

II-173

大きな波が存在する場での吹送流の流速分布一様化について

東京工業大学 工学部 正員 田中昌宏
 東北大学 工学部 正員 石川忠晴
 建設省 正員 植松 仁

1. はじめに

従来より吹送流の流速分布は、風洞水槽では、対数則分布に従うことが知られている。しかし現地では吹送流の流速分布は対数則に従わず、一様化していることが著者ら^{1), 2)}によって明らかにされた。さらに著者らは、この違いの原因がフェッチつまり風波のスケールにあると考え（図1）、造波機付の風洞水槽で実験を行い、一様化の原因が大きな波（実験室の風波より1オーダー大きな波）にあることを確かめた。このことはその後 Cheung & Street³⁾によっても発表されている。しかし彼らも一様化のメカニズムは明らかにしていない。本研究はこの一様化のメカニズムを数値計算によって検討したものである。

2. 研究の方針

まず現地の風波の状況を考えてみよう（図1）。現地の風波はフェッチに対応した大きな波とその場の局所的な風に対応した小さな波（波長30cm程度まで）が同時に存在する。小さな波は大きな波の軌道運動によって谷で引き延ばされ、峰で切り立った状態となる。このことは気流に対しては水面の粗度が、吹送流に対しては運動量輸送が、空間的に不均一になることを意味している。さらに吹送流

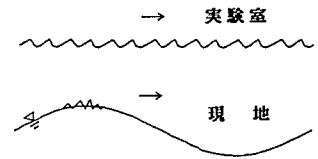


図1 実験室と現地の風波

は大きな波の軌道運動によって加速減速作用を受ける乱流となっている。したがって大きな波の存在する場の吹送流の特徴は①加速減速場であること、②風からの運動量輸送が空間的に不均一であることである。

流れ場の構造を明らかにする場合、まず考えられるのは応力分布を直接測定することである。しかし大きな波が存在する場では、波の軌道流速振幅が吹送流の流速の数倍のオーダーとなるため、測定上のわずかな誤差によって応力を精度良く測定することが困難となる。著者らも当初レーザ流速計（ファイバー型）による直接測定を試みたが、レーザ光の交差角の誤差のために内部の応力が水面応力より遙かに大きな値が測定されてしまった。したがってこの問題では応力測定による直接的なアプローチは困難である。

そこで本研究では上記の2つの特徴に注目し、数値計算による間接的なアプローチを試みた。

3. 計算内容

大きな波の存在する場は非定常で、水面を通して風から運動量が輸送される場である。しかしここでは定常で水面で抵抗が働く場に問題を置き換える。まず大きな波は正弦波として、現象を波速Cで動く系で考える。すると境界が波形のところに流れが生じた状態となり、空間的な加速減速流となる。次に運動量輸送の空間不均一性であるが、ここで境界が水面であることに注意する必要がある。流速分布が対数則に従うということは水面が壁面と同様な境界の性質を持つことを意味する。したがって水面をあくまで壁面と同様に考えれば、水面全域で応力が働き、運動量輸送の空間不均一性は粗度の不均一性による応力の大小によって与えられる。しかし境界は水面であるから極端な場合、水面の一部では応力がゼロになることもありうるのである。そこでそうした状況をも想定し、水面の粗度長さ Z_0 及び水面応力 τ_0 を次のように与える。

$$Z_1 = a \cdot \sin(kx - \delta) - b \quad \left[\begin{array}{l} Z_1 > 0 \\ Z_1 \leq 0 \end{array} \right. \left[\begin{array}{l} Z_0 = Z_1 \\ \text{滑面} \\ \text{or} \\ \tau_0 = 0 \end{array} \right. \quad \cdots (1)$$

ここに、 a ；粗度長さの振幅、 k ；大きな波の波数、 δ ；位相差、 b ；定数である。粗面及び滑面上ではWall Function 法を用いて τ_0 を与え、粗滑は粗度レイノルズ数で判断した。

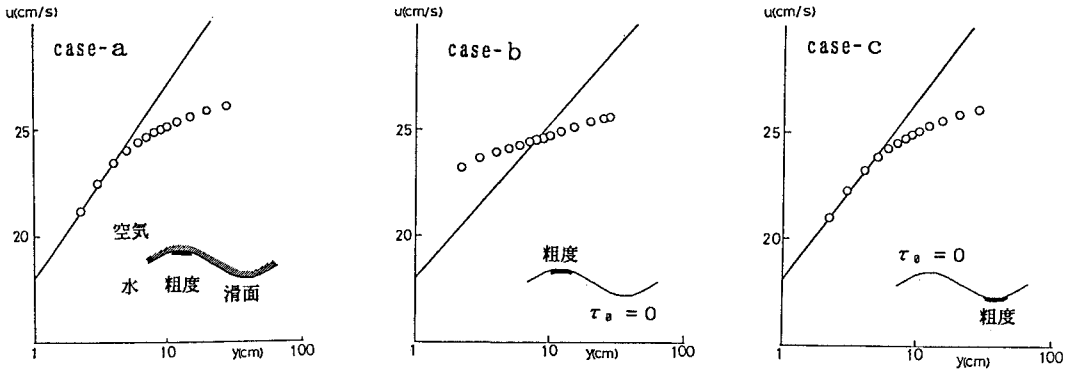


図2 一波長平均の流速鉛直分布

計算領域は流れ方向に一波長（60cm）、鉛直方向に半波長とし、計算メッシュは微小振幅波理論のポテンシャルと流関数を用いた直交曲線座標系を用いた。乱流モデルは $k-\epsilon$ モデルを、アルゴリズムはSIMPLEを用い、流れ方向に解が周期的になるまで繰り返し計算を行った。

4. 計算結果

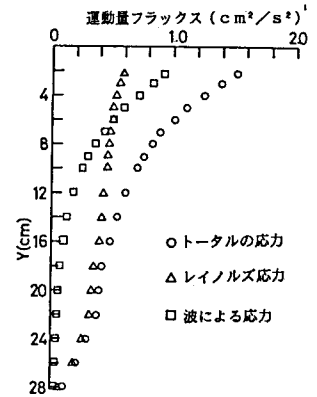
計算は、粗度の位相、 τ_a 、大きな波の振幅を数種変化させて8ケース行ったが、ここでは図2に示す3ケースについて説明する。case-aは粗度が峰の位置でその他が滑面、bは粗度の位置が峰でその他が $\tau_a = 0$ 、cは粗度の位置がbと反対に谷にある場合である。なおすべて波高は4cm、粗度長さの最大値は0.0062cmである。図2は一波長平均の流速の鉛直分布を示している。図中の実線は一波長平均の水面応力（摩擦応力+圧力）に対応する対数則の勾配を示している。case-a、cは水面近くで対数則に従っているが、bは対数則の勾配に較べ流速分布が一様化している。またcase-bの境界条件でも振幅が小さくなると対数則に従った。したがって吹送流の流速分布の一様化は、波高がある程度大きく（加速減速作用）、運動量が波の峰の部分から集中的に輸送されるときのみ生じるといえる。またcの状態は気流の境界条件に対応しており、計算結果は風速分布は対数則に従うという従来の知見と一致している。

図3はbとcそれぞれの運動量フラックスの鉛直分布を示している。波動場においては運動量フラックスはレイノルズ応力とWave-induced stress（波による応力）がある。図中にはそれぞれの応力とトータルの応力が示されており、一様化した場合には水面近くで応力の半分以上が波による応力に依っていることがわかる。

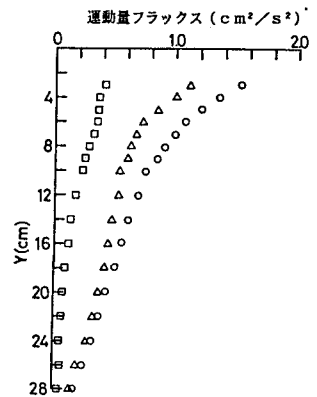
以上から、吹送流の流速分布の一様化は、波高がある程度大きく（加速減速作用）、運動量が波の峰の部分から集中的に輸送されるときのみ生じ、その場合の応力の伝達は波による応力に依っていることが判明した。

参考文献

- 1) 石川ら：湖面に働く風応力の現地観測、第32回水講演文集、pp.305-310、1988。
- 2) 植松ら：波動場における吹送流の流速分布特性、第43回年講、pp.392-393、1988。
- 3) Cheung, T. K. & Street, R. L.: The turbulent layer in the water at an air-water interface, J. F. M., Vol. 194, pp. 133-151, 1988。



一様化した場合 (case-b)



一様化しない場合 (case-c)

図3 運動量フラックスの鉛直分布