

湖面に作用する風応力の検討 (中間報告)

Wind stress applied on a lake surface

東京工業大学 工学部	正 員	石 川 忠 晴
運輸省港湾技術研究所	正 員	鶴 谷 広 一
信 州 大 学 工 学 部	正 員	富 所 五 郎
環境庁国立公害研究所	正 員	福 島 武 彦

1. はじめに

浅い湖の水質改善策立案の過程において湖流の数値解析を必要とする場合が多い。湖流を引き起こす主たる外力は水面に作用する風応力であり、解析結果の妥当性は風応力の推算の精度に依存している。風応力は通常次式により推算される。

$$\tau_a = \rho_a C_D U_z^2 \quad (1)$$

ここに、 τ_a : 風によるせん断力 (風応力)、 ρ_a : 空気密度、 U_z : 平均水面から z の高さにおける風速、 C_D : 抵抗係数である。通常、 C_D は U_z の一価関数として与えられる。さて、湖流数値計算にあたり近傍測候所の風データに基づき、湖面上で一様な代表風速・風向を設定するのが常である。したがって、(1)式に従えば計算領域全体で風応力は一定となってしまう。その結果、躍層の発達しない浅い湖では、鉛直平均された水平循環パターンが水域の浅深分布のみによって概ね定ってしまう。しかし、風応力を一様とみなして本当に良いのであろうか、そのことによる誤差はどれほどのものだろうか。これが本研究の主題である。

風応力が非一様となる原因は次のように考えられる。

- ①代表風速自体の非一様性 : 湖の周囲地形の凹凸により生じる。また、海陸風、山谷風といった局地風前線の移動によるものもある。我国のように地形が入りこんでいると後者の影響も大きい。
 - ②波浪が発達段階にあるための非一様性 : 風応力は水面をおおう波の状態に影響される。湖ではフェッチが短いので、波のフェッチ方向の変化率が大きいために生じる。
 - ③湖流が一様でないことにより生じる非一様性 : 湖は閉じた領域であるため、浅深分布がある場合には吹送流が順流となる領域と逆流となる領域が存在する。そうした吹送流の場所的变化によって風波が影響を受け、風応力が変化する。
- ①に関しては、霞ヶ浦周辺に生じる海陸風の研究が現在行なわれている。③は吹送流の反流の効果及び定常流がある場合の風波の特性について実験的に検討している1),2)。本論文では、②について述べる。

2. 風応力に関する既往の研究の検討

風応力は風の状態だけではなく、そこでの波や流れの状態によって変化すると考えられる。風波は波相互だけではなく流れとの間にも干渉を起こすため、波自身が変化し、その結果風応力に影響を与える。したがって、風応力を評価するにあたっては、風から水への運動量輸送の全体の機構を見通した議論が必要となる。風波上の気流の特性、波と波、波と流れの相互作用、風応力の波と流れへの運動量分配機構等の問題はそれぞれが非常に複雑であるため、個々の問題としても不明な点が多く残されている。そこで、本論文では風から水への運動量輸送の問題に関してこれまでに明らかにされている点を個々に整理した上で、その全体像を明確にし、風応力評価における今後の検討ポイントを指摘することにする。

2-1. 水面上の風速分布

水面上の風速分布の測定は現地及び風洞水槽において数多くなされており、その結果のほとんどが固定面上の風速分布と同じ対数則の適用を支持している(Phillips 3))。すなわち、水面上の風速分布は次式で記述される。

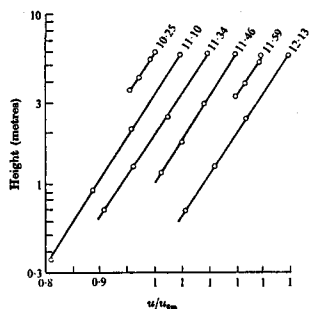


図-1 現地における風速分布
(Kondo et al. 4))

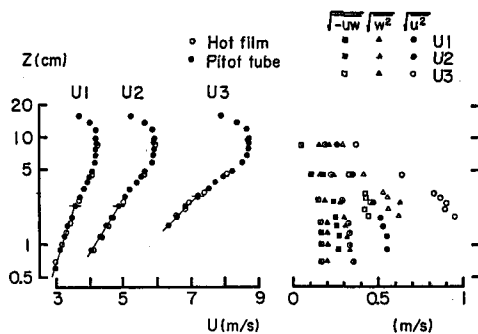


図-2 風洞水槽における風速分布
(Kawamura et al. 5))

$$\frac{U_z}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{Z}{Z_0} \right) \quad (2)$$

ここに、 U_* : 摩擦速度、 κ : カルマン定数、 Z_0 : 粗度長である。図1 (Kondo et al. 4))、図2 (Kawamura et al. 5)) は現地6), 7), 8) と風洞水槽9), 10)における風速分布の一例である。

固定面上の乱流境界層においてよく知られているように、境界層内は壁領域(境界層厚さの10~20%)と外部領域(80~90%)にわかれており、対数則が厳密に成立するのは壁領域である。図2の風速分布をみると明らかに二つの領域に分かれている。同時に行なわれたレイノルズ応力の測定結果から、この水面近くの領域ではせん断力がほぼ一定となっており、その値は速度勾配から算出される値とほぼ一致している。このことは水面上においても壁法則が成り立ち、壁領域内の風速分布は対数則に従うことを示している。しかしながら、ここに示した結果にはみられないが、風波上の風速分布には水面ごく近傍で風速が大きくなる、いわゆる”KINK”の存在が知られている11), 12), 13)。光易14)はKINKの原因が風波と気流の相互作用にあり、風波が一次元的で規則的な場合には生じやすく、風波が三次元的になると生じにくいとしている。しかし、この問題はまだ解決されていない。

このように対数則の成立領域は壁領域内のしかも波との相互作用が生じる領域より上層となるため、厳密には狭い領域となるが、従来の多くの測定結果から対数則は水面上の気流の特性を普遍的に表す法則とみなすことができる。

2-2. 抵抗係数

風応力の測定にはこれまでいくつかの方法15) が用いられてきているが、次の三つの方法によるものが比較的信頼性がある。風速の鉛直分布から求める方法(Wind profile 法)、レイノルズ応力の直接測定による方法(Eddy correlation法)、風速変動のスペクトルから求める方法(Dissipation technique 法)である。この三つの方法共に壁領域の特性を利用して風応力を推定するものである。Miyake et al. 6) は海洋において、この三つの方法で測定を行い、大気が中立状態にあれば、風応力の値は測定誤差の範囲内で一致すると報告している。

図3は鶴谷ら1)によってまとめられた現地及び風洞水槽における C_D と10m高風速 U_{10} の関係を示している。これを見ると、鶴谷らの風洞水槽におけるデータもバラツキがみられるが、観測者の違いによるバラツキもかなりみられる。ところで、抵抗係数の性質を表わす式として、次式で示される Charnock relation

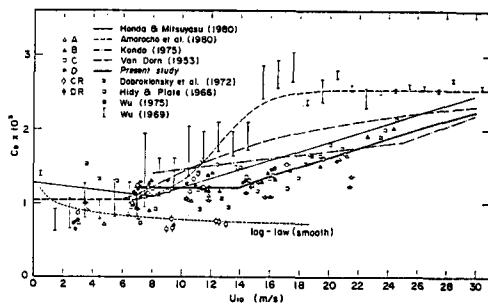


図-3. C_D と U_{10} との関係(鶴谷ら1))

が古くから知られている。

$$Z_0 = b U_*^2 / g \quad (3)$$

ここに、 b : Charnock 定数である。(3)式は水面の状態を表わす Z_0 と風応力が一価関係にあることを示すものである。この関係式は、測定された風速と C_D の関係と平均的に一致することが一般に知られている。Wu25) はこれに対して次の様な物理的解釈を与えている。“碎波状態にある波が抵抗を受けもつとすれば、その波形勾配は一定とみなすことができ、 Z_0 はそうした波のスケールに対応する。その結果、Charnock relation は波の分散関係と等価な式となる。” というものである。しかしまた、この b の値は多くの研究結果からばらつくことが知られている。(3)式を(2)式に代入するとただちにわかるように、(3)式は C_D と U_{10} の一価関係を示している。すなわち、 C_D が U_{10} に対してばらつくことと b がばらつくことは同等であって、それは風の状態のみによって水面の状態が規定されないことを示していると考えられる。 C_D が U_{10} に対してばらつく原因には、風応力が直接測定できないため、上記した間接測定法自体の問題もあるが、それ以外に風応力に影響を及ぼす因子として次のようなものが挙げられる。①風速、②成層の有無、③フェッチ、④波、⑤吹送流あるいは定常流、----。①は図3にもみられる様に、かなりバラツキはあるが、 U_{10} が 5~8 m/s 付近を境に水面の状態が滑面から粗面に移行しており、風応力が風速に大きく依存していることは一般に認められている。②に関しては、大気が中立でない場合には温度を同時に測定することによって補正が可能である。③は湖の場合、その平面スケールが数百 m~数十 km であるため、波浪が発達段階にあり、風応力がフェッチによって変化する可能性がある。 C_D はフェッチに依存しないと議論もあるが16), 17)、実測による確証が得られているわけではない。若干の検討が Sheppard et al.7) 及び Smith 8) によって行なわれている。Sheppard らによれば、フェッチ 8~22 km で C_D のフェッチ依存性はないとしており、Smith はフェッチが大より小の方が C_D が大きい傾向はあるが明瞭ではないとしている。以上から、 C_D と U_{10} の関係にはかなりのバラツキがあり、 C_D のフェッチ依存性については明確な結果は得られていないが、 $U_{10} = 5 \sim 8 \text{ m/s}$ を境に水面の状態が滑面から粗面に移行することは少なくとも言えるようである。

2-3. スケールの小さな波と風応力の関係

鶴谷ら1)の測定結果によると、水面の滑面から粗面への移行は $U_{10} = 7 \text{ m/s}$ で起こり、そのときの U_* の値は 23 cm/s である。この U_* の値も測定者によって若干の幅はあるが、 $U_* = 23 \text{ cm/s}$ という値は波の最小位相速度に対応しており、物理的意味がある値であるように思える。Wu18) は風波からの気流の剥離は波速 C が U_* より小さいとき起こるという条件を提案している。一方、Banner & Melville 19) は流水中に障害物を置いて制止した波を生じさせ、その上の気流を調べて気流の剥離が碎波と密接に関係していることを示した。Melville20) は碎波に伴って境界層内に発生する乱れを考察し、それによって波速と等しい U_* が生じることを示した。さらに、Banner & Phillips21) が与えている、吹送流と大きな波のオービタル流があるときの小さな波の最大波高の条件を用いて、 Z_0 に次の様な表現式を与えている。

$$Z_0 \approx M \zeta^* U_*^2 / g$$

$$\zeta^* = \frac{1}{2\alpha} \left\{ \alpha - [1 - (1 - \frac{\gamma(2-\gamma)}{(1-\beta)^2})^{\frac{1}{2}}] \right\}^2 \quad (4)$$

$$\alpha = c_0/C \quad \beta = u_0/C \quad \gamma = q_0/C$$

ここに、 M : オーダー (0.1 ~ 1) の定数、 c_0 : 小さい波の波速、 C : 大きい波の波速、 u_0 : 大きい波の最大オービタル速度、 q_0 : 大きい波がない時の吹送流の値である。Melville は (4) 式を Sheppard ら7) の実測と比較し、 Z_0 が (4) 式で表わせることを示した。(4)式は Charnock relation を一般化したものである。(4)式が成り立つとすれば、前節で述べた b のバラツキの原因は吹送流とうねりにあると考えることができる。風波からの気流の剥離に関しては、Kawai 22) が風波上の気流を可視化することによって、碎波が起こらなくとも剥離が生じることを示している。しかし、少なくとも碎波状態に近い波速の小さい、つま

り、スケールの小さな波が風応力に大きく影響していることは確かなようである(23), (24)。図4 (Wu25)) は風洞水槽と現地の風速に対する有義波高と相当粗度 k の比の関係を示している。これを見ると、風洞水槽においてはその比がほぼ1であるのに対して、現地においては $10^2 \sim 10^3$ の値となっている。これは、フェッチが大きくなり、大きい波が存在する場合にも、水面の粗度を規定するものは風洞水槽で生じるような小さな波であることを暗に示しているといえる。

以上から、風応力は風洞水槽でみられる程度のスケールの小さな波の状態に密接に関係しているようである。したがって、海洋においては、大きい波の上に小さい波が存在するため、大きい波と小さい波の相互作用を考慮しなくてはならないことがわかる。

2-4. 大きい波と小さい波の関係

大きい波と小さい波の相互作用の問題は波浪の発達機構にかかわる問題であるため、ここでは風波の発達機構について考えることにする。

まず、この問題を考える上で重要と思われる Mitsuyasu & Honda (26) の実験結果を示す(図5)。これは、風洞水槽において規則波を起こしその波の増幅率 β を界面活性剤を使用して風波の発生をおさえた場合とそうでない場合で比較したものである。その結果、風波の発生をおさえると風応力も増幅率も減少するが、無次元増幅率 β/f (f は規則波の周波数) と無次元摩擦速度 U_* / C (C は規則波の波速) の関係は両者の間で差がないことを示した。すなわち、波の増幅率 β には“ U_* 相似則”が成立し、このことから風から波への運動量輸送において小さなスケールの波が重要であることがわかる。風波の発達理論に関しては、Miles の理論による波の増幅率よりも実測値ははるかに大きいことが明らかになって以来、Miles の理論の改良及び新しい理論の提案がなされている(27), (28), (29), (30), (31), (32)。それらの多くに共通した考え方は、小さい波の効果をどのように取りこむかということである。その一例として、Miles の理論の改良という観点からGent(31) の研究は興味深いものである。Miles の理論においては、平均速度分布として対数分布が用いられているが、乱流変動自体は考慮されていない。Gentはそれを改善するために水面上の気流に乱流モデルを用いた数値計算を適用し、水面の粗度長さ Z_0 が波面で一様でない場合には、風から波へのエネルギー輸送が非常に増大することを示した。このことは、大きい波の上の小さい波の分布特性が重要であることを示唆している。以上のように、風から水への運動量輸送を考える上で、小さい波の挙動が重要であることが推察される。

2-5. 風波と吹送流の運動量分配機構

これまで、風応力、すなわち、風から水へ輸送されるトータルの運動量について考えた。吹送流の問題を考える上で、このトータルの運動量が波と流れへどのように分配されるかを検討する必要がある。表1は鶴谷ら(1)によってまとめられた波の運動量の増加分 τ_w と風応力 τ_a の比を示している。この中で Dobson(33), Snyder et al.(34) 及び Hsu et al.(35) の値がかなり大きく、それらを除くと、 τ_w/τ_a の値は10%程度と考えられるようである。 τ_w/τ_a が大きい値を示す三つの結果は、海洋あるいは風洞水槽において、水面上の圧力変動と水位変動を同時に測定することによって求めたものであり、この場合の τ_w は風が波に直接輸送した運動量を表わしている。その他の値は風波の波高記録から波の運動量の増加分を算出したものである。光易(37)はこの両者の差はデータの誤差によるものではなく

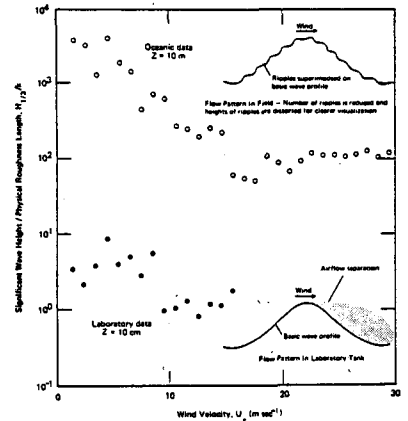


図-4. 有義波高/ k と U_z の関係 (Wu 25))

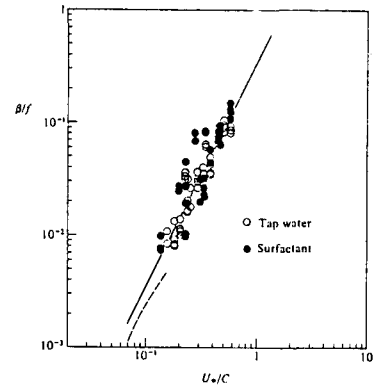


図-5. β/f と U_* / C の関係 (Mitsuyasu & Honda 26))

この違いが風から水への運動量輸送機構の本質を示しているとして次のような力学モデルを提案している。すなわち、” 大気から海洋へ輸送される運動量の内、かなりの部分（50%以上）は海洋波に吸収される。しかしながら、海洋波は不安定を生じ碎波することによってその大部分を失い、残りのわずかの部分（5%程度）を波として輸送する。波から失なわれた運動量の大部分は乱れ及び流れの運動量に転化される” というものである。このモデルの妥当性の検討は今後の問題であるが、これまでの多くの研究結果から判断して、波が波として輸送する運動量は風応力の数パーセントであって、風応力の大部分は吹送流に転化され则认为られる。

3. まとめ

以上の検討結果から、風から水への運動量輸送機構の全体像を推察することができる（図6参照）。風波上の乱流境界層は、波、流れと気流の相互作用による特有の性質を含むが固定面上の乱流境界層に非常に似た特性を持っている（川村・鳥羽38）したがって、乱れの長さスケールの特性は Z_0 によって表現され、その特性は風洞水槽でみられる程度の小さい波によってほぼ規定される。海洋においては、小さい波は大きい波の上に重なって存在するため、小さい波の特性は大きい波や吹送流との相互作用によって変化する。小さい波の挙動は直接的、間接的に風から水への運動量輸送に影響を与える。

今後の検討ポイントは、小さい波がフェッチによって変化する卓越波の上でどのように変質するかを明らかにすることである。

4. おわりに

本論文では、1.で述べた本研究グループの検討項目の内、

②について述べた。他の検討項目についての今後の計画は次のように考えている。

①について-----海陸風、山谷風に代表される局地風の特性について調べ、それらが湖の流れにどの程度影響を与えるかを、モデル数値計算を行い検討する。

③について-----鵜谷らが行っている定常流が存在する場合の風波の特性に関する研究は、特に海洋において重要であるが、その特性を基に湖の場合の風応力に対する流れの影響について検討する。

本グループの活動及び本論文の取りまとめの過程において、田中昌宏氏（東京工業大学工学部助手）に多大の助力を頂いている。記して謝意を表する。

本グループの活動は土木学会水理委員会後援若手研究者のグループ活動の一環として行なわれている。

表-1 τ_w/τ_a についての従来の研究

Author	τ_w/τ_a (%)
Starr(1947)	10
Stewart(1961)	20
Korvin-Kroukovsky(1965)	7
Hamada et al.(1966)	15(14-16)
Wu(1968)	20(12-30)
Dobson(1971)	80(±30)
Imasato et al.(1971)	(2-15)
(1973)	7(3-10)
Taira(1972)	5(3-10)
Toba(1972)	7.5exp(-1.9c/U)
Hsu et al.(1981)	42
Snyder et al.(1981)	57
Present study	7(2-20)

注) Tobaの結果は誤差関数に変更38)

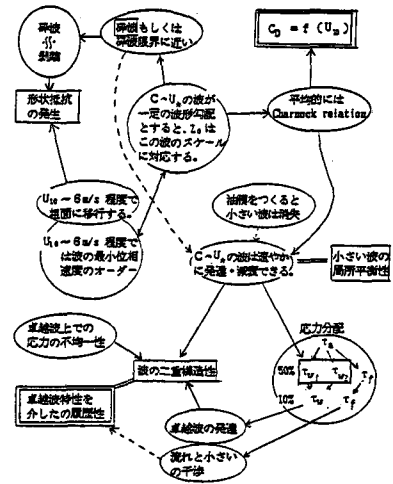


図-6. 風から水への運動量輸送機構

参考文献

- 1) 鵜谷広一、中野 晋、加藤 始、一戸秀久： 港湾技術研究所報告，vol.22, No.2, pp.127-174, 1983.
- 2) 鵜谷広一、中野 晋、柳島慎一： 第32回海岸工学講演会論文集，pp. 214-218、1985.
- 3) Phillips, O.M. : The Dynamics of the Upper Ocean, p.316、1977.
- 4) Kondo, J., Fujinawa, Y. and Naito, G. : J.F.M., vol.51, pt.4, pp.751-771, 1972.
- 5) Kawamura, H. et al. : Tohoku Geophys. Journ., vol.28, No.2, pp. 69-86, 1981.
- 6) Miyake, M. et al. : Quart. J. R. Met. Soc., vol. 96, pp.132-137, 1970.

- 7) Sheppard, P.A., Tribbe, D.T. and Garratt, J.R. : *Qurt. J.R. Met. Soc.*, vol. 98, pp. 627-641, 1972.
- 8) Smith, S.D. : *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 10, pp. 709-726, 1980.
- 9) Wu, J. : *J.F.M.*, vol. 34, pp. 91-111, 1968.
- 10) Chang, P.C., Plate, E.J., & Hidy, G.M. : *J.F.M.*, vol. 47, pp. 183-208, 1971.
- 11) Nan'niti, T., Fujiki, A. and Akamatsu, H. : *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol. 24, pp. 281-294, 1968.
- 12) Takeda, A. : *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol. 19, pp. 16-22, 1963.
- 13) Yefimov, V.V. and Sizov, A.A. : *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, vol. 5, 930-942, 1969.
- 14) 光易 恒 : 第11回海岸工学講演会講演集, pp. 42-48, 1964.
- 15) 鳥羽良明 : 海洋物理 I, 東海大学出版会, pp. 145-255, 1970.
- 16) Kraus, E.B. : *J. Atmos. Sci.*, vol. 23, pp. 443-445, 1966.
- 17) Safaie, B. : *Proc. ASCE. J.W.P.CO.E.*, vol. 110, No. 2, pp. 287-293, 1984.
- 18) Wu, J., : *Tellus*, vol. 21, pp. 707-713, 1969.
- 19) Banner, M.L. and Melville, W.K. : *J.F.M.*, vol. 65, pp. 647-656, 1974.
- 20) Melville, W.K. : *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 7, pp. 702-710, 1977.
- 21) Banner, M.L. and Phillips, O.M. : *J.F.M.*, vol. 65, pp. 647-657, 1974.
- 22) Kawai, S. : *Bound. Layer Meteo.*, vol. 23, pp. 503-521, 1982.
- 23) Munk, W.H. : *Qurt. J.R. Met. Soc.*, vol. 81, pp. 320-332, 1973.
- 24) Kondo, J., Fujinawa, Y. and Naito, G. : *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 3, pp. 197-202, 1973.
- 25) Wu, J. : *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 10, pp. 727-740, 1980.
- 26) Mitsuyasu, H. and Honda, T. : *J.F.M.*, vol. 123, pp. 425-442, 1982.
- 27) Longuet-Higgins, H. S. : *Proc. Roy. Soc. A*, vol. 311, pp. 371-389, 1969.
- 28) Garrett, C. and Smith, J. : *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 6, pp. 925-930, 1976.
- 29) Longuet-Higgins, H. S. : *Proc. Roy. Soc. A*, vol. 347, pp. 311-328, 1976.
- 30) Gent, P. R. and Taylor, P. A. : *J. F. M.*, vol. 77, pp. 105-128, 1976.
- 31) Gent, P. R. : *J. F. M.*, vol. 82, pp. 349-369, 1977.
- 32) Ichikawa, H. : *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol. 34, pp. 117-128, 1978.
- 33) Dobson, F. W. : *J. F. M.*, vol. 48, pp. 91-127, 1971.
- 34) Snyder, R.L. et al. : *J. Mar. Res.*, vol. 32, pp. 494-531, 1974.
- 35) Hsu, E.Y. et al. : *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 12, pp. 929-951, 1982.
- 36) Toba, Y. : *J. Phys. Oceanogr.*, vol. 8, pp. 494-507, 1978.
- 37) 光易 恒 : 大気海洋間の運動量交換、九大応力研究所報、第60号、pp. 437-444, 1984.
- 38) 川村 宏・鳥羽良明 : 第17回乱流シンポジウム講演論文集、pp. 248-252, 1985.