

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

鵜 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基づく CL II 機構が広く受け入れられている。著者らは、風波を伴わない場合においてもこの循環流が形成されることを実験と数値計算によって示したが、いずれも補償流を伴う場合における検討であり、沿岸境界の影響を無視できるような場合についてはさらに詳細な研究を行う必要があった。そこで本研究は、風洞水槽において補償流を伴わない吹送流を生起させ、循環流の形成と特性を実験的に調べた。その結果、補償流を伴わない場合においても風波の有無によらずラングミュアー循環流は形成することを明らかにした。また補償流を伴わない場合の方が、循環流は強化されることを示した。

1. はじめに

海面に風応力が作用すると、泡や海藻などの浮遊物が風の吹送方向と平行に何本ものストリークを描くことがある。このストリークは、風の吹送方向に軸をもつ吹送流中の二次循環流によって形成されるものであり、この二次循環流は、その先駆的研究を行った研究者の名前に因んで「ラングミュアー循環流」と呼ばれている。写真-1 は、有明海大浦沖で観察された気泡によるストリーク・パターンである。観察時には比較的強い風が吹いており、風向は写真右上から左下であった。水深は約 10 m、ストリークの間隔は 2~30 m 程度であった。写真において、海面ではストリークに沿う方向の吹送流と、ストリークに向かう二次流が形成され、ストリークの真下では下降流が形成されていると考えられる。

ラングミュアー循環流の形成機構については、Craik (1977) ならびに Leibovich (1977) によって提唱された波と流れの相互作用に基づく CL II 機構が広く受け入れられている。CL II 機構は、オイラー的な渦度方程式に波による水粒子のラグランジュ速度を導入し、波の周期で時間平均をとって得られる CL 方程式によって説明される。この方程式では、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 vortex force term が渦度の主要な生成項になっている。Faller・Caponi (1978) は、風洞水槽を用いて実験的にこの形成機構の検証を行ったが、最終的な循環流の空間スケールが波のパラメータに依存せず水深によって規定されることにひとつの疑問を呈した。また Li・Garrett (1993) は、CL 方程式に基づいた数値計算によってこの 1 対の循環流の時間発展を示したが、定量的には若干再現性に乏しいと述べている。著者ら (2002, 2003) は、界面活性剤を用いて風波の発達を抑えて行った水理実験とリジッド・サーフィス・モデルを用いた 3 次元 LES によって、風波を伴わない場合においてもこの循環流が形成されることを示した。またこの循環流の形成において、水槽側壁の存在は本質的ではないことも示した。しかしながら、これらはすべて吹送流とその補償流が存在する場合における検討であり、浅海域でも沿岸方向に風が吹く場合や外洋のように境界が無視できる場合など、さらに詳細な研究を行う必要がある。そこで本研究では、補償流を伴わない吹送流においてラングミュアー循環流の形成を確かめるとともに、その特性を調べた。そして、補償流を伴う場合の実験結果との比較から、この循環流に及ぼす補償流の影響について検討を行った。

2. 実験方法

実験は、補償流を伴う場合の実験と同様に、長さ 6.20 m、幅 0.15 m、高さ 0.46 m のアクリル製風洞水槽を用いて行われた。図-1 に、風洞水槽の概要図を示す。水槽底面から 20 cm の高さに水平板を挿入し、その端部を消波板から離すことで、水平板上では風下方向の吹送流、水平板の下では風上方向の補償流が形成されるようにした。可視化ならびに流速計測を、吹送距離 4.4 m の水平板上で行った。流れの可視化には、トレーサーとして白色のコンデンス・ミルクを用いた。黒く塗装した水平板上にコンデンス・ミルクを横断方向に線状に沈殿させた。水面に風応力を作用させると、トレーサーは風下方向に流されながら水深に依存したストリーク・パターン



写真-1 気泡によるストリート・パターン (有明海, 2002/07/31)

* 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

を描く。そのパターンを水槽上方からデジタル・ビデオ・カメラで撮影した。

表一に実験条件を示す。風波を伴う場合ならびに界面活性剤を用いて風波の発達を抑えた場合について、それぞれ h を3通り変化させて合計6通りの実験 (Run 1~6) を行った。表中、 B は水槽幅を示し、 h/B は断面のアスペクト比、 S はストリークの間隔を示す。水の摩擦速度 u_{*w} は、平均風速の鉛直プロファイルに対数分布則を適用し、水面に作用する気流の剪断応力と水の剪断応力が一致すると仮定して得られた。風速はペーン式風速計を用いて計測され、各高さにおいて60秒間の平均値が得られた。波浪諸元の表において、 $\eta_{r.m.s.}$ は水面変位の変動強度、 $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$ はゼロ・アップ・クロス法によって得られた有義波高と有義波周期である。水面変位は容量式波高計を用いて測定された。サンプリング周波数 100 Hz で 16,384 個のデータが得られた。流速計測は Run 1 および 4 において、2成分 LDV を用いて行われた。計測断面において、 y 方向に等間隔で7本の測線を設定し、各測線上において z 方向に等間隔で10点の計測点を設けた。各計測点において、 x 方向の流速成分 u ならびに z 方向の流速成分 w を同時計測した。サンプリング周波数は 100 Hz、取得データ数は 8,192 個であった。

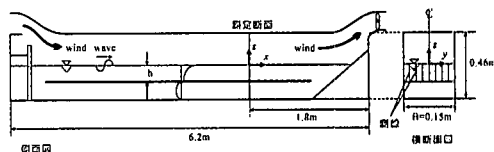
3. 実験結果ならびに考察

3.1 波浪場

図一2に、水面変動のパワー・スペクトルを示す。図から、Run 1 においては周期 0.2~3 秒の風波が形成されている。一方、Run 4 においては高周波数帯で若干のピークが認められるもののエネルギー・レベルは低く、明瞭な水面波は形成されていないことがわかる。また表一1の波浪諸元において、Run 4 の $\eta_{r.m.s.}$ 値は Run 1 の値の約 1/10 となっていることから、界面活性剤を用いて風波の発達を抑えた実験が、十分波なしの状態とみなすことができる。

3.2 可視化実験

図一3(a)~(d)に、Run 2 におけるストリーク・パターンの時間発展を示す。図中に矢印で示すように、水面に作用させた風応力の向きは左から右である。 t は風応力を作用させてからの経過時間を示す。(a)に示すように、静水時、水槽の横断方向にトレーサーの線を引いておく。水表面に風応力を作用させると、(b)、(c)に示すように2本のストリークが形成される。そして、30秒程度で(d)に示すような2本の明瞭なストリーク・パターンに発達する。この結果は、図一4に示すように、水深スケールで2対の循環流が形成されていることを示唆するものである。図一5(a)~(c)に、Run 1~3 における安定したストリーク・パターンを示す。図に示すように、Run 1 では



図一1 風洞水槽概要図

表一1 実験条件

風波を伴う場合

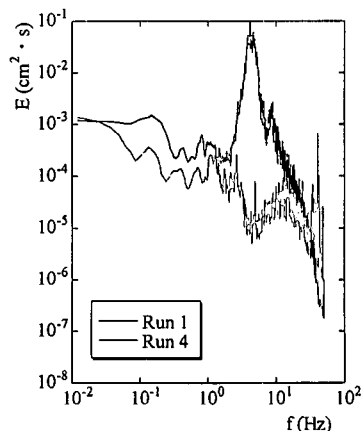
Run	h (cm)	c/B	U_m (m/s)	S (cm)	S/B	u_{*w} (cm/s)
1	8	0.532	3.57	15	1.00	1.34
2	6	0.400	3.59	7.5	0.50	0.782
3	1.5	0.100	2.25	5.00	0.33	0.245

風波の発達を抑えた場合

Run	h (cm)	c/B	U_m (m/s)	S (cm)	S/B	u_{*w} (cm/s)
4	1.3	0.867	3.42	15	1.0	1.05
5	7	0.467	3.71	7.5	0.5	0.154
6	2.5	0.167	1.91	5.00	0.33	0.230

波浪諸元

Run	$\eta_{r.m.s.}$ (cm)	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (s)
1	0.808	1.09	0.264
2	1.01	1.33	0.297
3	1.18	1.58	0.249
4	0.119		
5	0.150		
6	0.016		



図一2 水面変動のパワー・スペクトル (Run 1, 4)

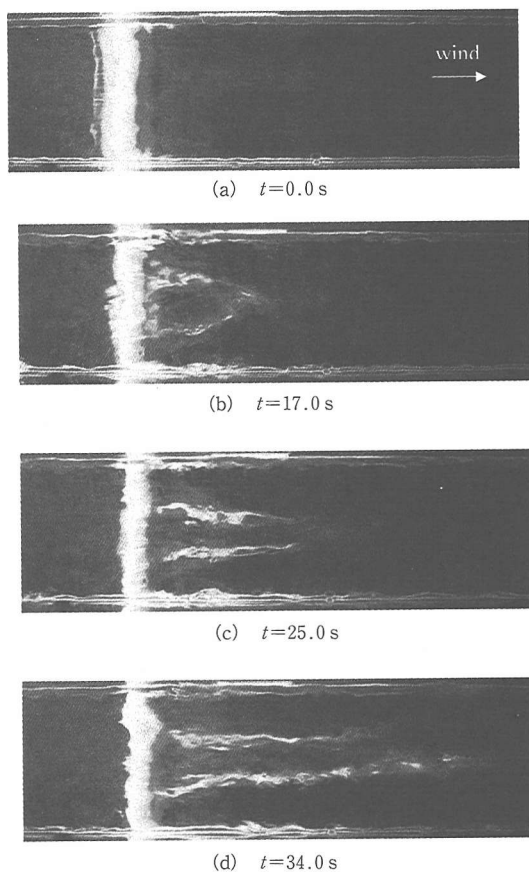


図-3 ストリーク・パターンの時間発展 (Run 2)

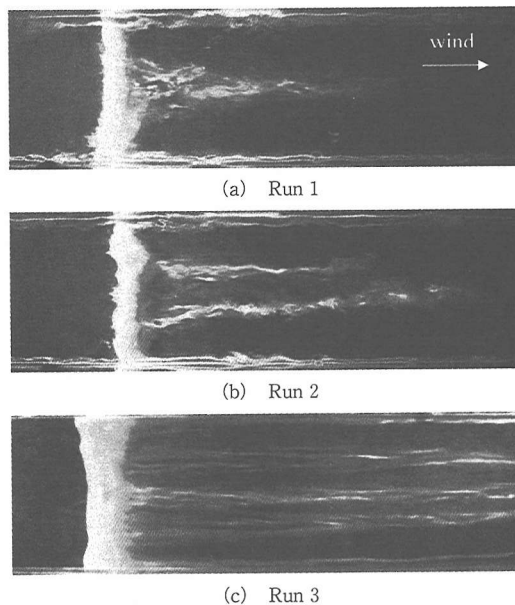


図-5 風波を伴うストリーク・パターンと水深依存性

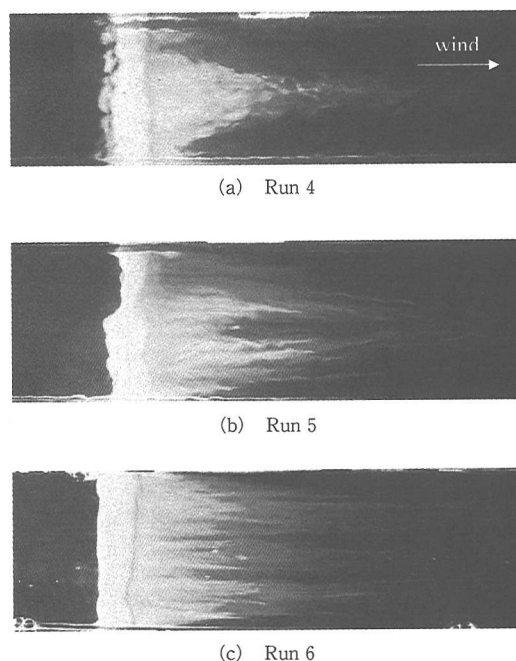


図-6 風波の発達を抑えた場合のストリーク・パターンと水深依存性

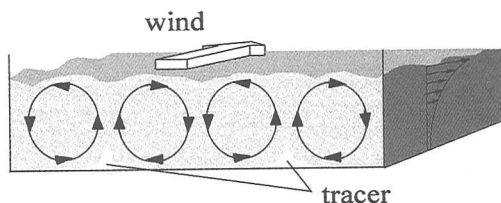


図-4 ラングミュアー循環流の概念図

1 対, Run 3 では 3 対の循環流の存在が認められる。図—6(a)~(c)に, Run 4~6 における安定したストリーク・パターンを示す。図に示すように, Run 1~3 における実験結果と同様, 風波の発達を抑えた場合においても 1 対から 3 対までの循環流の存在が認められる。風波の発達を抑えた場合, 安定したストリーク・パターンが得られる時間は風波が発達している場合に比べて非常に長いことから, 風波の存在は循環流の形成を促進することがわかる。

図-7 に, 循環流のスペーシング S の水深依存性を示す。図の縦軸は無次元スペーシング S/B , 横軸はアスペク

ト比 h/B を示している。図中のデータは, 線で示されたものが補償流を伴う場合の結果であり, 実線が風波を伴う場合, 破線が風波の発達を抑えた場合, 1 点鎖線が Faller・Caponi (1978) の可視化結果, 太い破線が著者ら

(2002)の数値計算による結果である。また、プロットで示されたものが補償流を伴わない吹送流における本実験結果であり、●が風波を伴う場合、○が風波の発達を抑えた場合の可視化結果である。補償流を伴う場合においては、 S の値は h の増加に伴って線形的に増加するのに対し、補償流を伴わない場合においてはその線形性が崩れる傾向にある。また h/B の大きい領域では、ラングミュア循環流のスペーシングは水深の影響よりも水槽幅に依存し、 $S/B=1.0$ となる。

3.3 流速計測実験

図-8に、Run 1ならびに4における $\langle U \rangle/u_{*w}$ と $\langle W \rangle/u_{*w}$ の鉛直プロファイルを示す。ここで、 $\langle \rangle$ は y 方向に平均された値を示す。 $\langle U \rangle/u_{*w}$ の鉛直プロファイルにおいて、風波の影響は表層よりも中層以深($z/h \leq -0.3$)で顕著にみられる。中層以深では、Run 1のプロファイルは鉛直方向に一様化するのに対して、Run 4のプロファイルは u/h の減少に伴って早く減少する。一方、 $\langle W \rangle/u_{*w}$ の鉛直プロファイルはRun 1, 4ともに全水深にわたってほぼ0になる。これは、断面内で鉛直方向の質量フラックスの収支がとれていることを示している。

図-9(a), (b)に、Run 1における U/u_{*w} , W/u_{*w} の鉛直プロファイルの y 方向変化を示す。(a)から、 U/u_{*w} は表層($z/h \geq -0.2$)において y 方向にあまり変化しないものの、中層以深($z/h \leq -0.2$)においては顕著な変化を示す。この領域においては、断面中央部で低速域、側壁近傍が高速域になっている。一方(b)においては、断面中央部で上昇流、側壁近傍で下降流となる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 y 方向に広い範囲で緩やかな上昇流、狭い範囲で強い下降流が形成されている。上昇流、下降流ともに $z/h \approx -0.5$ で最大値を示し、最大上昇流速は $W/u_{*w} \approx 0.9$, 最大下降流

速は $W/u_{*w} \approx -1.0$ である。この二次循環流による運動量輸送によって、(a)で示されるような主流の鉛直プロファイルが y 方向に大きく変化するものと考えられる。

図-10(a), (b)に、Run 4における U/u_{*w} , W/u_{*w} の鉛直プロファイルの y 方向変化を示す。Run 1と同様に、1対の循環流が水深スケールで形成され、そのために U/u_{*w} の鉛直プロファイルが y 方向に大きく変化する結果となっている。しかしながら、Run 1よりも最大流速を示す水深が $z/h \approx -0.4$ と高いため、主流のプロファイルも高い位置で y 方向に顕著に変化する。また、最大上昇流速は $W/u_{*w} \approx 0.6$, 最大下降流速は $W/u_{*w} \approx -0.8$ であり、いずれもRun 1における値の2/3程度となっている。従って、風波の存在は循環流を強化するということが言える。

著者ら(2002)が行った補償流を伴う場合の流速計測結果では、風波を伴う場合、最大上昇流速は $W/u_{*w} \approx 0.4$, 最大下降流速は $W/u_{*w} \approx -0.6$ であった。従って、本実験結果は無次元値で約2倍の値となっていることがわかる。また風波の発達を抑えた場合は、最大上昇流速が $W/u_{*w} \approx 0.2$, 最大下降流速が $W/u_{*w} \approx -0.3$ であった。従って、本実験結果は無次元値で約3倍の値となっている。以上のことから、補償流の有無によって主流の鉛直分布が大きく異なるものの、無次元値で鉛直流速の比較を行うと、補償流を伴わない場合の方が循環流は強化されると考えられる。

4. 結 論

補償流を伴わない吹送流において、ラングミュア循環流の形成と循環流の特性を調べた。その結果、補償流を伴わない吹送流においても、風波の有無によらず循環流が形成されること、風波の存在によって循環流の無次元最大鉛直流速は3/2倍となること、補償流を伴わない場合に形成される循環流は、補償流を伴う場合に比べて2~3倍程度強くなることが示された。

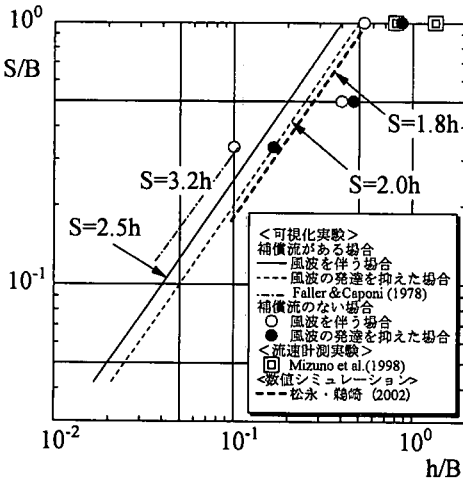


図-7 スペーシングの水深依存性

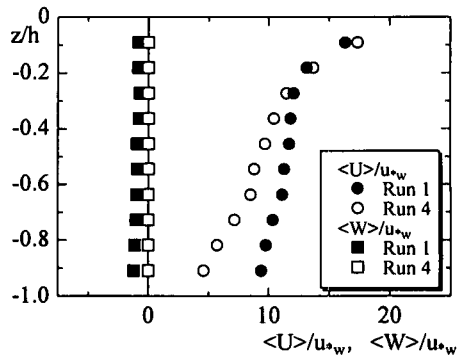
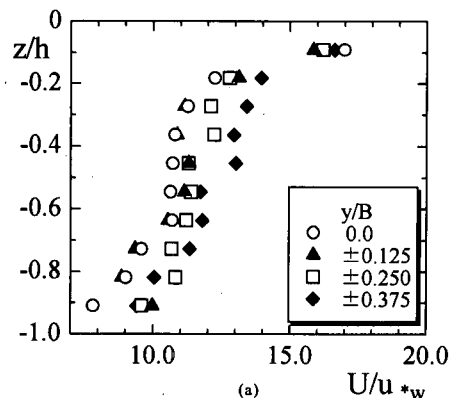
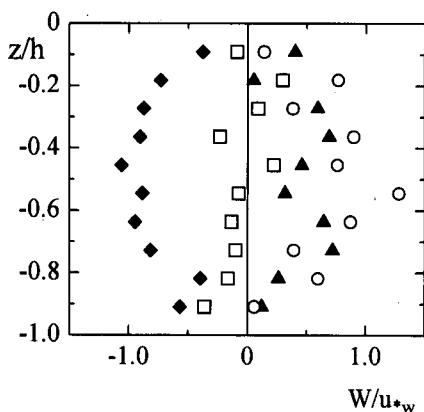


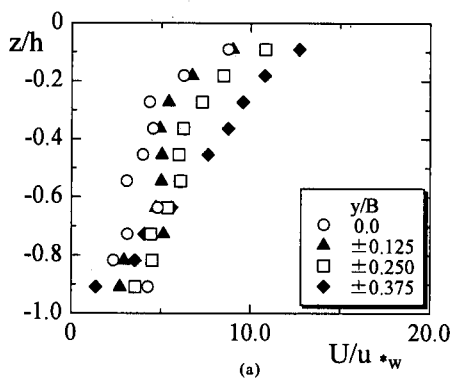
図-8 $\langle U \rangle/u_{*w}$ と $\langle W \rangle/u_{*w}$ の鉛直分布の比較



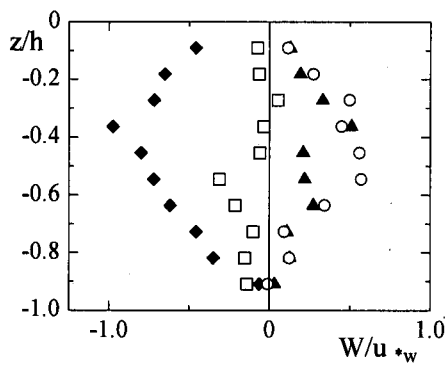
(a)



(b)

図-9 U/u_{*w} ならびに W/u_{*w} の鉛直分布の横断方向変化 (Run 1)

(a)



(b)

図-10 U/u_{*w} ならびに W/u_{*w} の鉛直分布の横断方向変化 (Run 4)

参考文献

- 鷗崎賢一, 池畑義人, 松永信博 (2003): リジッド・サーフィス・モデルによる1対のラングミュア循環流のLES, 水工学論文集, 第47巻, pp. 1303-1308.
- 松永信博, 鷗崎賢一 (2002): 吹送流中の二次循環流に関する実験的研究, 土木学会論文集, No. 705/II-59, pp. 67-82.
- Craik, A. D. D. (1977): The generation of Langmuir circulations by an instability mechanism., J. Fluid Mech., 81, pp. 209-223.

- Faller, A. J. and E. A. Caponi (1978): Laboratory studies of wind-driven Langmuir circulations., J. Geophys. Res., 83, pp. 3617-3633.
- Leibovich, S. (1977): Convective instability of stably stratified water in the ocean., J. Fluid Mech., 82, pp. 561-581.
- Li, M. and C. Garrett (1993): Cell merging and the jet/downwelling ratio in Langmuir circulation., J. Mar. Res., 51, pp. 737-769.