水表面近傍における溶存気体濃度境界層厚さのスケーリング

九州大学総理工	学生会員	三木	達也
九州大学総理工	正会員	杉原	裕司
国立環境研究所	正会員	津守	博通

<u>1.はじめに</u>

乱流状態の水表面における CO₂ やO₂の気体交換機 構を明らかにすることは,環境水理学における重要 な課題の一つである.本研究の目的は,水表面近傍 に形成される溶存気体濃度境界層の厚さが,どのよ うなスケールを用いて普遍的に記述できるのかにつ いて理論と実験によって調べることである. 2.溶存気体濃度境界層厚さの理論的記述

本研究では, CO₂やO₂などの低溶解性の気体が大 気側から水側へ輸送される場合を考える.乱流場に は平均流がなく,水平面内において乱れは一様,等 方であるとする.また,溶存気体の平均濃度 C の鉛

直分布が次のように表されるものと仮定する.

$$\frac{\overline{C} - C_b}{Cs - C_b} = exp\left(-\frac{z}{\delta_*}\right) \tag{1}$$

ここで, C_s , C_b はそれぞれ水表面での平均濃度,水 表面から離れたバルク領域の平均濃度を示す.また, z は水表面を原点として鉛直下向きにとられた座標 であり, δ は濃度境界厚さを表す代表長さスケール である.気体の平均鉛直フラックス F は,以下のよ うに表すことができる.

$$F = -D \frac{d\overline{C}}{dz} \bigg|_{z=0} = k_L (C_S - C_b) \sim \overline{w'c'} \bigg|_{z=\delta_*} \quad (2)$$

ただし,D は溶存気体の分子拡散係数,kL は気体交換速度であり,w',c'はそれぞれ鉛直流速変動,気体 濃度変動を示す.溶存気体の濃度境界層は表面更新 渦のスケールに比べて十分に薄いものとすると,濃 度境界層内では水平流速変動 u',v'の鉛直変化は無 視できる.従って,連続の式より次式が得られる.

$$\frac{\partial w'}{\partial z} = -\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y}\right) = \beta'(x, y, t)$$
(3)

水表面の動揺が無視できる場合, *z*=0 で *w*'=0 とな り, *w*'は次式のように表される.

$$w' = -\beta'(x, y, t) z \tag{4}$$

ここで, β 'は水表面における水平流速の発散を示す. 以上より, $z=\delta$ におけるw'とc'の大きさは以下のようにスケーリングできるであろう.

$$\begin{cases} w' \sim \beta \,\delta_* \\ c' \sim C_s - C_b \end{cases}$$

$$(5)$$

ただし, は の rms 値である.式(1),(2),(5)より 次式が得られる.

$$k_L = \frac{D}{\delta_*} \sim \beta \delta_* \tag{6}$$

式(6)より, ふはD, を用いて次のように表される.

$$\delta_* \sim \left(\frac{D}{\beta}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{7}$$

水平発散*β*は,テイラーマイクロスケールの定義より次式のようにスケーリングできる.

$$\beta \sim \left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sim \left[\frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sim \frac{k^{\frac{1}{2}}}{\lambda}$$
(8)

ただし,*k*は乱れエネルギーを示す.またエネルギー 散逸率εとの間には次のような関係が成り立つ.

$$\lambda \sim \left(\frac{10 \ k}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

ここで, vは水の動粘性係数である.従って,式(7) ~ (9)より,境界層厚さふは次式のようにスケーリン グできる.

 $\delta_* \sim 1.8 \delta_B \tag{10}$

ただし, δ_B は以下のように定義されるバチェラース ケールと呼ばれる長さスケールである.

キーワード気体交換, 乱流, バチェラースケール, LIF, CO₂ 連絡先 〒816-8580 福岡県春日市春日公園6丁目1番地 TEL 092-583-7473 $\delta_B \equiv \left(\frac{D^2}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \tag{11}$

式(10)より,溶存気体濃度境界厚さはバチェラース ケールのオーダーに一致し,この関係は気体の種類 に依存しないことがわかる.

3.溶存気体濃度境界層厚さの実験的評価

式(10)を実験的に検証するために,レーザー誘起 蛍光法(LIF)を用いて,振動格子乱流場における溶存 CO2 濃度境界層の可視化実験を行った.格子のメッ シュ間隔は M=5.0cm, 桟の幅は d = 1.0cm であり, 振 動数 f = 2.0Hz,振動幅 S = 4.0cm の条件で乱れを発生 させた.また,水深は *z*_S = 15cm である.CO₂の可視 化には水溶性蛍光染料のフルオレセインナトリウム (C₂₀H₁₀O₅Na₂)を用いた.CO₂を吸収することでフル オレセインナトリウム水溶液の pH が低下し,その部 分の蛍光強度が低下する性質を利用して CO2の吸収 過程を可視化した.水溶液の濃度が2.5×10⁶mol/lにな るようにフルオレセインナトリウムを水道濾過水に 溶かし,アルゴンイオンレーザースリット光を水槽 直上から水表面に挿入した.水槽は蓋で閉じられて おり, CO₂を約 101/min の流量で注入して濃度境界層 の可視化を行った. 可視化画像の輝度の鉛直分布 を CO2 濃度の鉛直分布に変換し,得られた分布に式 (1)を適合させることによってふを算定した.

4.理論と実験の比較・検討

図1にLIFから得られた CO₂の無次元濃度分布を 示す.図中には比較のために他の研究者によって得 られた実験結果も併せてプロットされている.また, 図中の実線は式(1)を示す.この図より,水表面近傍 に形成された CO₂の無次元分布は式(1)の関係を満 足することがわかる.また,他の実験結果も同じ分 布形に適合することから,溶存気体の鉛直濃度分布 は,式(1)を用いて普遍表示できることがわかる.

図2に,濃度境界層厚さ δ とバチェラースケール δ_B の関係を示す.ただし、 δ の算定に用いた ε は、格 子の振動中心から z_s 離れたバルク領域におけるエネ ルギー散逸率の値であり、Matsunaga et al.の半理論式 から評価された.また、他の研究の δ は、式(6)に基 づいて気体交換速度から算定されており、水表面の 動揺が比較的小さいものが示されている.この図よ り、データ群は大きく二つのグループに分けられる ことがわかる.各々のデータ群に対して δ と δ_B の間 には比例関係が認められる.相対的に小さい値を示 す実験値は水表面の界面活性物質を入念に除去した ものに相当する.これらの比例係数はおおよそ2で あり,式(10)の関係を定量的に満足する.一方,大 きな値を示す実験値は,界面活性物質が存在してい る場合のものであると考えられ,その比例係数は6 となっている.本研究の理論では,界面活性物質の 効果を一切考慮していないため,式(10)の関係が界 面活性物質を除去した実験値に適合することはごく 自然なことであり,このことは理論の妥当性を示唆 する.また,界面活性物質が存在する場合,水表面 の乱流運動が抑制され,気体交換速度が小さくなる. それゆえ, &が大きくなり,比例係数も大きな値を とる.ただし,水表面がフラットな場合,界面活性 物質のあるなしに関わらず境界層厚さはバチェラー スケールに比例することに注意する.



参考文献:

Matsunaga et al.: Fluid Dyn.Res. 25 (1999).

Herlina and Jirka: Exp. Fluids 37 (2004).

Chu and Jirka: Int. J. Heat Mass Transfer 35 (1992).

Atmane and George: Gas transfer at water surfaces (2002).

Sugihara and Tsumori: Environmental Hydraulics and Sustainable Water Management (2005).

嶋田隆司 他: 日本機械学会論文集 (B 集) 64 巻 (1998).

McKenna and McGills: Int. J. Heat and Mass Transfer 47 (2004).