

風波とうねりの相互作用に関する研究 II

中電技術コンサルタント株式会社 正会員 ○三浦 真一
 広島工業大学 正会員 水野 信二郎
 広島工業大学大学院 学生員 藤原 正季

1. はじめに

本研究は、風洞実験水槽において制御された条件のもとに風波を発生し、水面下の流れの乱流構造が、逆行する単一周期のうねりを加える事によってどのような応答を示すか、実験結果を基にその発生機構を詳しく調べる目的で進めた。この研究は、風洞水槽の水面下に発生する乱流構造について、組織乱流の視点から考察したもので、これらに関する研究はこれまで殆ど行われていない興味深いものである。

2. 実験概要

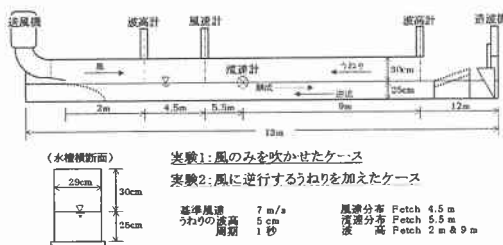


図 1. 風洞水槽の概略図

本実験は、風洞水槽で風のみを吹かしたケース実験 1と、風に逆行するうねりを加えたケース実験 2からなる。実験は、図 1 に示す小型風洞水槽 (長さ 13m、幅 29cm、高さ 55cm) を使用して実験を行った。実験条件は、水槽部水深 25cm、風洞部高さ 30cm、両実験共風速 7m/s、うねりの波高は 5cm、周期は 1 秒である。Fetch 4.5m、5.5m の鉛直断面内で各々、ピトー管で風速分布を、高精度 2 成分レーザ・ドップラ流速計 (TSI 製) で流速 2 成分 (水平 U 成分; 鉛直 W 成分) を詳細に計測した。風速はサンプリング周波数 100Hz、60 秒間の平均風速を、流速はサンプリング周波数 20Hz、250 秒間の平均風速を得た。各計測値は、4096 (=2¹²) 個の数値データと呼び出し、各サンプルデータ毎に FFT 法を用いて周波数スペクトル解析を行った。

3. 水面下の流れの加速機構

3.1 Navier-Stokes の方程式に基づく概念

Navier-Stokes の方程式に基づき議論を試みる。但し、分子粘性係数は乱流粘性係数と比べて十分小さいので無視すると基礎方程式は Euler の運動方程式

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uw}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \cdots (1)$$

より (1) 式で与えられる。ここで、乱流中の任意点の流速 (u, w) は、時間的平均値 ($\bar{u}, \bar{w}$) = (U, W)、変動成分 (u', w')、うねり成分 ($\bar{u}, \bar{w}$) の和とし、圧力変

動 p も同様に、平均圧力 P 、うねり成分 $\bar{p}$ 、変動圧力 p' の和とする。更に (1) 式に時間平均 (—) とスパン平均 ($\langle \rangle$) を施すと、右辺の加速項は、①組織乱流による Reynolds 応力、②うねりによる Reynolds 応力、③小規模乱流による Reynolds 応力から (2) 式で与えられる。ここで、 $\partial p / \partial x$ の項は微小であり無視した。

$$\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle U^2 + \bar{u}^2 + u'^2 \rangle}{\partial x} = -\frac{\partial \langle UW \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \langle \bar{u}\bar{w} \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \langle u'w' \rangle}{\partial z} \quad \cdots (2)$$

① ② ③

3.2 Craik - Leibovich (CL2) モデル

Craik & Leibovich (CL, 1976) が基礎方程式から出発した CL 理論では、平均流速のシアと表面波 Stokes wave drift 間の相互作用を表わす非線型項を基礎方程式に加える。CL の渦度方程式は次の (3) 式のように、CL1 機構と CL2 機構からなる。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} + w \frac{\partial \xi}{\partial z} = \eta \frac{\partial (u + u_s)}{\partial y} + \zeta \frac{\partial (u + u_s)}{\partial z} + v_T \Delta \xi$$

$$= \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial u_s}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial u_s}{\partial z} + v_T \Delta \xi \quad \cdots (3)$$

(CL1 機構) (CL2 機構)

ここに (x, y, z) は夫々風向きと風に直交する水平成分と鉛直成分の座標、(u, v, w) は Euler の平均流速、(ξ, η, ζ) は渦度であり、 u_s はうねりの Stokes wave drift、 v_T は渦動粘性係数である。CL 機構の特徴は平均流速として Lagrangian 流速 ($u_L = u + u_s$) を用いる。そのため、(3) の右辺に渦度生成項が現れる。波の Stokes wave drift は

$$u_s(z) = C(ak)^2 \exp(2kz) \quad \cdots (4)$$

となり、水深に依存する関数であるから CL1 機構よりも CL2 機構の方が実際に重要なモデルとされている。ここで、 C は波速、 a は振幅、 k は波数、(ak) は波形勾配である。さて、風波の場合は水槽内に水平シア $\partial u / \partial y$ を発生している (Mizuno 等, 1998)。風に逆行するうねりを加えとうねりの Stokes wave drift は風波のそれと逆向きに進行する。従って、(3) の CL2 機構は風波で発生した渦度 $\partial u / \partial y$ を弱めるように作用し、 $\partial u / \partial y$ が減衰または消滅する (Leibovich, 1983)。本研究では、CL2 機構が実際に水槽実験で起こるか否かをチェックする。

3.3 Wave-induced Reynolds stress

風に逆行するうねりが加わる事によって吹送流が増加する理論として、ゼロでない Wave-induced Re

ynolds stress を持つ条件を考える。そこで、 $\tilde{u}$ を (5) 式のように仮定する。

$$\tilde{u} = Ae^{kz+\alpha} \sin(kx + \omega t) \quad \cdots \cdots (5)$$

結果、うねりの流速成分に対する連続の式から、うねりによる Reynolds 応力は、 $\alpha \neq 0$ とすると (2) 式②項より (6) 式で与えられる。

$$-\frac{\partial \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial z} = +A^2\alpha e^{2(kz+\alpha)} > 0 \quad \cdots \cdots (6)$$

従って、正の Wave-induced Reynolds stress が存在する場合、係数 α は正 ($\alpha > 0$) となり、吹送流の加速機構を与える。

4. 実験結果及び考察

4.1 加速機構 I - Langmuir 循環流の減衰 -

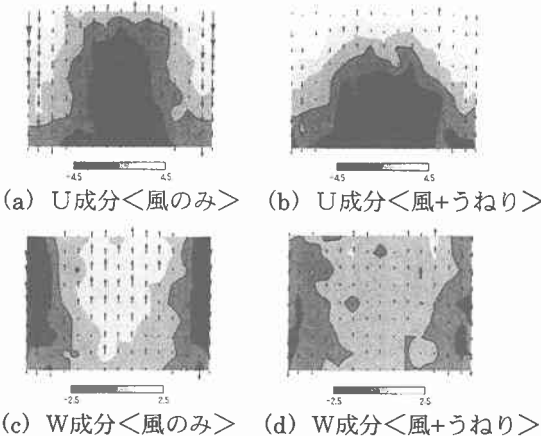


図 2. 断面内の平均流速分布 (cm/s)

図 2 は、各実験から断面内の平均流速 (U, W) を色の強度で示したコンター図である。図 2 (a,b) で白色部分が吹送流を示し、黒色部分が帰還流を示す。図 2 (c,d) で白色部分は鉛直上昇流を示し、黒色部分が下降流を示す。等高線は流速が 0 (m/s) の境界線を示し、ベクトル線は鉛直成分 W のみをベクトル表示した。

U成分 (a,b): 風のみでは、吹送流は水面側壁側で発生 (最大流速)、それに伴って帰還流が水底中央部で発生 (最小流速) する 1 次循環流が確認された。次にうねりを加える事によって、吹送流及び帰還流が増加している事が色の強度変化から分かる。

W成分 (c,d): 風だけのケースでは、側壁側で下降流、それに伴って中央で上昇流と云ったかなり強い 2 次循環流の発生が見られる。しかし、うねりを加える事によって 2 次循環流が減衰し、吹送流それに伴って帰還流も増加する。

4.2 加速機構 II - 流れの Reynolds 応力 -

図 3 は、実験 1, 2 における、各 Reynolds 応力の鉛直分布を示したものである。

実験 1: このケースでは、うねりが存在しないので $\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ の項を省略でき、(2) は (7) 式となる。

$$\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle U^2 + \tilde{u}^2 + \bar{u}^2 \rangle}{\partial x} = - \frac{\partial \langle UW \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \langle u'_i w'_i \rangle}{\partial z} \quad \cdots (7)$$

図 3 (a) から、小規模乱流による Reynolds 応力は水面付近で影響が大きく発生項として支配的である。図 3 (b) から、中央から水底付近にかけては、組織乱流による Reynolds 応力が支配的である。

実験 2: このケースでは、図 3 (b) から、風だけのケースに比べうねりを加えると、 $\langle UW \rangle$ の項が小さく無視出来る事から、(2) は (8) 式で近似できる。

$$\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle U^2 + \tilde{u}^2 + \bar{u}^2 \rangle}{\partial x} = - \frac{\partial \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \langle u'_i w'_i \rangle}{\partial z} \quad \cdots (8)$$

図 3 (a) から、うねりを加える事で Reynolds 応力及び乱流による Reynolds 応力の影響が大きくなる。また、正の Wave-induced Reynolds stress が存在するから、

(8) の

$\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$ は Reynolds 応力の発生項として支配的である。

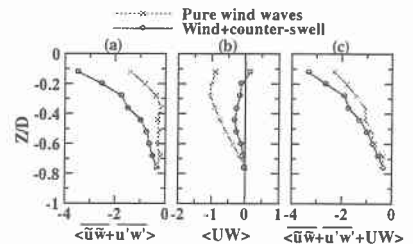


図 3. Reynolds 応力の鉛直分布 (cm/s²)

5. 結 論

実験 1: (風のみを吹かせたケース)

風で波が発生すると、水面下には吹送流と帰還流からなる 1 次循環流と組織的な 2 次循環流からなる流れ構造を形成する。

実験 2: (風に逆行するうねりを加えたケース)

風に逆行するうねりを加えると、水面上の渦構造には何ら影響しないが、水面下の渦構造 (Langmuir 循環流) を減衰し、1 次循環流の流量が約 1.5 倍増加した。ここで、1 次循環流を加速する主要な原因には次の 2 つの機構が考えられる。

- (I) 本実験結果は、Langmuir 循環流の発生理論としてよく知られた、CL2 機構の妥当性を支持する有力な実験となった。Langmuir 循環流が減衰すると、吹送流と帰還流の間の運動量交換が弱まるため吹送流及び帰還流も増加する。
- (II) 水面下にはうねりの減衰によって誘起された正の Wave-induced Reynolds stress が存在し、うねりに誘起された流速変動は水深と共に減少するので、正の Reynolds 応力が吹送流 U を加速する役割を果たす事が分かった。

<参考文献>

- 1) 鮎川 登(1987): 水理学, 35-40, 84-92. 2) 光易 恒吉 吉田 賀一(1989): 九州大学応用力学研究所所報 第 68 号, 47-71. 3) 巽 友正*佐藤 浩(1985): 乱流現象の科学-その解明と制御-, 1-11, 617-618. 4) 水野 信二郎(1998): 回流水槽における流れと風の間の相互作用に関する研究 (研究課題番号 07640580) , 3-6, 42-43.