循環を伴うキャビティ的な流れが現れる。

このような凹部流れの乱流構造については、最近、可視化実験や数値解析による検討が行われているので^{3), 4)}、それらの知見を本研究での以下の考察において参考にした。

(2) 開水路凹部流れにおける溶出過程

筆者らによる滑面での溶出実験結果²⁾によれば、底泥から流水への溶質の移動フラックス(溶出フラックス)は底泥直上の水流速、および含水比や溶質含有量等の底泥物性の影響を受けて変化する。この理由は、溶出フラックスが底泥直上の濃度境界層における物質移動と底泥内部の吸脱着を伴う物質移動の双方に規定されるからであ

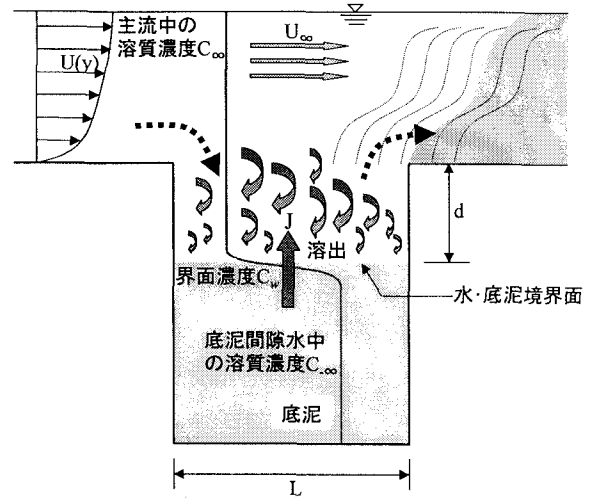


図-3 開水路凹部流れにおける溶出現象(概念図)

る。この結果をもとに、開水路凹部流れにおける溶出過程について以下に考察する。

図-3は、開水路凹部流れにおける底泥から流水への溶質移動過程(溶出過程)を模式的に示したものである。まず、水・底泥境界面直上において、上層水流速と凹部形状によって上述(2.(1))のような流れ場が形成される。界面から直上へと向かう溶質の移動フラックスは、底泥表面に接している水塊が上層の水塊と混合交換を行う頻度、および界面と上層との溶質濃度差で決まる。一方、底泥内部では、図-3に示すように底泥内部から界面へ向かうとともに濃度が変化する溶質濃度分布が形成される。溶出フラックス(図-3中の J)は、底泥内部における吸脱着を伴う物質移動と底泥直上の乱流構造によって決定される。すなわち、定常状態では上述の水塊の混合交換による底泥表面から上層へと向かう溶質のフラックスと、底泥表層部での内部から表面へと向かう溶質のフラックスは等しく、両者の物質移動がバランスするところで界面濃度 C_w が決まる。

したがって、開水路凹部流れにおける溶出フラックス推定に際しては、凹部流れの乱流構造の解明に加えて、界面直上の流れ場と底泥内部での吸脱着を伴う物質移動との相互作用の把握、および底泥内部における吸脱着を伴う物質移動の定式化、を行わねばならない。すなわち、凹部直上の水流速や凹部の形状の変化に伴う流れの形態の変化が界面濃度 C_w に及ぼす影響、および底泥物性(含水比、溶質含有量等)の変化に伴う底泥内部での物質移動過程の変化が界面濃度 C_w に及ぼす影響、を明らかにし、両者の影響に関してそれぞれ定式化を行う必要がある。

(3) 開水路凹部流れにおける物質移動の定式化

本研究では、流れの形態(図-1, 2)と物質移動との関係に着目し、流れ場での物質移動のモデル化に焦点を絞って解析を行う。流れおよび溶出過程は定常状態であ

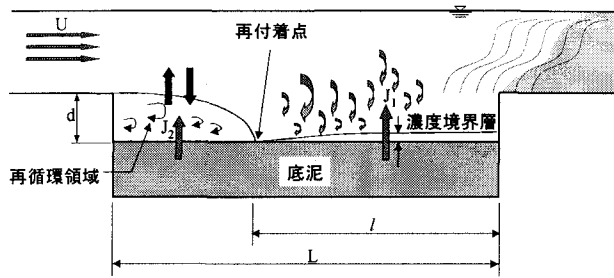


図-4 溶出過程の模式図(再付着有り)

ることを前提として、物理的な物質の移動のみを対象とし、化学的な物質変換や微生物の代謝等は考慮しない。また、十分に発達した乱流場を想定している。

トレンチが浅い場合、流れは再付着した後、その下流側では境界層流れへと移行すると考えられる(図-1)。ここでの溶出過程は、底泥表面が平坦で滑面の場合に比較的近いものとなる。一方、トレンチ深さが大きくなれば、再付着を伴う流れからキャビティー流れへと移行し(図-2)、溶出フラックスはキャビティーにおける水塊の混合交換に規定されるようになる。このようにトレンチ深さによって溶質移動形態が変化する過程をモデル中に組み込む必要がある。

図-4のように、溶出フラックス J を境界層流れによる J_1 とキャビティー流れによる J_2 とに分けて考え、以下のように表示。

$$J = \frac{l}{L} J_1 + \frac{L-l}{L} J_2 \quad (1)$$

ここに、 L : トレンチ流下方向長さ、 l : 境界層流れの領域の長さスケールである。

上式中の J_1 、 J_2 はそれぞれ、筆者らによる滑面での解析結果²⁾、および浸透説⁵⁾に基づいて次式で表す。

$$J_1 = \frac{3\sqrt{6}}{8\pi} nSc^{-\frac{2}{3}} \sqrt{f} U (C_w - C_\infty) \quad (2)$$

$$J_2 = \alpha \sqrt{\frac{D}{T}} (C_w - C_\infty) \quad (3)$$

ここに、 U : 断面平均流速、 C_∞ : 主流中の溶質濃度、 C_w : 界面での溶質濃度、 $Sc(=\nu/D)$: シュミット数、 $f(=8\tau_0/\rho U^2)$: 摩擦抵抗係数、 ν : 動粘性係数、 D : 物質の分子拡散係数、 τ_0 : 底面せん断応力、 ρ : 水の密度、 $n(=0.1)$ 、 α : 定数、 T : キャビティー内において底泥表面に接している水塊の滞留時間スケールである。定式化に際しては、キャビティー内において底泥表面に接している水塊は一定時間滞留した後上層の水塊と入れ換わり、これに伴い溶質の移動が行われると考えている。

いま、上式(3)中の滞留時間スケール T を凹部直上の主流流速 U_∞ とトレンチ深さ d を用いて

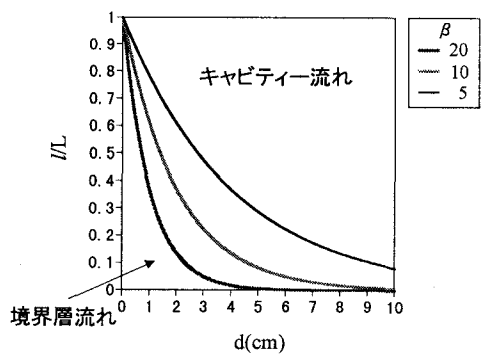


図-5 $l/L \sim d$ 関係

$$T \propto \frac{d}{U_\infty} \quad (4)$$

とすれば、式(3)は次式のように変形される。

$$\begin{aligned} J_2 &= \alpha' \sqrt{\frac{DU_\infty}{d}} (C_w - C_\infty) \\ &= \alpha \sqrt{\frac{DU_\infty}{d}} (C_w - C_\infty) \end{aligned} \quad (5)$$

上式において α' を改めて α とした。

次に、式(1)中の境界層流れの領域の長さスケール l はトレンチ深さ d 、およびトレンチ流下方向長さ L に関する。既述のように、 d が大きくなれば再付着を伴う流れからキャビティー流れへと遷移するので、 d とともに l は小さくなる。また、 L が大きくなるに伴い l も大きくなると考えられる。そこで l を d および L の関数(アスペクト比 d/L の関数)として次式のように表す。

$$l = Le^{-\beta \frac{d}{L}} \quad (6)$$

ここに、 β は定数である。

式(2)、(5)、(6)より、溶出フラックス J を表す次式が導かれる。

$$\begin{aligned} J &= \left\{ \frac{3\sqrt{6}}{8\pi} nSc^{-\frac{2}{3}} \sqrt{f} U e^{-\beta \frac{d}{L}} + \right. \\ &\quad \left. + \alpha \sqrt{\frac{DU_\infty}{d}} (1 - e^{-\beta \frac{d}{L}}) \right\} (C_w - C_\infty) \end{aligned} \quad (7)$$

上式中には α 、 β の2つのモデル定数が含まれる。このうち、 β は再付着を伴う流れからキャビティー流れへと流れの形態が変化することを表現するために導入したモデル定数である。そこで、この β を実験結果を基に以下のように決定した。

長方形断面開水路(幅20cm)を用いて行われた開水路凹部流れ(トレンチ流下方向長さ $L=20$ cm)に関する実験結果³⁾によると、トレンチ深さ $d=4$ cmで再付着を伴う流

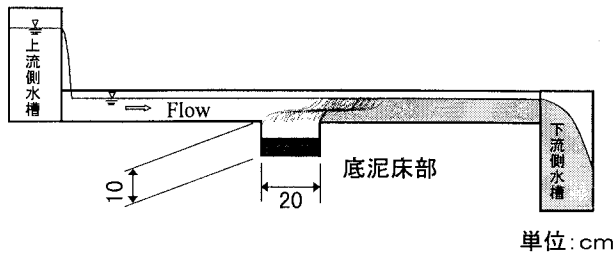


図-6 実験水路

れからキャビティー流れへと遷移する。図-5は(6)式において $\beta=5, 10, 20$ とした場合の UL とトレンチ深さ d との関係を示したものである。なお、トレンチ流下方向長さは、実験と同様 $L=20\text{cm}$ としてある。図中の実線の上側はキャビティー流れの領域であり、下側は境界層流れの領域である。この図において、 $\beta=20$ のとき $d=4\text{cm}$ に対して $l=0$ となり、再付着を伴う流れからキャビティー流れへと遷移することを意味するので、本研究では $\beta=20$ とする。

3. 溶出実験

(1) 実験装置と方法

開水路凹部流れにおける、底泥から流水への溶質の溶出に関する基礎実験を図-6に示すような長さ700cm、幅20cm、側壁高さ20cmの矩形断面アクリル樹脂製開水路で実施した。この水路の上流端より約5mの位置に長さ20cm、深さ10cmの凹部を設置して、この凹部にカオリナイトとメチレンブルー水溶液を用いて適当な含水比に調整した底泥を所定の高さに敷き、通水した。各流速ごとに水路下流端でサンプルを採水し、光電分光光度計により吸光度を測定する。予め求めておいた濃度と吸光度の関係式よりサンプル中のメチレンブルー濃度を算定し、次式によって溶出フラックスを求めた。

$$J = QC / A \quad (8)$$

ここに、 J : 溶出フラックス、 Q : 流量、 C : 採水したサンプル中のメチレンブルー濃度、 A : 底泥床部の面積($=0.04\text{m}^2$)。

前述のように、溶出フラックスは流れ場の諸条件と底泥物性(含水比、溶質含有量等)の双方の影響を受けるが、本研究においては流れ場の影響に焦点を絞って検討を行うこととする。したがって、物性がほぼ一定(含水比 $w \approx 150\%$ 、メチレンブルー濃度(調整時) $C_i=15000\text{mg/l}$)の底泥を用い、この底泥を敷き詰める量を調整することでトレンチ深さ d を1~8cmの間で変化させて溶出実験を行った。また、溶出に及ぼす凹部直上の流速の影響を調べるために、各実験において流速を変化させた。

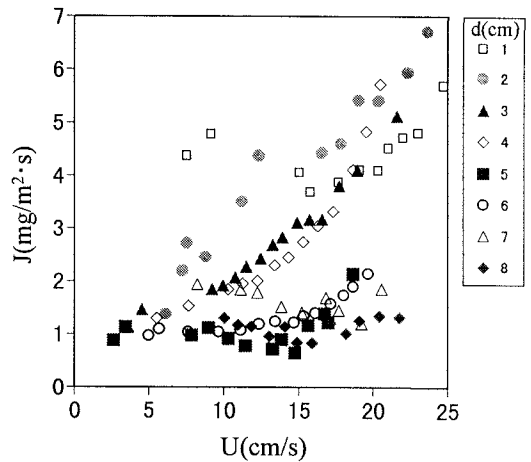


図-7 溶出フラックスと流速の関係

(2) 開水路凹部流れにおける溶質の溶出特性

溶出実験による溶出フラックス J と断面平均流速 U との関係を、トレンチ深さごとにシンボルを変えて図-7に示す。この図より、トレンチ深さが小さい場合($d=1, 2\text{cm}$)のプロットが上方に並ぶのが見て取れる。また、トレンチ深さが大きくなると($d=3, 4\text{cm}$)、プロットは少し下方に平行移動するようである。溶出フラックス J と流速 U との関係は、トレンチ深さが1~4cmでは、流速とともにフラックスは増加することが明らかである。

次に、 $d=5\text{cm}$ になると $d=1\sim 4\text{cm}$ の場合とは異なりプロットは急激に下方へとシフトするとともに、流速の増加に対する溶出フラックスの増加率(図中の勾配)が緩やかになる。 $d=6\text{cm}$ でもこの傾向は同じである。また、これ以上トレンチ深さを大きく($d=7, 8\text{cm}$)してもプロットが下方へとシフトすることはないが、溶出フラックスの流速に対する依存性はトレンチ深さとともに小さくなるように思われる。

トレンチ深さによる溶出特性の変化は、トレンチ形状の変化に伴う流れの形態変化に起因するものである。すなわち、トレンチ深さ $d=1, 2, 3\text{cm}$ の場合は再付着を伴う流れ(図-1)であり、 $d=4\text{cm}$ でキャビティー流れ(図-2)へと遷移する³⁾。また、5cm以上のトレンチ深さでは完全なキャビティー流れとなる。水・底泥間の溶質の移動フラックスは、底泥表面に接している水塊が上層水と混合交換を行う頻度で決まる。トレンチが浅い場合、トレンチ直上の流速とともにこの混合交換の頻度が増加するので溶出フラックスが増加すると考えられる。一方、トレンチ深さが大きい($d=5\text{cm}$ 以上)場合、トレンチ直上の流速が大きくなれば循環流の速度も大きくなり、トレンチ主流間の水塊の交換は活発になるが、上述の底泥表面と接している水塊がその上層の水塊と混合交換を行う頻度は流れが再付着する場合ほど増加しないので、溶出フラックスの流速依存性が小さくなるものと推察される。

以上のように、トレンチ深さが大きくなるとともにトレンチ直上の水流速が底泥表面と接している水塊の混合

交換に及ぼす影響は小さくなり、溶出フラックスの流速依存性が小さくなるものと考えられる。

4. 溶出フラックスの推定式

(1) 流れの形態変化に着目した溶出フラックス推定式

開水路凹部流れにおける水・底泥間での溶質の移動現象に対して、前述(2.(3))のような考察を行い、溶出フラックスを凹部直上の水流速と凹部形状(深さ d 、アスペクト比 d/L)の関数として定式化した。この式を無次元表示すれば、シャーウッド数 Sh (無次元溶出フラックス)がレイノルズ数 Re 、シュミット数 Sc 、およびアスペクト比 d/L 等の関数として次式で表される。

$$Sh = \frac{3\sqrt{6}}{8\pi} nmSc^{\frac{1}{3}} Re^{\frac{7}{8}} e^{-\beta \frac{d}{L}} + \alpha \sqrt{ReSc} \frac{R_H}{d} (1 - e^{-\beta \frac{d}{L}}) \quad (9)$$

ここに、

$$Sh = \frac{h_D R_H}{D} = \frac{J}{C_{\infty} - C_w} \cdot \frac{R_H}{D} \quad (10)$$

$$Re = \frac{UR_H}{\nu} \quad (11)$$

上式中の h_D は物質伝達率、 R_H は径深である。なお、無次元化に際して、(7)式右辺第1項中の U は(2)式の導出の過程を考えれば、底泥直上(凹部)の断面平均流速とするべきであり、摩擦抵抗係数 f も凹部で定義されるべきものである。しかし、図-5より境界層流れの領域の存在が考えられるのはトレンチが浅い場合だけであるので、ここでは U を流入平均流速で近似することにする。同様に、径深 R_H は流入水深より算定した。また、(7)式右辺第2項のキャビティー直上の主流流速 U_{∞} に関して、流入平均流速としている。さらに、摩擦抵抗係数 f には次の Blasius の式を用いた。

$$f = 0.3164 \cdot (4Re)^{-1/4} \quad (12)$$

したがって、式(9)中の定数 m は $m=0.473$ である。

一方、(10)式中の C_{∞} は底泥間隙水中のメチレンブルー濃度であり、底泥含水比 w とメチレンブルー濃度(調整時) C_i の関数として次式で与えられる²⁾。

$$C_{\infty} = \frac{-g(C_i, w) + \sqrt{\{g(C_i, w)\}^2 + 4.22C_i}}{4.22} \quad (13)$$

ここに、

$$g(C_i, w) = 1 + 1.072 \times 10^6 / w - 2.11C_i$$

溶出フラックス推定式(7)は界面濃度 C_w を含んだ形で

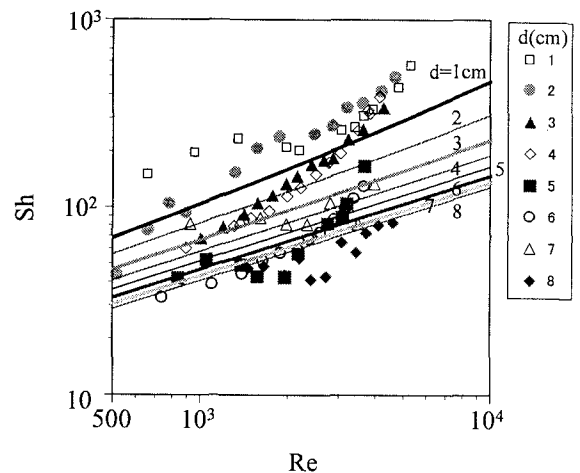


図-8 溶出フラックス推定値と実験値の比較

定式化されているので、溶出フラックス推定に際しては C_w の値を知る必要がある。しかしながら、この C_w は底泥直上の流れ場の諸条件と底泥物性等の関数として与えられるべきものである。

本研究においては、特に凹部流れと物質移動との関係に着目しているため、ここでは C_w を C_{∞} で近似して ($C_w \approx C_{\infty}$)、推定式(9)が開水路凹部流れにおける溶出現象を定性的に表現し得るかを以下に検証する。

まず、実験によるシャーウッド数 Sh の算定について、底泥間隙水中の溶質濃度 C_{∞} は実験時の底泥の物性から式(13)より求め、 C_{∞} は採水測定した濃度とする。さらに、実験時の径深 R_H (前述のように流入水深)と拡散係数 D を用いて、式(10)より Sh 数を求めた。

図-8は以上のようにして得られた実験値のプロットと、(9)式でモデル定数を $\alpha=0.01$ として得られる $Sh \sim Re$ 関係曲線とを併示したものである。なお、実験時の Sc 数は 2800~3900 であったが、推定式には一定値 $Sc=3500$ を与えた。

図-8より、推定式はトレンチ深さとともにグラフの傾き (Re 数に対する Sh 数の増加率) をそれほど変化させることなく下方へとシフトするような値を与える。また、 $d=5\text{cm}$ 以上ではグラフの傾きは実験値と推定値でほぼ同程度である。これは、トレンチ深さが大きいキャビティー流れにおける溶出過程に対しては、底泥表面に接している水塊の交換を想定して定式化した(3)式がよくあてはまることを裏付けるものである。

一方、 $d=4\text{cm}$ 以下では推定値ほどのトレンチ深さにおいてもほぼ平行であるのに対し、実験値は推定値よりもグラフの傾きが大きく、推定式(9)は実験結果を再現できない。このように、 $d=4\text{cm}$ を境にグラフの傾きが変化するの、流れの形態(再付着の有無)による影響であると推察し、以下の考察によって推定式の改良を試みた。

(2) 再付着が溶出に及ぼす影響の評価とモデルの改良

剥離・再付着を伴う典型的な流れ場の1つであるバツ

クステップ流れの熱伝達においては、プラントル数 $Pr(\nu/a, a: \text{温度伝導率})$ が大きい場合、再付着点近傍で熱伝達率が最大になることが知られている⁶⁾。 Pr 数が大きくなる程、この傾向は顕著になる。

本研究で対象とするような Sc 数の大きい物質の移動現象においても、再付着点近傍で物質伝達率が最大になると推察される。 トレンチ深さ $d=4\text{cm}$ を境にグラフの傾き、および Sh 数の絶対値が大きく変化するのは、再付着に伴う高い物質伝達率によるものと考え、この再付着によるフラックス J' を溶出フラックス推定式(7)に付加することとする。 この J' は主流流速 U_∞ と溶質濃度差 $C_w - C_\infty$ の関数として次式のように表す。

$$J' = \gamma U_\infty (C_w - C_\infty) \quad (d/L < 1/6) \quad (14, a)$$

$$J' = 0 \quad (d/L > 1/6) \quad (14, b)$$

ここに、 γ は定数である。 なお、前述(2. (3))の実験結果⁹⁾によると、再付着点距離は $6.0d \sim 7.5d$ であるので、ここでは、 $d/L < 1/6$ の場合には再付着する流れ、 $d/L > 1/6$ の場合には再付着しないキャビティー流れとした。

以上より、溶出フラックスは次式のように表される。

$$Sh = \frac{3\sqrt{6}}{8\pi} nmSc^3 Re^{\frac{7}{8}} e^{-\beta \frac{d}{L}} + \alpha \sqrt{ReSc} \frac{R_H}{d} (1 - e^{-\beta \frac{d}{L}}) + \gamma ReSc \quad (d/L < 1/6) \quad (15, a)$$

$$Sh = \frac{3\sqrt{6}}{8\pi} nmSc^3 Re^{\frac{7}{8}} e^{-\beta \frac{d}{L}} + \alpha \sqrt{ReSc} \frac{R_H}{d} (1 - e^{-\beta \frac{d}{L}}) \quad (d/L > 1/6) \quad (15, b)$$

式(15)による Sh 数の推定値を実験値と併せて図-9に示す。 なお、モデル定数 γ は 10^5 とした。 この図より、 $d=4\text{cm}$ の場合を除いて、トレンチが深くなり流れの形態が変化する($d=4\text{cm}$ を境に)とともにグラフの傾きが大きく変化する実験値の傾向が、本モデルによって定性的には再現し得るものといえよう。 しかし、本モデルでは溶出フラックスの定式化に際して、底泥物性の影響を考慮せずに C_w を C_∞ で近似しているため、推定式の精度について問題が残っている。

また、再付着点近傍における熱・物質伝達に関しては未解明な部分が多く、(14)式のような定式化の妥当性の検証については今後の課題としたい。

5. むすび

開水路凹部流れにおける水・底泥間の溶質移動について、一方向流れ場における底泥材料としてカオリナイトを、溶質としてメチレンブルーを用いた溶出実験により、底泥から流水への溶質の溶出フラックスがトレンチ深さおよびトレンチ直上の水流速の影響を受けて変化するこ

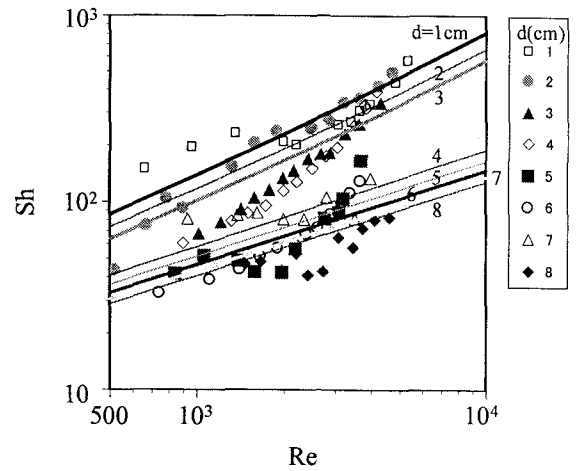


図-9 式(15)による溶出フラックス推定値と実験値の比較

とを確かめた。 すなわち、溶出フラックスはトレンチ深さに係わらず流速とともに増加する。 また、トレンチ深さとともに溶出フラックスの流速依存性が小さくなる。 そして、トレンチ深さが小さい場合の方が大きい場合よりも溶出フラックスは大きい。

本研究では、開水路凹部の流れの形態と物質移動との関係について検討を行ったが、今後は含水比等の底泥物性が溶出に及ぼす影響を調べるとともに、このような底泥物性の影響をもモデル中に組み込む必要がある。

謝辞：本研究で行った実験において、メチレンブルー濃度測定に際し、大分県産業科学技術センター 後藤文治主幹研究員に便宜を図って頂いた。 また、その時々の大分工業高等専門学校卒研究生諸氏のご助力を得た。 ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) 例えば、中村由行：底質の酸素消費過程における濃度境界層の役割、水環境学会誌、第16巻、第10号、pp.732-741、1993。
- 2) 東野 誠、神田 徹：一方向流れ場における底泥から上層水への溶解性物質の溶出過程、土木学会論文集、No.621/II-47、pp.167-177、1999。
- 3) 藤田一郎、神田 徹、門脇正夫、森田卓光：開水路凹部流れのPIVおよびLESによる乱流解析、土木学会論文集、No.539/II-35、pp.79-88、1996。
- 4) 瀬津家久、山本義暢：開水路キャビティー流れの乱流構造に関する研究、土木学会論文集、No.614/II-46、pp.51-63、1999。
- 5) Higbie, R.: The rate of adsorption of a pure gas into a still liquid during short period of exposure, Trans. Alch.E., vol.31, 1935。
- 6) 数値流体力学編集委員編：乱流解析-数値流体力学シリーズ 3-, 東京大学出版会、1996。

(1999. 9. 30 受付)