

水・底泥界面での物質移動速度に及ぼす底面粗度の影響

中村 由行*・柳町 武志**・井上 徹教***

1. 緒 言

河川、湖沼及び海洋の水・底泥界面は様々な物質交換の場となっており、そこでの物質移動速度を把握する事は、水質管理上或いは地球化学における初期続成作用や生態系の理解のために重要である。底泥表面でのフラックスの研究は、従来、もっぱら生物・化学的な面についての研究が主体であったが、近年、流れがフラックスを大きくかえる事が注目されはじめ、水理学的な影響についても研究が行われはじめた(例えば、Belanger, 1981; 細井ら, 1992)。著者ら(中村, 1993; Nakamura・Stefan, 1994; 中村ら, 1994; Nakamura, 1994)は、境界層理論を応用して、底面直上の水の流れが底質の酸素消費速度及びリンの溶出フラックスに及ぼす影響を理論的に解析してきた。これらはいずれも底泥表面が水理学的滑面の場合を対象としている。粗面の場合には、滑面にくらべて熱や物質のフラックスが数倍増加する事が伝熱工学や化学工学の分野で知られている。実水域においても、生物活動由来の表面の粗さや侵食作用に基づく起伏等があるため、同様な粗度の効果が予想されるが、粗度の影響を考慮した研究はきわめて少ない。最近、Jørgensen and Des Marais (1990)は空間分解能の高い微小酸素電極を用いて底面近傍の幾何学的形状と濃度分布を詳細に測定しているが、フラックスと粗度との関係については定性的な表現にとどまっている。そこで、本研究では、底質による酸素消費速度を例に、実験的及び理論的に粗度が底質表面での物質輸送フラックスに及ぼす影響を調べる事を目的とする。

2. 理論解析

底泥表面近傍の溶存酸素の輸送及び反応の過程を、界面直上の流体部分における拡散過程と、底質内部の反応過程にわけて考える。堆積物表面には、ごく薄い濃度境界層が形成され、そこでの拡散輸送が、底質内部の反応の律速段階となり得る事は広く認められている。堆積物

表面が水理学的滑面である場合には、いくつかのモデル化が提唱されている(例えば、Nakamura・Stefan, 1994; Rahm・Svensson, 1989)。海底表面ではマンガン床、生物膜や生物活動由来の起伏が底質の粒径よりも大きなスケールで存在する事が知られている。しかしながら、表面粗度が物質の拡散フラックスに及ぼす影響を解析した例としては、現在のところ、Dade (1993)の研究があるにすぎない。そこで、まず、底面直上の拡散輸送に対して、Dade (1993)の解析に沿って定式化を行う。一般に、Dadeの解析も含め、境界層理論をもとにした解析では、物質の拡散フラックスは、界面におけるその物質の濃度と十分界面から離れた点における濃度(或いは境界層平均濃度)との差に比例した形で表現される。いわば、底質内部の反応の影響は界面での濃度に集中的に反映した形となっている。しかしながら、界面濃度自体は境界層の流れの構造と底質内部の反応速度の両者の影響を含むのであり、実際には、界面での溶存酸素のフラックスが底質内部での全消費速度につり合うように、界面濃度が受動的に決まる。そこで、底質内部の酸素消費反応速度をモデル化する必要がある。これに関しては、Nakamura・Stefan (1994)と同様の解析を行う。最後に、濃度境界層の部分及び底質内部の部分について別々に解かれた式を連立し、界面濃度を含まない形でフラックスを表現する。得られた式は、底質直上の水の性質(流速、境界層の厚さ、溶存酸素濃度等)、底面の幾何学的形状(粗度)、及び底質内部の性質(酸素反応速度、酸化還元電位、pH等)の影響を、直接或いは間接に表現している。

2.1 濃度境界層における物質輸送速度に及ぼす粗度の影響

底面直上の流れがフラックスを変化させる理由は、流れの乱流構造が流速分布と同様に、濃度分布を決定するためである。従って、境界層の乱流構造を正確に表現できるモデル化が必要である。完全粗面乱流に対しては、滑面の場合と同様に、普遍的な流速分布則及び抵抗則が確立している。粗滑遷移領域においては、粗度要素の幾何学的形状や配置方法によって抵抗が変化するため、一般的な定式化を行うのは困難である。そのため、物質の拡散フラックスを推定する式は、滑面を対象にしたもの

* 正 会 員 工博 九州大学助教授 工学部建設都市工学科
 ** 学生会員 九州大学大学院 工学研究科修士課程
 *** 学生会員 九州大学大学院 工学研究科修士課程

と、完全粗面を対象としたものがあるにすぎない。しかしながら、熱や物質のフラックスは、一般に粗滑遷移領域において極大値をとる事が、伝熱工学や化学工学の分野で知られており、任意の粗度条件に対してフラックスを推定できる方法を開発する事は非常に重要である。現在のところ、比較的簡便な計算スキームで、粗滑遷移領域を含む幅広い粗度条件に対してフラックスを推定できる方法を提唱しているものは、Dade (1993) の研究があるにすぎない。そこで、本節では、彼のスキームに従って、粗度の影響に関する解析を行う。

完全粗面乱流の平均流速分布は、壁面から基準面 z_0 だけ離れた位置を境界とし、そこよりも遠方の対数速度分布となる領域と、壁面に近接した平均流速が 0 となる領域にわけることができる。熱や物質輸送の問題を解析する場合にも、以上二つの領域にわけて考え、前者に対しては速度分布とのアナロジーで濃度分布及びフラックスを考えるのに対し、後者に対しては間欠的な渦の交換によって物質移動が生じるとする Cavity Vortex Theory が提唱されてきた (Dipprey・Sabersky, 1963). Dade (1993) はこの考え方が粗滑遷移領域にも成り立つものと考え、一般化に成功している。完全粗面に対しては k_s/z_0 (k_s は砂粒相当粗度) は 30 とおかれるのが一般的であるが、彼はこの値を 10 として解析している。図-1 に粗面近傍の座標軸の定義と一般的な濃度及び流速分布を示す。

一般に、壁面での物質のフラックス J は、境界層内平均流速 $\langle U \rangle$ と平均濃度 $\langle C \rangle$ (十分発達した管路流においては管内平均流速及び平均濃度)、及び壁面での濃度 C_{bed} を用いて無次元化されたスタント数 St によって表現される事が多い。Dade (1993) によって最終的に表現された式は以下のように与えられる。

$$J_{0+} \equiv \frac{J}{u_* \langle C \rangle - C_{bed}} = \left(\frac{C_D}{2} \right)^{0.5} \frac{1}{(J_{0+})^{-1} + \langle A \rangle} \quad (1)$$

ここで、 J は鉛直上向きを正とし、 $\langle \rangle$ を用いて表現された量は、境界層内の平均値を示す。また、 C_D は底面抵抗係数であり、境界層厚さを δ とすると、 $\langle U \rangle$ との関係が次式で与えられる。

$$\langle U \rangle = \frac{1}{\delta_+} \int_{z_{0+}}^{z_+} U_+(z_+) dz_+ = \left(\frac{\langle U \rangle}{u_*} \right) = \left(\frac{2}{C_D} \right)^{0.5} \quad (2)$$

さらに、 U_+ 、 $\langle A \rangle$ は以下の様に与えられる。

$$U_+(z_+) = \int_{z_{0+}}^{z_+} \left(\left(1 - \frac{z'_+}{\delta_+} \right) / (1 + \nu_{t+}) \right) dz'_+ \quad (3)$$

$$\langle A \rangle = \frac{1}{\delta_+} \int_{z_{0+}}^{z_+} A(z_+) dz_+ \quad A(z_+) = \int_{z_{0+}}^{z_+} \frac{dz'_+}{Sc^{-1} + \nu_{t+}} \quad (4)$$

$$Sc = \nu/D \quad (5)$$

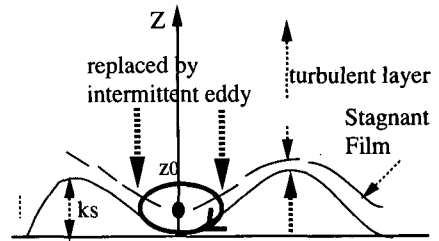


図-1 粗い底面近傍の模式図

但し、記号 $+$ は、摩擦速度 u_* 及び動粘性係数 ν を用いて無次元化された量を表す。また、 D は分子拡散係数である。(3) 及び (4) において、 ν_{t+} は、 z_+ の範囲で異なった関数形をとり、

1) $z_+ > 10$ の時

$$\nu_{t+} = \left\langle \left[\kappa z_+ \left(1 - \frac{z_+}{\delta_+} \right)^2 - 2 \right] + \left\{ \left[\kappa z_+ \left(1 - \frac{z_+}{\delta_+} \right)^2 - 2 \right]^2 - 4 \right\}^{0.5} \right\rangle / 2 \quad (6)$$

2) $z_+ \leq 10$ の時

$$\nu_{t+} = \kappa z_+ \quad (7)$$

となる。

(1) 式の導出過程を簡単に述べ、(1) 式の意味を考えてみよう。定常状態で、水中での物質の反応を無視できるものとすれば、物質のフラックス J は、一定である。従って、基礎式

$$J = -(D + \nu_t) \frac{\partial C}{\partial z} \quad (8)$$

を、無次元濃度

$$C_+ \equiv \frac{u_* \{ C(z_+) - C_{bed} \}}{-J} \quad (9)$$

を用いて無次元化すると

$$1 = \left(\frac{1}{Sc} + \nu_{t+} \right) \frac{\partial C_+}{\partial z_+} \quad (10)$$

が得られる。(10) から、 z_+ の区間を z_{0+} 以下及びそれ以上の領域に分けて表現すると次の様に書ける。

$$\int_0^{C_+(z_+)} dC_+ = \int_0^{C_+(z_{0+})} dC_+ + \int_{C_+(z_{0+})}^{C_+(z_+)} dC_+ \\ = \int_0^{z_{0+}} \frac{dz'_+}{Sc^{-1} + \nu_{t+}} + \int_{z_{0+}}^{z_+} \frac{dz'_+}{Sc^{-1} + \nu_{t+}} \quad (11)$$

(11) を z_+ 方向に積分すれば、

$$\langle C_+ \rangle = \left(\frac{u_* \{ \langle C \rangle - C_{bed} \}}{-J} \right) = \frac{1}{J_+} = \frac{1}{J_{0+}} + \langle A(z_+) \rangle \quad (12)$$

が成り立つ。 J の逆数 J^{-1} は拡散抵抗を表している。すなわち、物質が壁面から十分離れた ($z_+ \gg z_0$) 場所から底質表面へ輸送される時の全拡散抵抗が J_+^{-1} (または、 $\langle C_+ \rangle$) でありそのうち $z_+ \gg z_0$ における乱流域の抵抗が $\langle A(z_+) \rangle$ 、

粗度要素間にできる cavity ($z \leq z_0$) における抵抗が, J_{0+} であるとしなすことができる。 $\langle A(z_+) \rangle$ は, 上述の (4), (5) を用いて計算できる。一方, J_{0+} は化学工学等で用いられている cavity vortex 理論により, 粗度 k_s の関数として表現できる。cavity vortex 理論は, 自由水面における輸送過程を表現するモデル, 浸透説や表面更新説に類似した理論であり, 物質のフラックスが渦の更新の頻度 s^{-1} 又は渦が底面に存在する代表時間 s を用いて

$$-J \approx (Ds^{-1})^{0.5} \Delta C \quad (13)$$

と書くことができる。ここでは粗度要素の中の現象を考えているので cavity 内の渦の代表流速は u_* , 穴のスケールは k_s であるから渦は,

$$s \sim k_s / u_* \quad (14)$$

の時間だけ存在し得る。また, 濃度差としては,

$$\Delta C = C(z_+) - C_{bed} \quad (15)$$

をとるべきであるから, (14) (15) を (13) に代入すると, cavity 内の底面の極く近傍でのフラックス $-J$ は,

$$-J = c_1 (Du_* k_s^{-1})^{0.5} (C(z_+) - C_{bed}) \quad (16)$$

と書くことができる。よって, (11) より

$$\begin{aligned} J_{0+} &= \frac{-J}{u_* (C(z_+) - C_{bed})} = c_1 (Du_*^{-1} k_s^{-1})^{0.5} \\ &= c_1 (Re_* Sc)^{-0.5} \quad (17) \end{aligned}$$

が成り立つ。ただし, c_1 は, 未定の定数。

以上より, (17) を (1) に代入すれば, フラックス J を与える式が次式のように表わされる。

$$-J = \alpha \langle U \rangle \langle C \rangle - C_{bed} \quad (18)$$

$$\alpha = \left(\frac{C_D}{2} \right)^{0.5} \frac{1}{c_1^{-1} (Re_* Sc)^{0.5} + \langle A \rangle} \quad (19)$$

ここで, Dade (1993) の解析方法の妥当性を検証してみよう。まず, 粗面乱流の基本的な性質を再現できているかどうか, という点に関して, 平均流速分布と抵抗係数の値を彼のスキームに従って計算し, 抵抗係数とレイノルズ数との関係をプロットしたのが図-2 である。滑面の場合には, 開水路で一般に用いられる式と比較してあるが, 抵抗係数の値はきわめて良く再現されている。相対粗度が大きくなると滑面の式からずれて増加し, Re 数の大きい領域では一定値に漸近していく様子もうまく表現されている。

次に, 式 (18) および (19) を用いて計算された無次元フラックス (St 数) と粗度レイノルズ数 Re_* との関係を調べてみよう。図-3 は, 滑面でのフラックスに対する粗面でのフラックスの比を縦軸にとり, Dawson・Trass (1972) による実験値を合わせてプロットしてある。Dawson・Trass (1972) は, フェリシアン化カリウム水溶液を用い, 印可電圧を負荷する事によって生じる壁面での電気化学反応の速度を電流を計測して求め, 壁面での物質のフラックスに換算している。実験には矩形断面の管

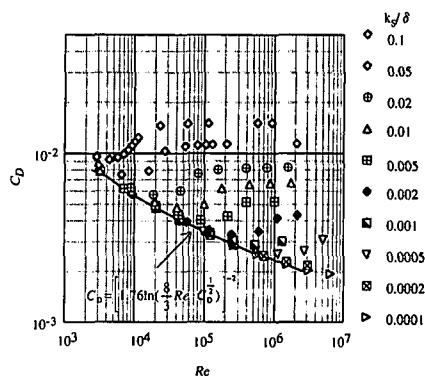


図-2 底面抵抗係数とレイノルズ数との関係

路を用い, 上面が平らな台形状の 8 種類の粗度要素に対して計測を行っている。計算値と測定値を比較すると, C_1 を 1 とおくとピークの値がほぼ再現できる事が分かる。その場合には, Sc 数が比較的小さい 390 の場合にはフラックスが約 2.5 倍になり, Sc 数が大きい, 4590 の場合には 4 倍程度となる。しかしながら, 実験値の方が小さい粗度レイノルズ数に対して敏感にフラックスが増加した結果となっている。この原因の一つとして, 粗度レイノルズ数を求める際に, 実験に用いた粗度の高さそのものを砂粒相当粗度とみなして用いたためと考えられる。一般には, 粗度レイノルズ数が 10 から 70 程度でフラックスが最大となる事が知られている (Dipprey・Sabersky, 1963; Dade, 1993)。

2.2 底質内部の反応のモデル化と総合的なフラックス評価式

次に, 実際に (18) を適用する際に問題となるのは, C_{bed} の推定法である。物理的には, C_{bed} の値は独立して与えるべきものではなく, 流体の条件 (U, C) と泥の生物化学的性質 (R : R は, 泥単位体積あたりの酸素消費速度) の両者の兼ね合いによって従属的に決まるはずの値である。従って, 底泥内の拡散・反応を与える式と境界層の拡散速度式 (18) の両方から C_{bed} を消去し, C_{bed} に依存しない形で, フラックスの式形を決めるのが合理的である。以上の考え方は, 既に滑面における酸素消費速度を対象とした, Nakamura・Stefan (1994) の解析において示されており, ここでもほぼその解析手順を踏襲して, 酸素のフラックスを測定する方法を考える。 R が, 深さ方向に一樣とすれば, 界面でのフラックス J が, 次式で与えられる。

$$-J = \sqrt{2D_s R C_{bed}} \quad (20)$$

(20) の値は, 例えば, (19) の値と一致しなければならないから,

$$\sqrt{2D_s R C_{bed}} = \alpha \langle U \rangle \langle C \rangle - C_{bed} \quad (21)$$

が成り立つ。上式から C_{bed} を求め, それを (18) に代入

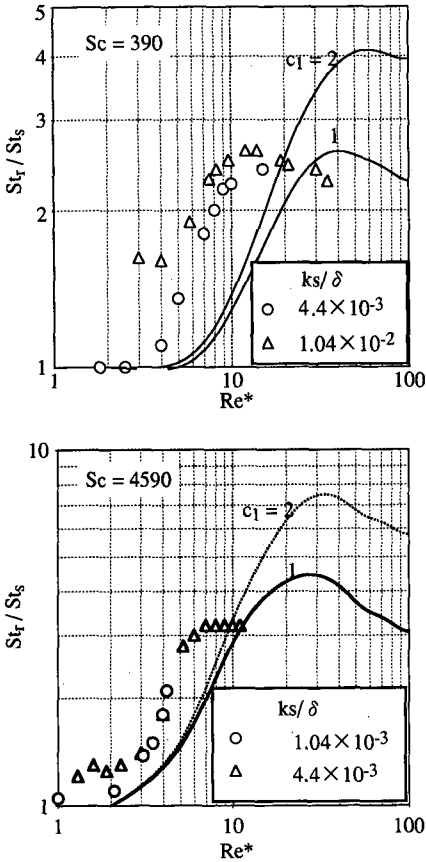


図-3 St数と粗度レイノルズ数との関係
(記号はDawson・Trassによる実験値)

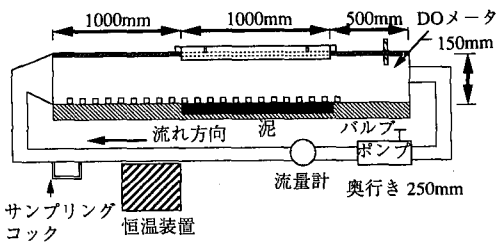


図-4 実験装置概略図

して整理すると、

$$-J_* = \frac{-1 + \sqrt{U_*^2}}{U_*} \quad (22)$$

となる。ここで、 J_* 及び U_* は以下に定義された無次元

$$U_* \equiv \sqrt{\frac{2\langle C \rangle \alpha}{D_s R}} \langle U \rangle \quad (23)$$

$$J_* \equiv \frac{J}{\sqrt{2 D_s R \langle C \rangle}} \quad (24)$$

フラックス及び無次元流速である。

式(22)を用いる事により、流体側の条件($\langle U \rangle$, $\langle C \rangle$), 底面形状 (k_s) 及び底泥の性質 (R , D_s) によってフラックスが計算できる。

3. 室内実験

以上の解析の結果を検証する目的で高さ15cmの矩形断面の循環式管路を用いた実験を行った。水路の一部に窪みをつけ、底泥を長さ1.0m、深さ10cmに敷き詰める事ができる。装置の概形を図-6に示す。実験では、福岡市内の都市河川、宇美川下流部から採取した底泥を用いた。循環水の溶存酸素濃度はDOメータ(TOA-25A)によりモニタリングし、適当な時間間隔で循環水をサンプリングしてSS、水の酸素消費速度(BOD)、リン濃度を測定した。全実験条件を通じて、水温は30℃、暗条件とした。巻き上げが起こらない範囲で流速を変化させ、レーザ流速計により平均流速分布、摩擦速度を求めた。用いた底泥及び流速条件では底泥表面は全て滑面の条件であった。したがって、粗度の大きさを積極的に変化させるために、3mm角及び5mm角の亚克力棒を人工粗度として底面上に敷き詰めた。粗度要素間の距離はいずれも5cmである。実験開始後、DO濃度の時系列変化から、水自体の酸素消費速度を補正後、底質の酸素消費速度(SOD)を求めた。いずれの実験も開始後6時間程度までは濃度変化率のばらつきが大きい、それ以後安定して変化した。従って、結果の整理と解析には、6時間経過後の実験値を用いた。

式(18)を用いた計算結果と実験結果とを比較したのが図-5である。ただし、界面での溶存酸素濃度は測定できていないため、第一次近似として、その値を0とおいて実験におけるSt数を求めた。従って、実験値のSt数は過小評価となっている可能性がある。両者を比較すると、実験値及び理論値共に、粗滑遷移領域においてフラックスが極大となる事がわかる。完全粗面の領域において、粗度の増加と共にフラックスが減少傾向となる理由は、

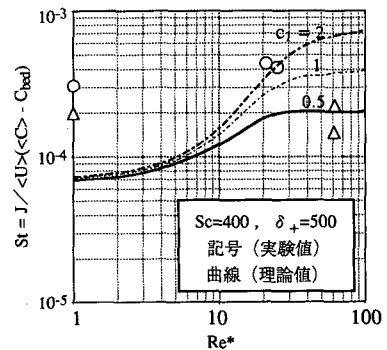


図-5 St数と粗度レイノルズ数の関係

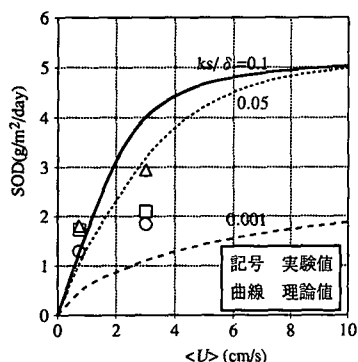


図-6 流速とSODの関係
(推定式 (22) を用いた理論値と実験値の比較)

かえって粗度要素間の cavity 部分の割合が増え、そこでの拡散抵抗が増すためであると考えられる。

また、理論計算の結果と比較して、実験値の方がやや大きい値を示している。実験では、滑面においても大きなフラックスとなっており、粗度要素の設置方法によるものではない事が示唆される。今のところ、底生生物による攪乱の影響である可能性が考えられる。生物攪乱の影響を定量的に評価する事は困難であるが、本実験では、底泥を実験装置に敷く際に、底生生物を除去する操作は行っていない。実験後、詳細に底泥を調べたところ、イトミミズ、貝類の存在が認められた。

最後に、Dade (1993) の方法と Nakamura・Stefan (1994) の方法を連立し、界面濃度を含まないフラックス推定式 (22) を用いた計算結果と実験値を比較したのが図-6である。ここで、底泥内部での見かけの拡散係数 $D_s = 1.0 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{s}$ 、湿泥単位体積当たりの酸素消費速度 $R = 2 \times 10^{-4} \text{ mg}/\text{cm}^3/\text{s}$ 、直上水の溶存酸素濃度 $\langle C \rangle = 5.0 \text{ g}/\text{m}^3$ を用いた。相対粗度がどの値の場合においても、溶存酸素のフラックスは流速に対して単調に増加する。しかしながら、滑面でのフラックスに比較して顕著にフラックスが増加しはじめる流速は、相対粗度の値によって異なる。流速が小さな場合には粘性底層のなかに埋没していた表面の凹凸が、流速を増加させると粘性底層の厚さが減少するために、次第に粗度として効きはじめるからである。一般に、粗度レイノルズ数が5の時が、粗度の影響があらわれる指標として用いられる事が多いが、分子拡散係数の小さい(シュミット数の大きい)物質に対してはより敏感に粗度の影響があらわれはじめる事が、図-3からもわかる。

4. 結 論

溶存酸素の底泥へのフラックスに及ぼす底面粗度の影

響を、実験的及び理論的に調べた。理論モデルは、乱流境界層の拡散輸送については Dade (1993) の解析手法を用い、底質内部の拡散及び酸素消費反応については Nakamura・Stefan (1994) の方法を用いた。両者を連立する事により、幅広い粗度の条件で溶存酸素のフラックスを推定する事が可能となった。本モデルは、底質直上の水の性質(流速、境界層の厚さ、溶存酸素濃度等)、底面の幾何学的形状(粗度)、及び底質内部の性質(酸素反応速度、酸化還元電位、pH等)の影響を、直接或いは間接に表現している。矩形断面での実験結果と理論計算の結果を比較したところ、粗滑遷移領域においてフラックスが極大となる傾向について、よい一致がみられた。

謝辞：本研究の一部は、文部省科学研究費補助金一般研究 (C) (06680543、代表者中村由行) 及び同一般研究 (C) (05650496、代表者小松利光) の補助をうけて行われた。ここに記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 中村由行 (1993): 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, pp. 732-741.
- 中村由行・御子神学 (1994): 低 Reynolds 数乱流モデルを用いた、水・底泥界面での物質移動の解析, 水工学論文集, 第38巻, pp. 223-228.
- 細井由彦・村上仁士・上月康則 (1992): 底泥による酸素消費に関する研究, 土木学会論文集, No. 456/II-21, pp. 83-92.
- Belanger, B. T. (1981): Benthic oxygen demand in Lake Apopka, Florida, Water Research, Vol. 15, pp. 267-274.
- Dade, W. B. (1993): Near-bed turbulence and hydrodynamic control of diffusional mass transfer at the sea floor, Limnol. Oceanogr., Vol. 38, pp. 52-69.
- Dawson, D. A. and O. Trass (1972): Mass transfer at rough surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp. 1317-1336.
- Dipprey, D. F. and R. H. Sabersky (1963): Heat and Momentum transfer in smooth and rough tubes at various Prandtl numbers, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 6, pp. 329-352.
- Jørgensen, B. B. and D. J. Des Marais (1990): Diffusive boundary layer of sediments: Oxygen microgradients over a microbial mat, Limnol. Oceanogr., Vol. 35, pp. 1343-1355.
- Nakamura, Y. and H. G. Stefan (1994): Effect of flow velocity on sediment oxygen demand: Theory, J. Envir. Egn., ASCE, Vol. 120, pp. 996-1016.
- Nakamura, Y. (1994): Effect of flow velocity on phosphate release from sediment, Water Sci. Tech., Vol. 30, pp. 263-272.
- Nikuradse, J. (1933): Laws for flow in rough pipes, V. D. I. Forsch. 361B, 4.
- Rahm, L. and U. Svensson (1989): On the mass transfer properties of the benthic boundary layer with an application to oxygen fluxes, Neth. J. Sea Res., Vol. 24, pp. 27-35.