

1. はじめに

大気-水域間の物質輸送機構の解明は、環境変動予測手法を確立する上で重要な課題である。本研究は、乱流モデルを用いて水表面におけるガスフラックスの評価を試みたものである。本解析では、乱れの拡散と散逸がつり合った単純乱流である振動格子乱流場を対象としている。乱流モデル解析で算定されたガス輸送係数 k_L を実験値と比較し、解析の有効性を検討した。

2. ガス輸送過程の乱流モデル

本研究の解析対象として、Fig.1に示すような振動格子乱流場におけるガス輸送過程を考える。振動格子乱流は近似的に平均流がなく、乱れは水平面内において一様で鉛直方向にのみ変化する。水表面を有する振動格子乱流場の乱流構造は、Surface-Influenced Layer(以下SIL)と呼ばれる積分スケール程度の水表面近傍領域において強い非等方性を示す¹⁾。そこで、本解析では非等方乱流を記述可能なLaunder-Reece-Rodiの応力モデル²⁾(以下LRRモデル)を採用する。振動格子乱流場の特性に基づいてLRRモデル方程式を単純化すると以下ようになる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial k}{\partial t} &= C_k \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{k}{\epsilon} \left(w^2 \frac{\partial k}{\partial z} + w^2 \frac{\partial w^2}{\partial z} \right) \right\} - \epsilon \\ \frac{\partial w^2}{\partial t} &= C_k \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{k}{\epsilon} 3 w^2 \frac{\partial w^2}{\partial z} \right\} - C_{\phi 1} \frac{\epsilon}{k} (w^2 - \frac{2}{3} k) \\ &\quad - 2 C_d \frac{\epsilon}{k} w^2 f_s - \frac{2}{3} \epsilon \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} &= C_\epsilon \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{k}{\epsilon} w^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right\} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k}\end{aligned} \quad (1)$$

ここで、 k は乱れエネルギー、 ϵ はエネルギー散逸率、 w は鉛直方向流速の乱れ強度、 z は格子振動中心から鉛直上向きに取られた座標である。また、 f_s は水表面の反射効果による圧力-歪速度相関の増大を表現するための水表面接近関数で、 C_k 、 $C_{\phi 1}$ 、 C_d 、 C_ϵ および $C_{\epsilon 2}$ はモデル定数である。 f_s については、Gibson & Rodi³⁾に倣って次式のように与えた。

$$f_s = \frac{L}{z_s} \frac{\zeta^2}{1 - \zeta}, \quad L = \frac{k^3}{\epsilon}, \quad \zeta = \frac{z}{z_s} \quad (2)$$

ここで、 z_s は格子振動中心から水表面までの距離を示す。溶存ガスの拡散方程式と乱流フラックスの輸送方程式に関しては次式のような応力モデル方程式を用いた。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{\nu}{Sc} \frac{\partial C}{\partial z} - wc \right\} \quad (3)$$

$$\frac{\partial wc}{\partial t} = C_{s0} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{k}{\epsilon} w^2 \frac{\partial wc}{\partial z} \right\} - w^2 \frac{\partial C}{\partial z} - C_{10} \frac{\epsilon}{k} wc$$

ここで、 C は溶存ガスのアンサンブル平均濃度、 wc は溶存ガスの乱流フラックス、 ν は流体の動粘性係数であり、 C_{s0} 、 C_{10} はそれぞれモデル定数である。また、 Sc は ν/D で定義されるシュミット数で、 D は溶存ガスの分子拡散係数を示す。振動格子乱流場における k 、 ϵ 、 w^2 の境界条件は次式のように表わすことができる⁴⁾。

$$\begin{aligned}k &= k_0, \quad \epsilon = \epsilon_0, \quad w^2 = r k_0 \quad \text{at } z = 0 \\ \frac{\partial k}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = 0, \quad w^2 = 0 \quad \text{at } z = z_s\end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 r は定数である。Fig.1に模式的に示されているように、水表面の近傍を除くバルク領域においては、ガス濃度が一様に混合されているものと考えられる。

このバルク領域の濃度を C_b 、水表面での濃度を C_s とする。本解析では、平均ガス濃度を $C = C_b + \bar{C}$ のようバルク濃度とそれからの偏差 $\bar{C}$ の和で表わし、 C の代わりに $\bar{C}$ に関する拡散方程式を基礎式とした。水表面近傍の濃度境界層は極めて薄いことから、計算格子点の節約のために、予め式(4)の条件のもとで比較的粗い格子点で全領域の乱流構造計算を行い、その結果を水表面に近いバルク領域内のある位置 $z = z_b$ における境界値に用いて水表面近傍のガス輸送計算を行った。ガス輸送解析における境界条件は次式のように与えられた。

$$\begin{aligned}k &= k_b, \quad \epsilon = \epsilon_b, \quad w^2 = w_b^2 \quad \text{at } z = z_b \\ \frac{\partial k}{\partial z} &= 0, \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = 0, \quad w^2 = 0 \quad \text{at } z = z_s \\ \bar{C} &= 0, \quad \frac{\partial wc}{\partial z} = 0 \quad \text{at } z = z_b \\ \bar{C} &= \Delta C, \quad wc = 0 \quad \text{at } z = z_s\end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $\Delta C = C_s - C_b$ である。なお、実際の数値計算は、 k_0 、 ϵ_0 および ΔC を用いて基礎方程式系を無次元化して行った。以下、 Λ は無次元量を示す。モデル定数については、振動格子乱流場に適合するものとして以下の定数値を用いた⁴⁾。

$$C_k = 0.0613, C_{\phi 1} = 5.0, C_\epsilon = 0.0841, C_{\epsilon 2} = 1.90, \quad (6)$$

$$C_d = 0.04, C_{s0} = 0.08, C_{10} = 2.90$$

ここで、 C_d 値については他の定数を式(6)の値に固定した場合に、乱れ強度の数値解と実験値が最も適合するように決定されている。また、 r については実験データから0.8になることがわかっている⁴⁾。本解析では、

キーワード: ガス輸送, 乱流モデル, 水表面, 振動格子乱流

〒816 福岡県春日市春日公園6-1 TEL 092-583-7551 FAX 092-592-8447

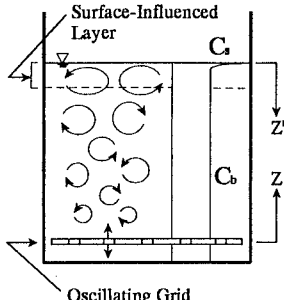


Fig. 1 振動格子乱流場におけるガス輸送過程の概念図

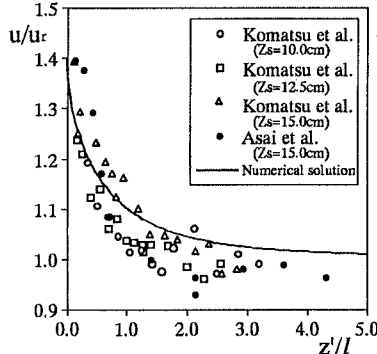


Fig. 2 水平流速の乱れ強度に関する計算結果と実験値の比較

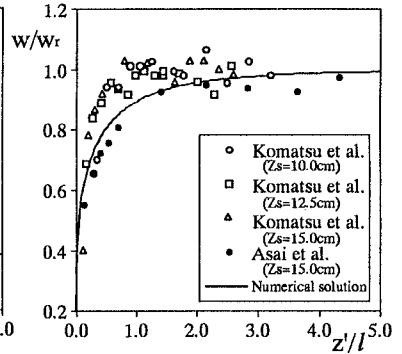


Fig. 3 鉛直流速の乱れ強度に関する計算結果と実験値の比較

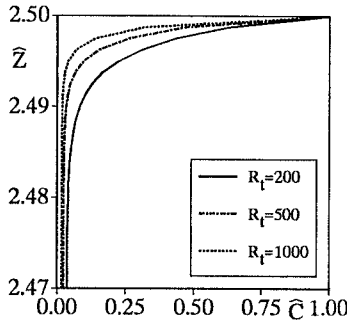


Fig. 4 平均ガス濃度分布の R_t 依存性

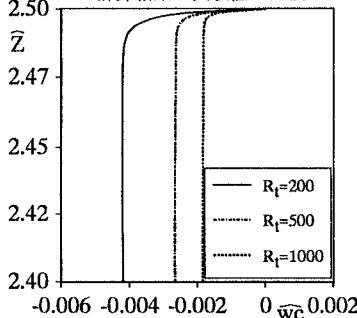


Fig. 5 乱流ガスフラックス分布の R_t 依存性

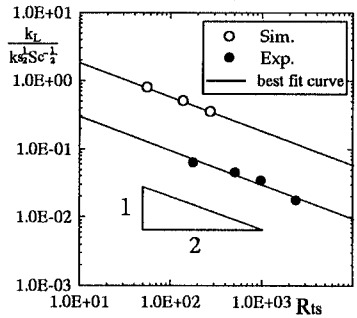


Fig. 6 k_L と R_t の関係

k_L に関するChu & Jirka¹⁾の実験値との比較を考慮して、溶存ガスとして酸素を考える。Scについては、彼らの実験条件に合わせて488に固定した。また、乱流レイノルズ数 $R_t (= k_s^2 \epsilon_s^3 / \nu)$ が、200, 500, 1000の3ケースについて解析を行った。 $\hat{z}_g$, $\hat{z}_b$ は全ての計算において2.5, 2.0に固定された。

3. 結果および考察

Fig. 2, 3は、水平流速および鉛直流速の乱れ強度 u , w に関する本モデルの解析結果と小松他⁵⁾, 朝位他⁶⁾の実験値との比較を示す。ここで、 u_r , w_r は水表面が存在しない場合のLRRモデル方程式の解であり、 z' は水表面からの距離である。また、 $l (= 0.1z)$ は水平方向の積分長さスケールを示す。SIL内において、 u , w の解析結果と実験値は良く一致しており、式(6)のモデル定数値が妥当であることがわかる。

Fig. 4に、無次元濃度 $\hat{c}$ の鉛直分布を示す。 R_t が増加するにしたがって濃度境界層が薄くなる傾向を本モデルは良くシミュレートできることがわかる。Chu & Jirkaの実験では濃度境界層厚さは0.005程度であり、本モデルの解析結果と定量的にはほぼ一致する。

Fig. 5に、無次元乱流フラックス $\hat{w}_c$ の鉛直分布を示す。 $\hat{w}_c$ の絶対値は R_t が増加するにしたがって減少する傾向にあることがわかる。また、水表面の極近傍を除

いて、 $\hat{w}_c$ が一定値を取る領域が形成されている。本解析においてはガス濃度に関するconstant flux layerが形成されており、またバルク領域においては分子拡散によるフラックスはほぼ0である。従って、バルク領域の $\hat{w}_c$ の値が水表面でのガスフラックスに等しい。

Fig. 6に、ガス輸送係数 k_L に関する本モデルの解析結果とChu & Jirkaによる実験値との比較を示す。ここで、 R_t は $k_s^2 \epsilon_s^3 / \nu$ で定義される乱流レイノルズ数で、 k_s , ϵ_s はそれぞれ水表面が存在しない場合における z_s の位置での乱れエネルギーとエネルギー散逸率を示す。解析結果、実験値ともに、規格化されたガス輸送係数は R_t の $-1/2$ 乗に比例して減少することがわかる。また、解析結果と実験値の比例定数の差異は、界面活性等の効果をモデルが取り込んでいないことに起因しているものと考えられる。解析結果と実験値の定性的一致は、乱流モデル解析によるガスフラックス評価の可能性を示唆している。

参考文献

- 1) Chu, C.R. & Jirka, G.H., Int. J. Heat Mass Transfer, 35, 1992
- 2) Launder, B.E. et al., J. Fluid Mech., 68, 1975
- 3) Gibson, M.M. & Rodi, W., J. Hydraul. Res., 27, 1989
- 4) 杉原他, 九州大学総理工報告, 18, 1996
- 5) 小松他, 水工学論文集, 39, 1995
- 6) 朝位他, 土木学会第50回年次学術講演会, II-1, 1995