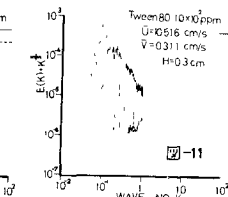
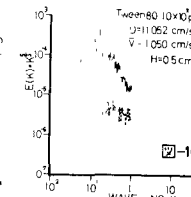
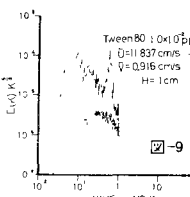
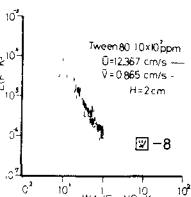
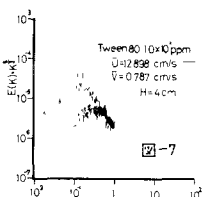
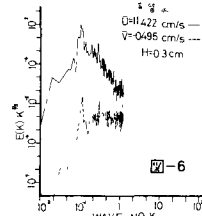
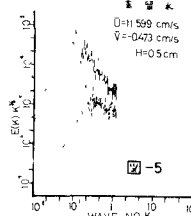
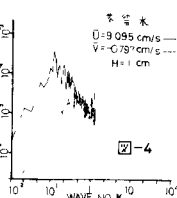
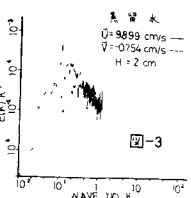
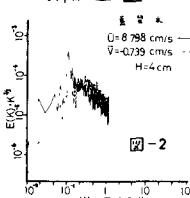
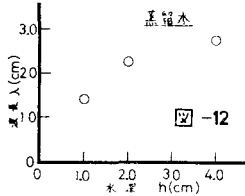
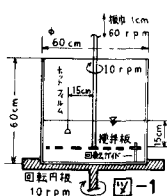


九州大学工学部 正員 野谷陽一
学生員 多田基公
学生員 森山隆二

1. まえがき 再曝気機構の解明を目的として、筆者らは再曝気速度に対する界面活性剤の影響を解明してきた。液層係数は表面の伸縮運動によって律されることを、界面活性剤が伸縮運動を束縛することにより、液層係数に変化を与えることを、Lamontのmodelを周期的伸縮運動に拡張して示し、乱れの様子を検討してきた。一、Lamontのmodelでは表面の乱れは下から供給される乱れのエネルギーのみで与えられる。表面近傍の渦のcascade downを考えれば、このmodelは必ずしも妥当でないと思われるので、表面乱れの様子に若干の検討を加える。

2. 実験方法及び実験結果 実験には図-1の様な円形水槽を回転円板上に固定し、水槽を回転させて平均速度を与えた。乱れは水槽と等速で回転する攪拌板を上下動させて起した。板の直径は56cmで、板には直径3mmの穴を約100個あけた。板の振巾は1cm、振動数60rpm。水槽の回転速度10rpmで水深25cm、水面から攪拌板上面まで水深10cmである。乱れはホットフィルム

KANOMAX 1287Wを用いて水深4, 2, 1, 0.5, 0.3cmについて測定した。今回は蒸留水とTween80, 1.0×10^{-2} ppm. についての結果を示す。乱れの水平方向鉛直方向のエネルギースペクトルを重ねたものを図2~11に示す。今回の実験では慣性領域及び粘性領域を明確に得ることが出来なかった。これは境界装置が不備であったと思われる。しかし、乱れの水平成分スペクトルと鉛直成分スペクトルとを比較すると乱れの異方向性がかなり明確に認められる。すなわち水深が浅くなるにつれて鉛直成分スペクトルが水平成分スペクトルに比べて小さくなっている。これは波数の小さい所ほど著しく表われている。そこで図-12に蒸留水の場合について乱れの等方向性を示す境界の波長と水深に対して比べてみた。一応両者の間に比例関係がみられる。Tween80の入ったものでは、水平成分スペクトルと鉛直成分スペクトルとの差が波数の大きい所まで及んでいる。又、水深の深い所までこの差が生じているようである。筆者らは、下から上昇してきた渦が、表面付近では鉛直方向の運動を束縛される為偏平な渦の伸縮運動をしようとしているのであるが、水平成分スペクトルについて蒸留水とTween80を比べてみるとほとんど差がないのに対し、鉛直成分スペクトルでは蒸留水とTween80の間に明確な差が認められる。



すなわち、蒸留水では深さ 1^{mm} まで異方性の乱れと等方性の乱れの波数が区別できるのに対して、Tween 80 を含む場合については 1^{mm} 付近で完全に異方性の乱れとなっている。このことは、界面活性剤は表面乱れ運動のうち伸縮を伴う運動を束縛し、従って界面近くの鉛直運動を妨げるが、別の様な伸縮を伴わない水平運動には関係しないためと考えられよう。

3. 表面近くの乱れの構造の解析

界面活性剤の K_L と及ぼす影響を解明する為、筆者らは Lamont の model を用いた²⁾。この model では表面での洞の micro scale は下から供給される洞の拡散によって決まると考えている。実際の現象を考えてみた場合、表面近傍での平面的洞の cascade down が存在すると考えられる。そこで、本報告ではこの様な表面近傍の洞の性質を定める為、次の様な model を考えた。表面まで上ってきた洞は水面での境界条件によって鉛直方向の運動が束縛され扁平な洞にならざるを得ない。そこで、洞の水平方向スケールを代表長さとし、その波数を K とすると代表長さは $1/K$ に比例する。 A を定数として、水面より深さ方向に水深 y をとり、 $y > A/k$ では等方性乱れ、 $y < A/k$ では縦方向スケールの圧縮された異方性乱れの領域とする。この縦方向スケールは y に比例するとする。今、異方性乱れの場合について二次元洞の power spectrum を $E(k)$ 、エネルギー散逸率を ε とすると慣性領域では、 $E(k) \propto \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$ である。 K 成分の水平方向代表乱れ強度 $V_E(k)$ は $V_E(k) \propto \varepsilon^{1/3} k^{-1/2}$ 、洞の鉛直速度成分は縦方向スケールに比例するので、鉛直方向代表乱れ強度 $V_D(k)$ は $V_D(k) \propto \varepsilon^{1/3} k^{-1/2} Ky = \varepsilon^{1/3} k^{-7/2} y$ と考えられる。従って、鉛直方向拡散係数は $D(k) \propto \varepsilon^{1/3} k^{-7/2} y$ となり、 K の大きいものほど拡散係数 k に対する寄与が大きいことを表わしている。一方、 $K > A/y$ (等方性乱れ) の領域では $D(k) \propto \varepsilon^{1/3} k^{-4/3}$ であるから、 K の小さいもの程、拡散係数への寄与が大きく、結局、 $K = A/y$ で拡散係数が与えられる。すなわち、

$$D_y = \text{const.} \cdot \varepsilon^{1/3} c_y \cdot y^{4/3} \quad (1)$$

となる。水平方向乱れスケール L は y によらないとして

$$\varepsilon \propto V_A^3 / L \quad (2)$$

とあれば、水平方向のエネルギー保存は、

$$\frac{V_A^3}{L} = A \frac{d}{dy} \left(\frac{V_A}{L^{1/3}} \cdot y^{4/3} \cdot \frac{dV_A}{dy} \right) \quad (3)$$

ここで $y/L = \eta^3$, $V_A^3 = \phi/\eta$ とおくと

$$\frac{d^2 \phi}{d\eta^2} = \left(\frac{27}{2A} \right) \cdot \phi$$

$$\text{従って} \quad \phi = \phi_1 \sinh \left\{ \left(\frac{27}{2A} \right) \eta \right\} + \phi_2 \cosh \left\{ \left(\frac{27}{2A} \right) \eta \right\}$$

$\eta=0$ で V_A が、有限値をとることから $\phi_2=0$

V_{A0} を表面に於る乱れの代表強さとして、

$$V_A = V_{A0} \cdot \left\{ \frac{\sinh \eta}{\eta} \right\}^{1/3} \quad (4)$$

例として、今本¹⁾の実測から得た式で、平均的にみて、 $V_A/U_* = 11$ 、 (U_* : 摩擦速度) とすると

$$L = 0.15 \quad (\text{一定}) \quad (H: \text{水深 } y=H-z)$$

$$\frac{V_A}{U_*} = \begin{cases} 0.79 (z/H)^{-1/3} & 0.1 < (z/H) < 0.6 \\ 0.66 (z/H)^{-2/3} & 0.6 < (z/H) < 1.0 \end{cases} \quad (5)$$

ここで $V_{A0}/U_* = 0.23$, $y_0/H = 0.0067$ とおくと両者の関係は極めて良く一致する。(図-13)

従って開水路二次元流れに於ては

$$V_{A0} = 0.23 U_* \quad (6)$$

となる。

筆者ら²⁾は、開水路二次元流れについては、次式を導いている。

$$K_L = 0.12 D_L^{1/2} g^{3/8} \nu^{-1/4} H^{1/8} I^{3/8} \\ = 0.12 D_L^{1/2} U_*^{3/4} \nu^{1/4} H^{-1/4} \quad (7)$$

上式を、表面近傍の乱れを定める V_{A0} と L で表わせば、今本に従って、 $L = 0.15 H$ 及び、式(6)を用いると

$$K_L = 0.22 D_L^{1/2} V_{A0}^{3/4} \nu^{1/4} L^{-1/4} \quad (8)$$

を得る。

開水路二次元流れでない場合でも、表面近傍の乱れ強度・乱れスケールを測定すれば、これより K_L を算定し得る。又、界面活性の影響のある場合の K_L の算定の基礎として式(8)が用いられよう。

尚、乱れのスペクトル計算には九州大学大型計算センターを使用した。

1) 今本・浅野・第19回水理講演会論文集 P161

2) 栗谷・敦田・昭和48年度土木学会・西部支部論文集

3) 栗谷・土谷・第32回土木学会年次大会講演集

