

1 はしがき

界面波が碎波して拡散混合が生じている場合の混合現象に関する問題は、海水の侵入規模と推算するに際しての界面抵抗の算定との、河口部における河積確保と計画する際の損失エネルギーの見積り、さらには取排水問題などに関連した課題のひとつであり、また、成層流体における界面現象と理解する上でも、この混合現象に注目することの必要性は依然にも増して高くなってきている。たとえば、界面抵抗に関する付加摩擦力の問題におけるように、これと連行量との関係に関連づけようとする試みがおこなわれるようになってきた。しかし、連行係数についての Ellison と Turner (1959) や和田 (1968) らの研究結果によれば、周知のように連行係数はリチャードソン数によって小さくなるが相当散乱することになる。このような場合には流線の微細構造にまで介入しなくてはならないことがわかるが、淡塩水のような成層剪断乱流場における渦動粘性との渦動拡散についての研究は必ずしも多くはなく、乱流状態にある界面の定性的性質と之十分に理解されるまでには至っていないといえる。

本報告は、これらの点とつまえて、図1に示すような静止塩水層上と淡水が水平に流出し、界面付近に乱れ拡散が生じている場合の、界面およびその付近の速度変動と塩分濃度変動に関する既往の実験結果^{1), 2)} および王井と西村³⁾ が乱れ速度の観点から成層界面の混合特性に関して研究を行なった際の取扱いに準じ、混合現象の流程による乱流的性格の変化に着目することにより、形成領域と確立領域における界面の安定度と混合の特性について若干の考察と試みにものである。

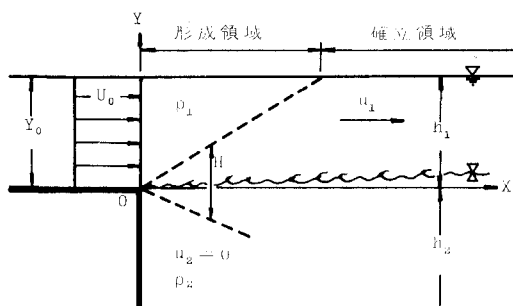


図1 流れの場のモデル

2 乱れ拡散を伴う界面状態の流程による変化

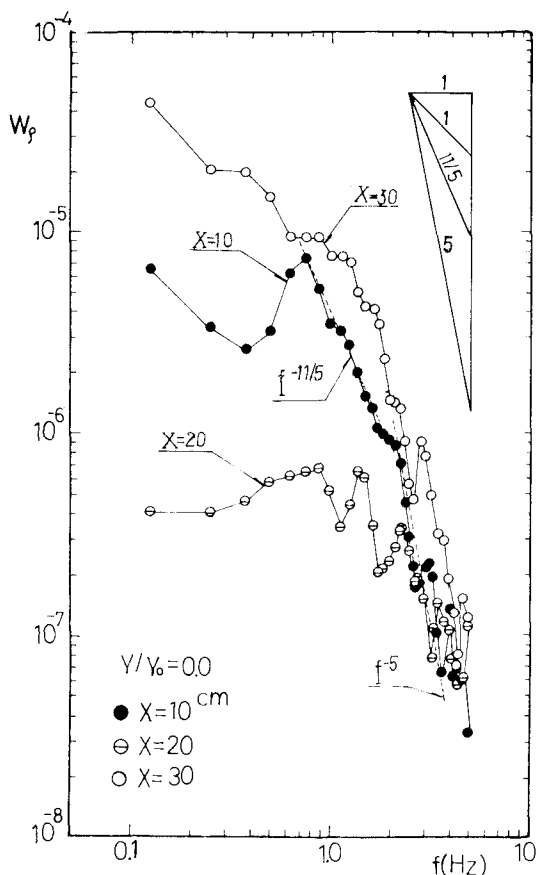
拡散混合が伴う場合の界面波と規定する量と、浮力振動数 $N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} \right)^{1/2}$ とみかけの重力 $\left(\frac{g}{\rho} \right)$ とするとき、周波数に対する界面波の変位スペクトル $E_w(f)$ は、

$$\text{形成領域 } E_w(f) = \alpha_1 \left(\frac{g}{\rho} \right)^2 N^{-4} f^{-1} (f_1 \ll f \ll f_2: \text{低周波域}) \cdots (1), \quad E_w(f) = \beta_1 \left(\frac{g}{\rho} \right)^2 N^0 f^{-5} (f_2 \ll f \ll f_3: \text{高周波域}) \cdots (2)$$

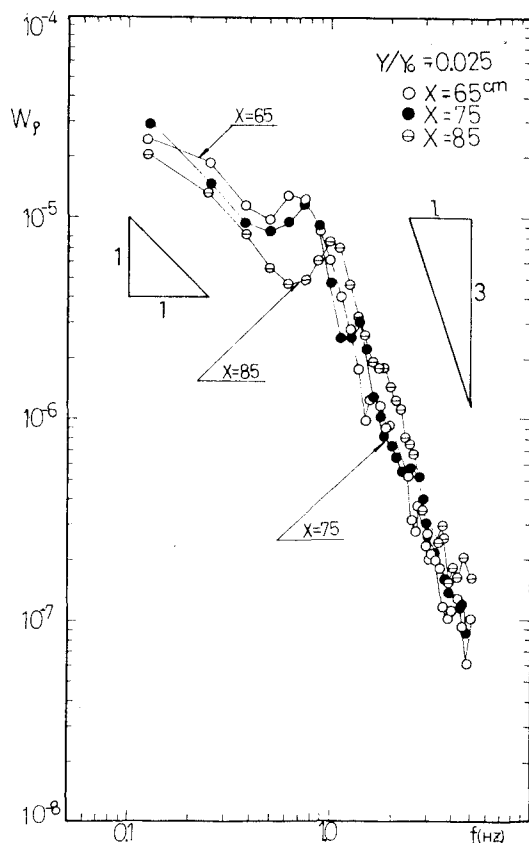
$$\text{確立領域 } E_w(f) = \alpha_2 \left(\frac{g}{\rho} \right)^2 N^{-4} f^{-1} (f_1 \ll f \ll f_2: \text{低周波域}) \cdots (3), \quad E_w(f) = \beta_2 \left(\frac{g}{\rho} \right)^2 N^2 f^{-3} (f_2 \ll f \ll f_3: \text{高周波域}) \cdots (4)$$

ここに、 α, β : 比例定数、 f : 周波数で、 f_1 は存在する界面波の最大周期、 f_3 は最小周期に対応する。周波数のべき数は、濃度分布の変曲点が界面の性質と表わすと考え、界面で得られる濃度変動スペクトル $W_p(f)$ の実験結果から $E_w(f) \equiv W_p(f)$ として決定した。この点議論の余地は残るが、図2に示した濃度スペクトルの実験結果も考慮に入れ、形成領域と確立領域での界面状態の変化についてみると、

形成領域では、流下距離(淡塩水接触開始点と $X=0$) が $X=10 \sim 20 \text{ cm}$ の間で W_p は減少し、 $X=20 \text{ cm}$ から 30 cm に至る間に増大している。この間の密度の変化はわずかなのであるで、式(1)より、 $X=10 \sim 20 \text{ cm}$ で N は増大し、 $X=20 \sim 30 \text{ cm}$ では減少していることにはなる。すなわち、淡塩水の接触当初、長周期の界面波は一度安定性と増すが、流下が進むにつれてこの長周期の界面波でさえ不安定性が増すことになり、このことは高周波域の W_p が増加していることからも肯首しうるのである。同時に、流木の乱れエネルギーは界面波の比較的長周期の変動として下層に伝達し、これが浮力の効果と受けるとともにカスケード過程によって高周波域に移行し、碎波に関連する短周期成分の発達に寄与することにより、密度混合と助長しているといえるが、上層に放出される塩分は速やかに希釈されるために高周波域ではほぼ浮力の影響は少ないと考えられ、日野と谷(1969)らが既に提



(a) 形成領域 ($0 \leq X < 64 \text{ cm}$)



(b) 確立領域 ($64 \text{ cm} \leq X$)

図2 濃度スペクトルの流程による変化 ($P_{r1} = U_0 / \sqrt{\epsilon} \sqrt{Y_0} = 0.586 \sim 0.596$, $Re = U_0 Y_0 / \nu_1 = 5760 \sim 6480$, $h_1 = 10 \text{ cm} (= Y_0)$, $h_2 = 10 \text{ cm}$, $U_0 = 8.0 \text{ cm/sec}$, $\epsilon = 0.0184 \sim 0.0190$)

示しているように、形成領域における界面波の性状は乱波の発生源機構にも似た非線形の場合の性質と示すところも帰結される。

一方、確立領域では、 $X = 30 \text{ cm}$ から 65 cm に至る間に W_p は減少し、その後流下距離とともに漸減する傾向を示している。したがって、式(3)あるいは式(4)の確立領域に至る間に N は増大し、その後確立領域内では N は漸増もしくはほとんど変化してないことを示すことになり、界面波の高周波領域においても浮力(密度勾配)の影響を受けるようになることと、界面状態は安定化の方向へ向うことになる。このことは、中間層の存在がむしろ界面の安定に寄与するという点までいわれてくるような界面の定性的性質を指向するものである。

このように界面の状態は流下が進むにつれて安定化の方向へ向うが、形成領域では複雑に変化することからいえる。すなわち、乱流拡散が生じている場合に形成領域における流束乱流に着目し、これが浮力振動数と乱流のエネルギー散逸率 $(\epsilon = 15 \nu \overline{u'^2})$ に支配されると考えると、乱流速度のスペクトル $W_u(f)$ は、

$$W_u(f) = \gamma_1 \epsilon N^3 f^{-5} \quad (Y/Y_0 = 0 : \text{界面}) \dots (5), \quad W_u(f) = \gamma_2 \epsilon N f^{-3} \quad (0.05 \leq Y/Y_0 < 0.20 : \text{界面近傍}) \dots (6)$$

ここに、 γ : 定数である。乱流速度のスペクトル、乱流強度 $\overline{u'^2}$ 、最小渦径 λ_y などの実験結果¹⁾ から、形成領域における界面付近の流束乱流の性質についてみると、 $X = 0 \sim 10 \text{ cm}$ では界面上 ($Y/Y_0 = 0$) の乱流は界面近傍が接触することにより安定化の方向へ向うが、界面を離れる所 ($0.05 \leq Y/Y_0 < 0.20$) での乱流は逆に不安定性を増し、 $X = 10 \sim 20 \text{ cm}$ では界面上における乱流は増幅されるようになるが、界面を離れる所での乱流は極大濃度勾配の

ために減衰する。さらに $X = 20 \sim 30 \text{ cm}$ では界面およびその近傍で N は共に増大することになり、流束乱は安定化の方向へ進むことになる。このことは、流下とともに流束の乱れが減衰し、界面の状態は安定するという玉井・西村らの結論でもある。

3 混合特性

界面波の周波数スペクトルと Taylor の束結乱流の仮設を用いて波数スペクトルに変換し、定常状態における上層から下層に移行するエネルギーを E とすると、

$$\text{形成領域} : E = \left(\frac{\rho}{2} g\right)^2 \left\{ N^2 \log \frac{k_1}{k_2} + \frac{\rho_1}{4} \bar{u}^4 k_2^{-4} - \frac{\rho_1}{4} \bar{u}^4 k_3^{-4} \right\} \quad \cdots (7)$$

$$\text{確立領域} : E = \left(\frac{\rho}{2} g\right)^2 N^2 \left\{ \alpha_2 \log \frac{k_1}{k_2} + \frac{\rho_2}{2} \bar{u}^2 k_2^{-2} - \frac{\rho_2}{2} \bar{u}^2 k_3^{-2} \right\} \quad \cdots (8)$$

ここに、 $\bar{u}$: 平均流速, k : 波数で k_1, k_2, k_3 は $2\pi/\lambda_1, 2\pi/\lambda_2, 2\pi/\lambda_3$ に対応する。

内部フルード数 F_r と渦力振動数 N とリチャードソン数 J で表わし、 $\beta \ll 1$ として安定な界面波の波数の最大値を k_2 (卓越波長に対応する波数より小さい), さらに H と拡散幅として、

$$F_r^2 = \bar{u}^2 \left(\frac{\rho}{2} g\right)^{-1} H^{-1} = J^{-1}, \quad N = \bar{u} J^{1/2} H^{-1}, \quad k_2 = J H^{-1} \quad \cdots (9)$$

とするとき、密度混合に寄与するエネルギー E_m は、式(7)、式(8)の右辺の2項のみを支配的として

$$\text{形成領域} \quad E_m/H^2 = \frac{\rho_1}{2} J^{-2} \quad \cdots (10), \quad \text{確立領域} \quad E_m/H^2 = \frac{\rho_2}{2} J^{-1} \quad \cdots (11)$$

を得る。密度混合によつて消費されるエネルギーはリチャードソン数に逆比例し、拡散幅に比例する関係と有することになる。その特性は形成領域と確立領域では異なると考えらる。

他方、乱れ速度の混合に寄与するエネルギー E'_m は、玉井らの検討によれば次のようである。

$$E'_m/\bar{u}^2 = \frac{1}{2} A C J^{-1} \quad \cdots (12)$$

ここに、 A : Kolmogoroff のスペクトル定数, C : 乱流プラントル数の逆数である。この結果を用いて、式(10)と式(11)のスペクトルの強さに関係する未定係数 β と決定することになると、形式的に次のようになる。

$$\text{形成領域} \quad \beta_1 = 2 A C J \quad \cdots (13), \quad \text{確立領域} \quad \beta_2 = A C \quad \cdots (14)$$

2 ψ より、形成領域では Flow Regime の変化に伴い、7 界面の状態に伴つてスペクトルの強さが変わることに伴い、確立領域で変化せず一定になることが帰結される。この点、図2に示した結果とよく説明しているといえる。しかし、この結果は密度混合に寄与するエネルギー E_m が、式(12)で示されると仮定したことの結果にほかならず、この点さらに検討の要するところである。たとえば、図2(b)によれば、確立領域におけるスペクトルの変化はたしかにわずかなものであるが、流程が $X = 65 \text{ cm}$ から 85 cm に進む間に、波数 k_2 に対応すると考えらる 1 Hz 前後の卓越周波数が高周波側へ移動し、その付近のスペクトルの強さも減少している。すなわち、渦が渦力に抗して仕事としてその規模を減じるのに、乱れ速度のエネルギーの一部が消費されることを考えらるものがあり、この波数 k_2 の評価が問題である。

4 あとがき

界面波はいつたん発生しても乱れにはなりはらず安定な界面波でありうる。他方、乱れが生じている場合には乱れ拡散が必ず伴つてゐるために、これによる乱れの減衰も生じている。成層流体におけるこのような界面状態に対し、熱対流における乱流プラントル数のような指標を導入することについての検討と合わせ、塩分濃度と乱れ速度との相関、さらにはグラショフ数による検討も必要であると考えている。最後に、本報告を草するにあたり、東北大学教授 岩崎敏夫先生に御指導いただき、厚く謝意を表します。

参考文献

- 1) 岩崎・西郎 (1969): 淡塩水界面付近の乱れの測定, 第16回海講, PP 163 ~ 169
- 2) 岩崎・西郎 (1970): 淡塩二層流における乱れ拡散に関する研究(1), 第17回海講, PP 343 ~ 347
- 3) 玉井・西村 (1973): 成層流境界面における内部波および混合の特性に関する一考察, 第17回水講, PP 32 ~ 37