

乱流場の動力学を考慮した気液界面のガス交換モデル

九州大学総合理工学研究院 杉原裕司

1. はじめに

二酸化炭素や酸素の液側濃度境界層は極めて薄い
ため、非常にミクロな乱流動力学が気液界面のガス
交換を支配する。実際の気液海洋界面は、砕波によ
る界面崩壊や気泡生成を伴っており、非常に複雑な
界面状態を有するが、ガス交換自体がミクロな界面
輸送現象であるために、乱流力学の部分については
より単純な界面を有する乱流場に共通する普遍性を
もつことが期待される。

本発表では、最も単純かつ理想的な気液界面をも
つ乱流場である開水路乱流場のガス交換機構につい
て数値シミュレーションの立場から検討した結果に
ついて紹介する。本研究では、シュミット数 $Sc(= \nu/D)$
 $= 1$ の条件においてのみ直接数値シミュレーショ
ン(DNS)を行い、高シュミット数の条件に対しては、
DNSの結果を流速場の入力値とする移流拡散方程式
を用いた界面近傍のみを対象とする高シュミット数
ガス交換の計算を実行する。この方法は非常に簡便
にも関わらず、乱流場の動力学を反映した高シュミ
ット数計算を行えるという意味で有力なアプローチ
であると思われる。

2. 計算モデルの概要

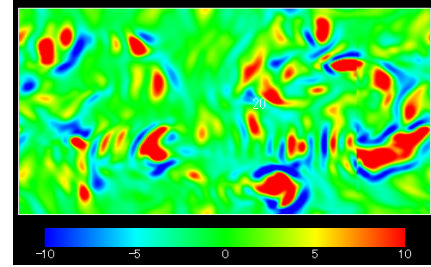
界面を原点として鉛直下向きに z 軸をとる。解析
対象となる高シュミット数の溶存ガスの濃度境界層
は表面更新渦のスケールに比べて十分に薄いと考
えられる。従って、濃度境界層近傍での水平流速の鉛
直変化は無視できる。その場合、連続の式から鉛直
方向の流速を以下のように求めることができる。

$$w = \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\beta(x, y, t)z \quad (1)$$

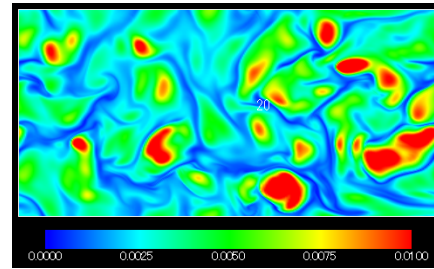
ここで、 β は気液界面における水平流速の発散を示
す。界面での主流方向の平均流速で移動する座標系 x'
における無次元化された移流拡散方程式は次のよう
になる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x'} + v \frac{\partial c}{\partial y} - \beta z \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{1}{Re_\tau Sc} \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad (2)$$

ここで、 c は溶存ガスの無次元濃度、 Re_τ は底面摩擦
速度 u_τ と水深 H で定義されたレイノルズ数である。本
研究では、 $Re_\tau = 150, 175, 200$ および $Sc = 10, 100, 600$
の組み合わせの条件を計算対象とする。移流拡散方
程式の水平流速には同じ Re_τ のDNSによる界面流速
を入力値として与える。また、初期条件として無次
元濃度を界面において1、その他の領域で0とする。
鉛直方向の境界条件として、界面の無次元濃度 $c_s = 1$ 、



(a) 界面発散



(b) ガスフラックス

図-1 界面発散とガスフラックスの分布

および計算領域下端のバルク領域において鉛直濃度
勾配を0とする。なお、水平方向には周期境界条件を
課している。

3. 界面発散と溶存ガスフラックスの関係

図-1(a), (b)は、それぞれ $(Re_\tau, Sc) = (150, 600)$ の
条件下で得られた、同時刻における気液界面の界面
発散とガスフラックスの計算結果を示す。この図よ
り、正の界面発散領域とガスフラックスの大きい領
域は明瞭に対応していることがわかる。これは、正
の発散領域では、バルク領域の低濃度流体が湧昇し、
濃度境界層が水平方向に引き伸ばされて、局所的な
鉛直濃度勾配が増大するためである。

4. ガス交換速度のモデル解と計算結果の比較

界面発散が卓越するstagnation近傍の局所的なガ
ス交換のモデル解を導出する。界面発散で表現され
た鉛直移流項と鉛直拡散項がつり合った局所平衡状
態を考えた場合、溶存ガスの移流拡散方程式は次式
のようになる。

$$-\beta z \frac{dc}{dz} = D \frac{d^2 c}{dz^2} \quad (3)$$

界面発散を近似的に定数とみなし、この方程式を解
くと界面のガス交換速度の解析解は次のようになる。

$$k_L^+ = \sqrt{\frac{2}{\pi}} Sc^{-1/2} \sqrt{\beta^+} \quad (4)$$

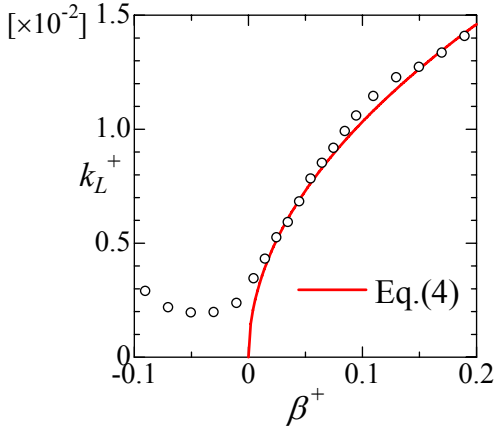


図-2 局所ガス交換速度の計算結果と解析解の比較

ここで、+の添え字は u_τ と ν によって内部変数表示の無次元化を施された量であることを示す．図-2に移動平均した k_L^+ の計算結果と式(4)の解析解の比較を示す．正の領域において局所的なガス交換速度の計算結果は解析解によく適合しており，局所的な交換速度は局所的な界面発散の平方根に比例する．

5. 界面発散とガス交換速度のスケーリング

界面発散の統計平均量である β_{rms} を規定する乱流長さスケールとしてTaylor micro scale λ を考える．その場合，界面の乱れエネルギー k_s と λ によって次の関係が成り立つことが期待される (Tsumori & Sugihara (2007)).

$$\beta_{rms} \propto \frac{k^{1/2}}{\lambda} \quad (5)$$

図-3において上式の関係を検証する．ここで，OCTは開水路乱流場の結果を，OGTは振動格子乱流場の結果を示す．これより，界面発散を規定する乱流長さスケールが λ であることがわかる．また，式(5)と $\varepsilon \propto \nu k_s / \lambda^2$ から λ を消去した場合，界面のエネルギー散逸率 ε_s を用いて次の関係が成り立つ．

$$\beta_{rms} \propto \sqrt{\frac{\varepsilon_s}{\nu}} \quad (6)$$

紙面の都合上，図は割愛するが，式(6)の関係が十分な精度で成立することを確認した．以上のようにDNSの結果から，界面発散の統計値 β_{rms} (すなわちガス交換速度) がマクロではなくミクロなスケールの乱流量に規定されていることが検証された．ただし，開水路乱流場の場合，振動格子乱流場の実験値よりも多少大きな値を持つようである．式(6)を式(4)に代入して，界面における乱れエネルギーを用いて普遍表示を行うと次式のスケーリング則を得る．

$$\frac{k_L Sc^{1/2}}{k_s^{1/2}} \propto Re_t \quad (7)$$

ここで， Re_t は界面の乱れエネルギーとエネルギー散逸率を用いて定義された乱流レイノルズ数 ($\equiv$

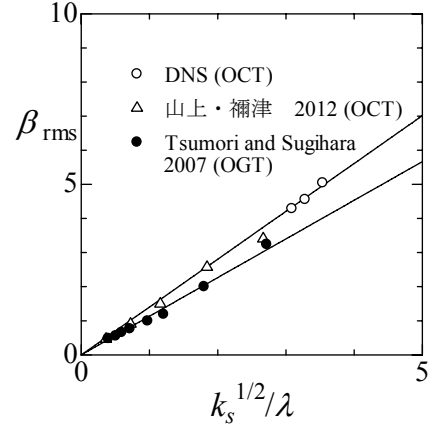


図-3 界面発散とTaylor micro scaleの関係

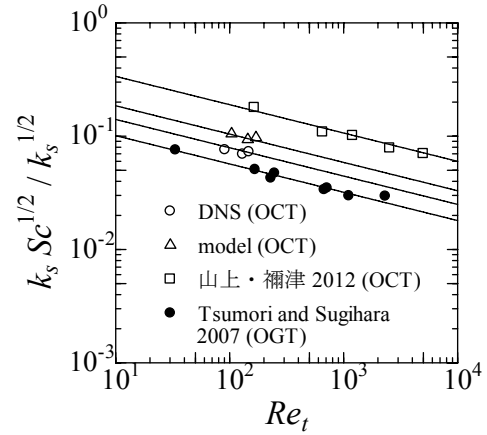


図-4 ガス交換速度と乱流レイノルズ数の関係

$k_s^2 / \varepsilon_s \nu$) を表している．図-4に式(7)の関係がプロットされている．式(7)では無次元化されたガス交換速度はレイノルズ数の-1/4乗に比例することを示しており，これはいわゆるsmall eddy modelと同様のレイノルズ数依存性を持つことを示している．

6. まとめ

本研究の結果をまとめると以下ようになる．

- (1) 開水路乱流場の動力学を組み込むことができる，簡便な高シュミット数ガス交換の計算モデルを提案した．
- (2) 正の界面発散領域に関する局所ガス交換速度の解析解と本計算モデルの計算結果はよく一致しており，ガス交換速度は界面発散に規定されることを示した．
- (3) 界面発散はガス交換を支配する重要な特性量であるが，その長さスケールはTaylor micro scaleによって規定されることを示した．また，界面発散はエネルギー散逸率を用いて定量化できる．
- (4) ガス交換速度の乱流レイノルズ数依存性について検討した結果，無次元化されたガス交換速度は乱流レイノルズ数の-1/4乗に比例することを見出した．