

ラングミュアー循環流の形成機構に関する 3 次元 LES

鷗 崎 賢 一*・松 永 信 博**

ラングミュアー循環流の形成機構については、波と流れの相互作用による CL II 機構が有力視されている。しかしながら著者らは、実験結果をもとに、その形成において水面波の存在は本質的ではなく、この循環流が吹送流自体の不安定によって形成されるというアイデアを提案した。本論文では、リジッド・サーフィス・モデルを用いた 3 次元 LES を行い、このアイデアについてさらなる検討を行った。その結果、計算においても循環流の形成が再現され、その形成において水面波の存在は重要でないことがわかった。また、循環流によって形成されるストリークの間隔 S は、水深 h に対して $S=1.8h$ の依存性をもつことがわかった。側方境界を周期境界として行った計算においても同様の循環流が再現され、水槽実験で形成される循環流において側壁の存在は本質的でないということがわかった。

1. はじめに

ラングミュアー循環流については、古くから数多くの研究がなされてきた。今日、その形成機構については、不規則波と流れの相互作用に基づく CL II 機構が有力視されている。この形成機構は、ストークス・ドリフト速度の空間勾配と平均流速の空間勾配の積で表される渦度の生成項をもつ CL 方程式によって説明される。Fallor & Caponi (1978) は、風洞水槽を用いた可視化実験を行い、CL II 機構に従ってこの循環流の特性をまとめている。また、水野ら (1998) あるいは Melville et al. (1998) もこの循環流の特性を実験的に調べている。しかしながら、水槽実験では循環流を明瞭に可視化することが難しいこと、側壁の影響を無視できないことなど、いくつかの問題点を伴う。従って、その形成機構を詳細に検証するためには、数値計算がより有効な手段である。Li & Garrett (1993) は CL 方程式に基づいて数値計算を行い、初期に水表面に形成された複数の小規模な循環流が、時間の経過とともに 1 対の大規模な循環流に発達する過程を示した。しかしながら、表層流の高速度における流速値が実測値よりもはるかに小さくなるなど、いくつかの問題点も提起している。近年になって灘岡・内山 (1997) は、このような循環流が短周期波のストークス・ドリフト速度を考慮することなく、岸という閉境界と吹送流の存在によって形成されることを数値計算によって示した。著者ら (1998, 2001, 2002, 2003) も、風洞水槽を用いてこの循環流の特性を実験的に調べてきた。そして、界面活性剤を用いて風波の発達を十分に抑えた場合においても循環流が形成することを示し、この循環流の形成において風波の存在は本質的でないことを示唆した。このことから、ラングミュアー循環流は吹送流の自己組織化によって形成されるというアイデアを提案した。しかしながら、実験では水面波を完全に排除することは困難であり、このアイデアを検証するためには、水面変

動を考慮しないモデルを用いて数値計算を行うことが有効となる。そこで著者ら (2003) は、リジッド・サーフィス・モデルを用いて 3 次元の LES を行い、1 対の循環流の形成を再現した。そこで本研究は、同じコードを用い、横断面のアスペクト比を変化させることによって複数の循環流の形成を調べ、形成機構に関する著者らのアイデアの詳細な検証を試みた。また、側方の境界条件を工夫することで、実験で観察される循環流の形成における側壁の影響についても併せて検討を行った。

2. 計算手法

(1) 計算領域と基礎方程式

図一に、無次元化された計算領域を示す。無次元化は、水深 h と水面に作用する水の摩擦速度 u_{*w} を用いて行われた。本文中では、なにも添え字のない変数は次元量を、* を付した変数は無次元量を示すこととする。座標軸は、風上端から風の吹送方向に x 軸、断面中央部から水平方向に y 軸、水面から鉛直上向きに z 軸を設定した。計算領域は、実験水槽を想定して各方向にそれぞれ長さ Lx^* , Ly^* , Lz^* の直方体とし、水表面はスリップを許した固定面、上下流端および底面はノン・スリップの固定壁とし、側面については、壁面境界と周期境界のそれぞれについて計算を行った。

計算に用いた基礎方程式は、グリッド・フィルターを施した 3 次元の NS 方程式と連続式である。式 (1) に無次元化された基礎方程式を示す。NS 方程式中の剪断応力項は、渦粘性の形で評価した。渦動粘性係数については、標準スマゴリンスキー・モデルを用いた。NS 方程式にフラクショナル・ステップ法を適用し、圧力項を含む方程式の発散に連続式を適用して得られた圧力 p^* に関するポアソン方程式を、SOR 法を用いて解いた。時間積分には 3 次精度のルンゲ・クッタ法を用いた。空間微分に関しては 2 次精度の中心差分を、但し移流項とポアソン方程式については 4 次精度の中心差分を用いた。計算格子にはスタッガード格子を用いた。但し、計算負荷と精度を考慮して、 $dx^* \neq dy^* = dz^*$ となる扁平格子を用い

* 正会員 博(工) 日本学術振興会特別研究員

** 正会員 工 博 九州大学教授 大学院総合理工学研究院

た. ここで, dx^* , dy^* , dz^* は各方向の格子間隔である.

基礎方程式

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} = 0 \\ \frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} - g^* \delta_{i3} \\ \quad + \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\nu^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} - \tau_{ij}^* \right) \end{cases} \quad \cdots (1)$$

$$\tau_{ij}^* = (\overline{u_i^* u_j^*} - \bar{u}_i^* \bar{u}_j^*) - \frac{2}{3} \delta_{ij} E^* = -\nu_t^* \bar{S}_{ij}^*$$

$$E^* = \frac{1}{2} (\overline{u_k^* u_k^*} - \bar{u}_k^* \bar{u}_k^*), \quad \bar{S}_{ij}^* = \left(\frac{\partial \bar{u}_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial \bar{u}_j^*}{\partial x_i^*} \right),$$

$$\nu_t^* = (C_s \Delta^*)^2 (2 \bar{S}_{ij}^* \bar{S}_{ij}^*)^{1/2}, \quad \Delta^* = \sqrt[3]{dx^* dy^* dz^*}$$

(2) 初期条件ならびに境界条件

初期条件は静水状態とし, $u^* = v^* = w^* = 0$ ならびに p^* には静水圧分布を与えた. 水表面における境界条件として, u^* の鉛直勾配を $1/(\nu^* + \nu_t^*)$, v^* の鉛直勾配を 0, w^* については定常状態のウィンド・セットアップ量から算定される鉛直流速 (宇野木, 1993) を, 圧力については鉛直勾配を $-g^*$ として与えた. 上下流端および底面における境界条件として, 流速についてはノン・スリップ条件, 圧力については壁面に対して法線方向の勾配を 0 として与えた. 側面における境界条件として, 壁面境界での計算においては流速についてノン・スリップ条件, 圧力については法線勾配を 0 として与え, 周期境界での計算においては流速, 圧力とも $Ly^*/2$ における値を $-Ly^*/2$ での値とした. 境界条件を以下に示す.

水表面と底面および上・下流端における境界条件

[水表面 ($z^* = 0.0$)]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^*}{\partial z^*} &= \frac{1}{\nu^* + \nu_t^*}, \quad \frac{\partial v^*}{\partial z^*} = 0, \\ w^* &= \frac{d\eta^*}{dt^*} \approx u^* \frac{\partial \eta^*}{\partial x^*} = \frac{3u^*}{2g^*} \left(\because I^* = \frac{\partial \eta^*}{\partial x} \Big|_{z=0} = \frac{3}{2g^*} \right), \\ \frac{\partial p^*}{\partial z^*} &= -g^* \end{aligned}$$

ここで, I^* : 水面勾配, η^* : ウィンド・セットアップ量である.

[底面 ($z^* = -1.0$)]

$$u^* = v^* = w^* = 0, \quad \frac{\partial p^*}{\partial z^*} = -g^*.$$

[上・下流端 ($x^* = 0.0, Lx^*$)]

$$u^* = v^* = w^* = 0, \quad \frac{\partial p^*}{\partial x^*} = 0.$$

側方における境界条件

[固定壁 ($y^* = \pm Ly^*/2$)]

$$u^* = v^* = w^* = 0, \quad \frac{\partial p^*}{\partial y^*} = 0.$$

[周期境界]

$$u^*|_{y^*=-Ly^*/2} = u^*|_{y^*=Ly^*/2}, \quad v^*|_{y^*=-Ly^*/2} = v^*|_{y^*=Ly^*/2},$$

$$w^*|_{y^*=-Ly^*/2} = w^*|_{y^*=Ly^*/2},$$

$$p^*|_{y^*=-Ly^*/2} = p^*|_{y^*=Ly^*/2}$$

(3) 計算条件

計算は, アスペクト比 B/h を変化させて Run 1~6 の合計 6 通り行われた. Run 1~3 は側方の境界条件を壁面境界, Run 4~6 は周期境界条件とした計算である. 表—1 に計算条件を示す. 表中, Re^* はレイノルズ数, nx , ny , nz は x , y , z 方向の格子数, C_s はスマゴリンスキー定数を示す. 過去の実験結果によれば対象とする流れ場は乱れの非等方性が強い, スマゴリンスキー定数 C_s は, チャネル乱流を対象とした計算例 (三宅ら, 1987) を参考に 0.12 から一様等方性乱流の理論値 0.20 まで, アスペクト比に応じて適宜変化させた. 計算時間間隔は $\Delta t^* = 0.001$ に固定された.

3. 計算結果

(1) 実験結果との定量的比較

図—2(a), (b) に, $x^* = 67.1$ の横断面における $\bar{u}^*$ と $\bar{w}^*$ の鉛直プロファイルについて, 計算結果 (Run 1) と実験結果の比較を示す. 図において, 計算結果は線で, 実験結果はプロットによって示されている. 実験の詳細については, 鶴崎・松永 (2002) を参照されたい. (a) から, 水表面近傍では y^* 方向にほぼ一様に吹送流が形成されていることがわかる. z^* が小さくなると, 断面中央部では強い補償流, 側壁近傍では弱い補償流が形成され, $\bar{u}^*$ の鉛直分布が y^* 方向に大きな変化することがわかる. また, 実験結果と計算結果は定量的にもほぼ一致するが, 水表面近傍では計算結果の方が若干大きな値を示す. この流速の過大評価分を補償するため, 断面中央部で補償流の計算値も実験値より若干大きな値を示す. (b) からは, 計算においても断面中央部で緩やかな上昇流, 側壁近傍で強い下降流を有する 1 対の循環流が水深スケールで形成されていること, いずれの位置においても計算結果は実験結果とほぼ定量的に一致する. これらのことから, 循環流の形成において水面波の存在は本質的でないということがわかる.

(2) 1 対の循環流に対する最適なアスペクト比

図—3(a)~(c) に, Run 1~3 における循環流パターンを示す. 図は, いずれも $t^* = 12.0 \sim 24.0$ における平均パターンである. いずれの条件においても, もっとも明瞭なパターンとなるようそれぞれ $x^* = 67.1, 68.7, 58.7$ における循環流パターンを示している. (a) において, 断面中央の幅広い領域で緩やかな上昇流, 側壁近傍のやや狭い領域で強い下降流となる 1 対の循環流が水深スケールで形成されていることがわかる. また, 底面近傍にお

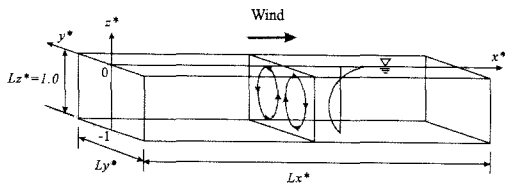
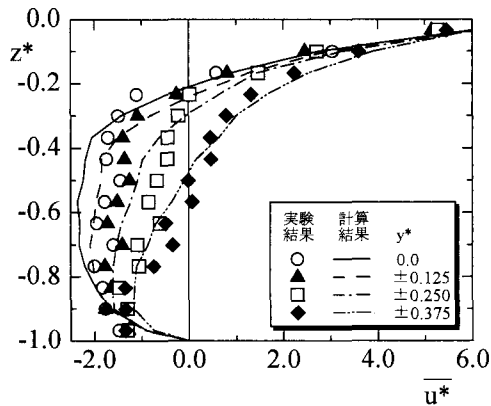


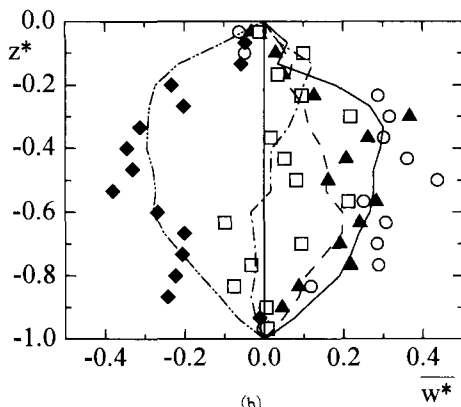
図-1 無次元化された計算領域

表-1 計算条件

Run	B/h	Re^*	Lx^*	Ly^*	Lz^*	n_x	n_y	n_z	dx^*	dy^*	dz^*	Cs
1	1.00	6.59	80.0	1.00	1.00	502	16	16	0.139	0.0625	0.0625	0.120
2	1.80	6.59	80.0	1.80	1.00	502	28	16	0.139	0.0643	0.0625	0.140
3	2.14	6.59	80.0	2.14	1.00	502	34	16	0.139	0.0625	0.0625	0.140
4	1.80	6.59	80.0	1.80	1.00	502	28	16	0.139	0.0643	0.0625	0.140
5	3.60	6.59	80.0	3.60	1.00	502	56	16	0.139	0.0643	0.0625	0.170
6	5.40	6.59	80.0	5.40	1.00	502	84	16	0.139	0.0643	0.0625	0.200



(a)



(b)

図-2 実験結果との定量的比較
($x^*=67.1$, $t^*=12.0 \sim 24.0$)

いては断面中央に向かう収束流，水表面近傍では両側壁に向かう発散流が認められる。このことから，鵜崎・松永 (2002) が実験で示した，水槽底面上におけるコンデンス・ミルクのストリークは，吹送流中に形成される二

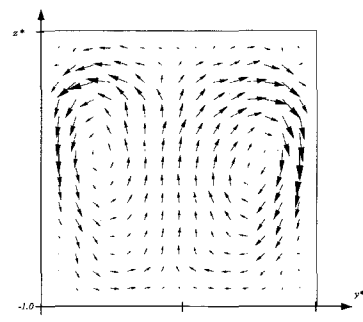
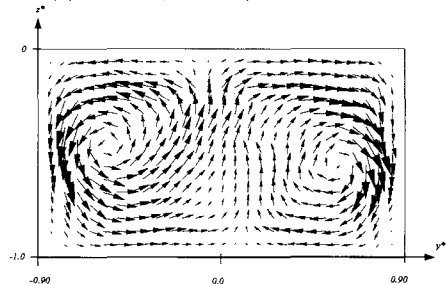
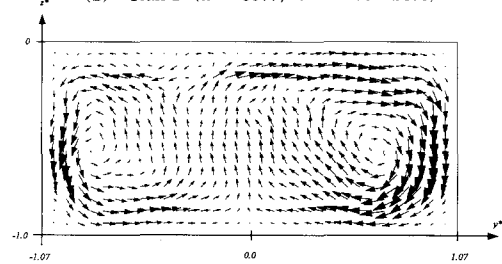
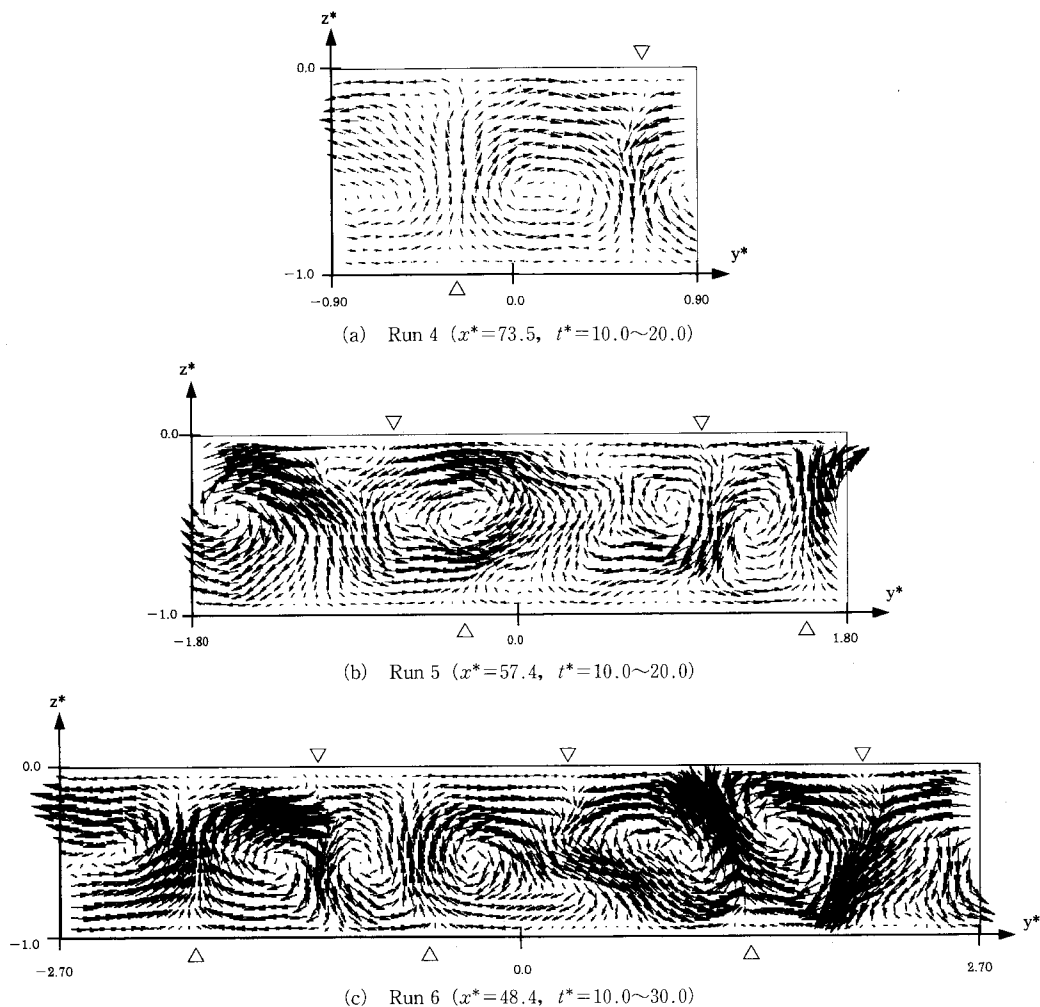
(a) Run 1 ($x^*=67.1$, $t^*=12.0 \sim 24.0$)(b) Run 2 ($x^*=68.7$, $t^*=12.0 \sim 24.0$)(c) Run 3 ($x^*=58.7$, $t^*=12.0 \sim 24.0$)

図-3 循環流パターンのアスペクト比依存性

次循環流の底面近傍の収束流によるものであることがわかる。(b)においても同様に1対の循環流が形成されていることがわかる。(a)と比較して，上昇流が占める領域は広くなり， $y^*=0.0$ に対する左右対称性も低くなる。また (b)において形成される循環流は，その中心がちょうど半水深付近にあり， $y^*=0.0$ で最大上昇流速が生じる形状となることから，Run 2でのアスペクト比が1対の循環流に対して形状から判断した最適アスペクト比であることがわかる。(c)においても同様に1対の循環流が形成されているが，循環流の中心が (a)，(b)と比較してより低い位置へと移動する。

(3) 複数の循環流の形成と側壁の影響

図-4(a)～(c)に，Run 4～6における循環流パターンを示す。図は，それぞれ $x^*=73.5$, 57.4 , 48.4 における循環流パターンを示している。図中に△あるいは▽で示した位置は収束流が生起している位置であり，ストリークが形成される位置になる。(a)から，側方を周期境界



図—4 周期境界条件とした計算における循環流の形成

条件とした場合においても、1 対の循環流が水深スケールで形成されることがわかる。しかしながら、循環流は時間の経過とともに左右に不規則に動揺するため、平均パターンにおいて左右対称性が低くなる。(b) においては 2 対の循環流が、(c) においては 3 対の循環流がそれぞれ水深スケールで形成されていることがわかる。従って Δ 印で示されるように、(b) では収束流が底面上と水表面において 2 箇所、(c) では 3 箇所 で形成されていることがわかる。(a)~(c) において、複数の循環流が水深スケールで形成されることから、循環流の形成において側壁の存在も本質的ではないことがわかる。

図—5(a)~(d) に Run 6 における $\bar{u}^*$ と $\bar{v}^*$ の y^* 方向変化を示す。(a)~(c) はそれぞれ $z^*=-0.167$, -0.500 , -0.767 における y^* 方向変化、(d) は $z^*=-0.167$, -0.967 における y^* 方向変化である。(a) においては、若干不明瞭ではあるものの 3 箇所 で低速域、な

らびに 3 箇所 で高速域が形成されていることがわかる。(b) においては、さらに明瞭に 3 箇所の低速域と高速域が認められる。(c) においても、やや不明瞭となるものの同様の傾向が認められる。(a), (b) において低速域が生じる位置は、(c) において上昇流が形成されている位置と一致する。また、高速域が生じる位置は下降流が形成されている位置と一致する。(d) においては、表層で 3 箇所の発散流が、それらの底層では逆に収束流が生起していることがわかる。底面近傍で収束流が形成される位置は、(a)~(c) において低速域が形成される位置と一致する。さらに、表層の 3 箇所 で収束流、それらの底層では発散流が生起しており、その位置は、(a)~(c) において高速域が形成される位置と一致する。

4. 結 論

リジッド・サーフィス・モデルを用いた 3 次元 LES を

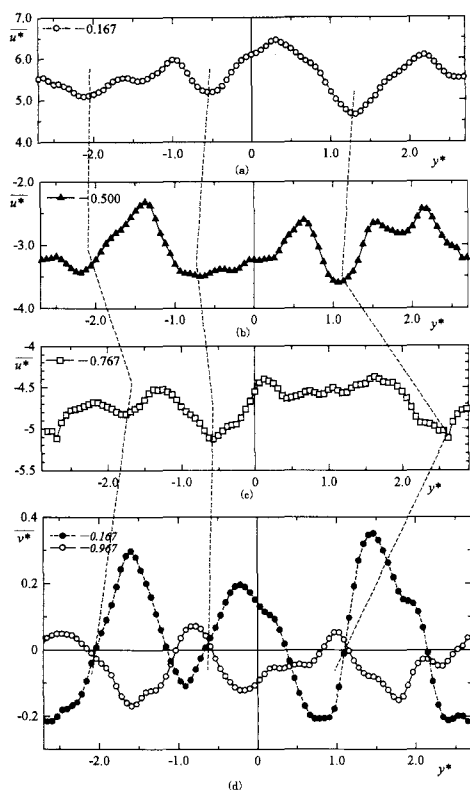


図-5 $\overline{u^*}$ と $\overline{v^*}$ の y^* 方向分布
(Run 6, $x^*=48.4$, $t^*=10.0\sim30.0$)

行い、ラングミュアー循環流の形成における水面波の役割について検討を行った。得られた主な結論として、以下のことが挙げられる。①水面変動を考慮しないモデルを用いた数値計算においても、循環流の形成が確認された。このことから、循環流の形成において水面波の存在は本質的ではないことが明らかとなった。②循環流の横断方向の空間スケールを表すスペーシング S の水深 h に対する依存性は $S=1.8h$ となることがわかった。③側方境界を周期境界条件とした計算においても複数の循環

流が形成されることから、実験で再現された循環流の形成において水槽側壁の存在は本質的でないことが確認された。

参考文献

- 鶴崎賢一・松永信博 (2003): 補償流を伴わない吹送流におけるラングミュアー循環流の特性, 海岸工学論文集, 第50巻, pp. 421-425.
- 宇野木早苗 (1993): 沿岸の海洋物理学, 東海大学出版会, pp. 245-246.
- 灘岡和夫・内山雄介 (1997): 吹送流による沿岸境界近傍の縦渦構造の形成と物質混合過程に関する研究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 421-425.
- 松永信博・鶴崎賢一・浦上由紀子 (2001): 吹送流中の二次循環流形成に果たす風波の役割, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 376-380.
- 松永信博・鶴崎賢一 (2002): 吹送流中に生起する二次循環流の実験的研究, 土木学会論文集, No. 705/II-59, pp. 67-82.
- 松永信博・植田 操・草場浩平・鶴崎賢一 (1998): 二次循環流を伴う吹送流の実験的研究, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 426-430.
- 三宅 裕・梶島岳夫 (1987): 乱流の数値シミュレーション, 日本機械学会論文集 (B編), 第53巻491号, pp. 1869-1877.
- Faller, A. J. and E. A. Caponi (1978): Laboratory studies of wind-driven Langmuir circulations, J. Geophys. Res., Vol. 83, pp. 3617-3633.
- Li, M. and C. Garrett (1993): Cell merging and the jet / downwelling ratio in Langmuir circulation, J. Mar. Res., Vol. 51, pp. 737-769.
- Melville, W. K., R. Shear and F. Veron (1998): Laboratory measurements of the generation and evolution of Langmuir circulations, J. Fluid Mech., Vol. 364, pp. 31-58.
- Mizuno, S., H. Noguchi and Y. Kimura (1998): A Pair of Langmuir Cells in Two Laboratory Tanks (II) On Generation Mechanism, J. Oceanography, Vol. 54, pp. 77-100.
- Matsunaga, N., M. Hashida and K. Uzaki (2000): Langmuir Circulations in a Shallow Water Region, Proc. of 2000 China-Japan Joint Symposium on Green Science and Technology, pp. 96-102.
- Uzaki, K. and N. Matsunaga (2000): Wind-driven Currents with Langmuir Circulations in a Shallow Water Region, Proc. of 4th International Conference on Hydro-science & Engineering (CD-ROM Proc.).