

1. まえがき

廃水を十分長い管路で沖合に導き、そこで海洋放棄する方法は欧米諸国の多くの沿岸都市では今日のプラクティスとなっているようである。海底近くから廃水のポリュームを上昇に向けて放出させる場合のこの放出ポリュームの挙動については、従来既に数多くの研究がなされているが、ポリュームの“分岐”の現象に着目したものは未だなかったようは思われる。中央大学水理実験室では、水平な流れの場に海底附近から放出されたポリュームに関する研究を数年来行っているが、ある場合には、放出浮上したポリュームが海面に近づくときポリュームが俄かに二条に分裂かれたり左右に分れて両側に拡散してゆく現象—ポリュームの分岐拡散現象—が存在することに最近気付くようになった。写真-1 はそのような場合の一例を示したものである。ポリュームがこのような分岐拡散の現象を起す場合には、海洋の流れが海岸線に平行な場合でも、廃液のポリュームの半分は岸方向に向う速度成分を持つことになり、注意すべき現象である。

本研究はこのような現象について行ったものである。

なお、この研究の内容の大部分は第17回海岸工学講演会において既に発表したもの¹⁾と同じである。

しかし、前論文においてはポリューム断面における速度分布、濃度分布、および流速の鉛直上向成分の分布を矩形分布(“top-hat” profile)と仮定して理論展開を行ったが、本研究では Gauss 分布として改良した点が異っている。

2. 分岐現象についての現象的考察

海底附近から放出された廃液のポリューム(図-1)について考える。これはその初速度と浮力のために上昇を続けるが、水平方向の一樣流のために次第に向きと水平方向に転じてゆく。その間、上昇の過程に当ってポリュームの外縁部ほど早く海水で“希釈”されるので早く重くなり、浮力による浮上速度を早く減らして、そのためポリューム断面形は次第に円形から蹄鉄形に変ってゆく。そしてこのポリュームが上昇して海面に近づくとき、この二つの対称的な巻き込み、すなわ

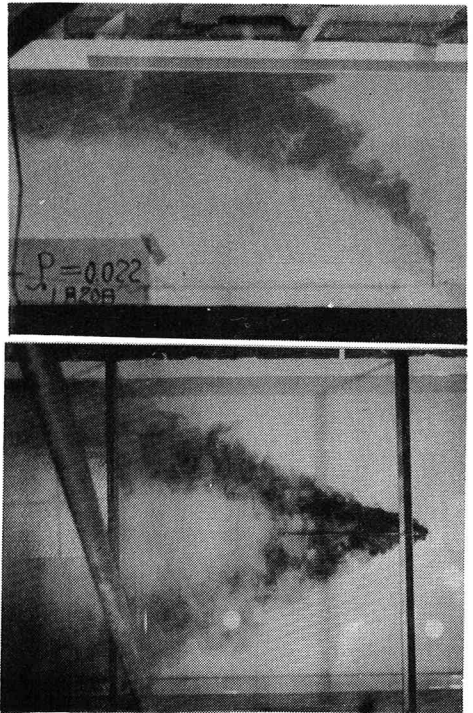


写真-1

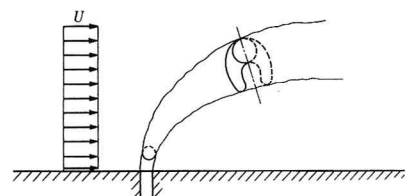


図-1

ち一對の渦 (vortex pair), は“海面の存在を感じて”急に左右に二つに分れ, 以後二条のポリュームとなって左右に広がっていく。

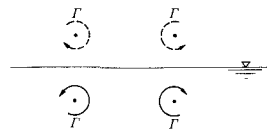


図 - 2

対称な一對の渦が浮上して海面近くには到達すると急に左右に二つに分れる原因は, 海面の存在が二の一對の渦の鏡像をつくり (図-2), この鏡像の渦の反のポリュームが左右に引裂かれるようにして運動されるものと解釈することができるように思われる。

3. 理論的考察

前報¹⁾と同じ部分区式の誘導の途中経過を省略して結果のみ記すこととする。

海面近くに浮上して二条に分岐した後 (図-3 の $x \geq x_1$) の各一本ママのポリュームについて考える。

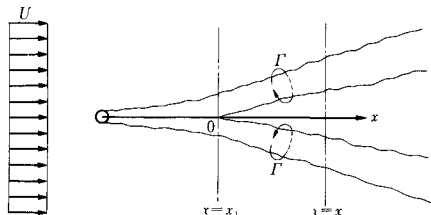
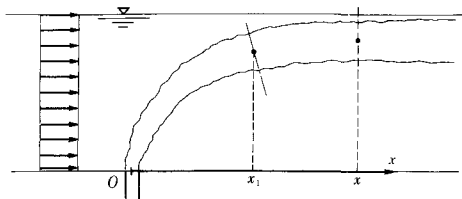


図 - 3

流速と一様に U とし, 海水の密度は一様に ρ とする。ポリュームの軸はほぼ水平と見え, またポリューム断面内においては, 欠損密度 (海水とポリュームの密度差) $\Delta\rho$, 懸液の濃度 c , および鉛直方向速度成分 w , の各断面内分布は必ず

れも Gauss 分布の式 $\exp(-r^2/2R^2)$ で表わされるものと考ええる。この式の中の R はポリュームの中に相当する量となるが, これは x のみの関数であると考ええる。また, 懸液が正常的に放出する場合のみを考えることとする。

ポリュームの拡散の式は, Richardson-Batchelor^{2),3)} の式を用いると

$$\frac{1}{2} U \frac{dR^2}{dx} = \alpha \varepsilon^{1/3} R^{4/3} \quad \dots \quad (1)$$

ただし, ε はエネルギー-運動率, α は定数である。

また, ポリュームの拡散式として Batchelor^{2),3)} の関係式を用いる場合には, (1) に対応して次式をうる。

$$\frac{1}{2} U \frac{dR^2}{dx} = \alpha' \nu \lambda \quad \dots \quad (1 \cdot u)$$

ただし, ν は流体の自乗平均平方根, λ は長さのスケールで ν^3/ε の程度の量, α' は定数で $\alpha' \approx 4$ である。

つまり, 鉛直方向の運動量の変化の割合についての式として

$$U \frac{d}{dx} (4\pi R^2 w_c + \Gamma L) = 4\pi R^2 \frac{\Delta\rho_c}{\rho} g \quad \dots \quad (2)$$

ただし, w_c および $\Delta\rho_c$ はポリューム軸線上のそれぞれ液体の鉛直方向流速および液体の欠損密度でともに x のみの関数, また, Γ および L は図-4 に示したようなまねて循環および

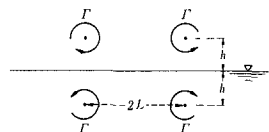


図 - 4

びポリューム軸間距離 z ，と F にスリ斜数である。

つぎに，各一本のポリュームについての R 損密度流量（重量レート）の連続性の条件式は

$$2\pi R^2 U g \Delta \rho_c = W / 2 \quad (3)$$

こゝに， W は放出管から放出される R 損密度流量（重量レート）で，

$$W = (\pi/4) D^2 U_0 g (\Delta \rho)_0 \quad (3.a)$$

たゞし， D は放出管の内径， U_0 は放出流速， $(\Delta \rho)_0$ は放出されるときの懸液の R 損密度である。

同様にして，懸棄物質の流れ（重量レート）の連続性の条件から

$$2\pi R^2 U \rho g c_c = W_s / 2 \quad (4)$$

こゝに， c_c はポリューム軸線上における懸棄物質濃度， W_s は放出管から単位時間当りに放出される懸棄物質の重量である。

渦中心の移動は，図-4 の場合に対する運動学的な関係式⁴⁾ から，

$$U \frac{dL}{dx} = \frac{\Gamma L^2}{4\pi h (L^2 + h^2)} \quad (5)$$

$$U \frac{dh}{dx} = -\frac{\Gamma h^2}{4\pi L (L^2 + h^2)} \quad (6)$$

たゞし， $2L$ は既述のように渦間隔， h は渦中心の深さ，である。

最後に，ポリュームの軸線の方程式は

$$\frac{dh}{dx} = -\frac{w_c}{U} \quad (7)$$

であり，(1)～(7) の7式が本研究における基本式となる。未知量は R ， w_c ， Γ ， L ， $\Delta \rho_c$ ， c_c の7個で，方程式は7個あるから解が得られるはずである。

4. 基本方程式の解

方程式(1)～(7)の解析的な取り扱いはこのまゝでは未だ困難であるので，基本式のいくつかの簡単化を行う。

ポリュームが海面近くには浮上してその軸がほぼ水平になってから以後の挙動を対象とするのであるから，近似的に

$$w_c = 0 \quad (8)$$

と考える。そうすると(7)から

$$h = \text{const.} = h_1 \quad (9)$$

となる。たゞし， h_1 は $x = x_1$ における h の値である。このような仮定のもとに(1)～(6)とくと，つぎの諸式となる。

Richardson-Batchelor の関係式を用いる場合

$$R = \left[R_1^{2/3} + \frac{2\alpha \varepsilon^{1/3}}{3U} (x - x_1) \right]^{3/2} \quad (10)$$

$$\frac{\Delta p_c}{\rho} = \frac{W}{4\pi\rho g U} \frac{1}{[R_1^{2/3} + (2a\varepsilon^{1/3}/3U)(x-x_1)]^3} \quad (11)$$

$$C_c = \frac{W_s}{4\pi\rho g U} \frac{1}{[R_1^{2/3} + (2a\varepsilon^{1/3}/3U)(x-x_1)]^3} \quad (12)$$

したがって、下つき条件 1 は $x = x_1$ の断面の値であることと示す。

Batchelor の関係式を用いる場合

$$R = \left[R_1^2 + \frac{2a'v\lambda}{U}(x-x_1) \right]^{1/2} \quad (13)$$

$$\frac{\Delta p_c}{\rho} = \frac{W}{4\pi\rho g U} \frac{1}{R_1^2 + (2a'v\lambda/U)(x-x_1)} \quad (14)$$

$$C_c = \frac{W_s}{4\pi\rho g U} \frac{1}{R_1^2 + (2a'v\lambda/U)(x-x_1)} \quad (15)$$

いずれの場合にも

$$L^2 = L_1^2 + \frac{1}{2\pi h_1 U} \left[\Gamma_1 L_1 (x-x_1) + \frac{W}{2\rho U^2} (x-x_1)^2 \right] \quad (16)$$

特に、 $x = x_1$ の近くでは、

$$L \cong \sqrt{L_1^2 + \frac{\Gamma_1 h_1}{2\pi h_1 U} (x-x_1)} \quad (17)$$

となり、逆に $x = x_1$ より遠くでは、

$$L \cong \sqrt{\frac{W}{4\pi h_1 \rho U^3} (x-x_1)} \quad (18)$$

となる。(18) の $W = (3 \cdot a)$ を代入すると、同式は

つぎのように書き直される。

$$L \cong \frac{1}{4} \left(\frac{D}{h_1} \right)^{1/2} \left(\frac{U_0}{U} \right)^{3/2} \frac{1}{F_{r0}} \cdot (x-x_1) \quad (19)$$

したがって、 F_{r0} は放出管出口における懸液の内部 Froude 数で、

$$F_{r0} = U_0 / \sqrt{\frac{(\Delta p)_0}{\rho} g D} \quad (20)$$

である。図-5 は (16) と (13) から与えられるポリーム分散の傾向を明示したものであり、実験の傾向ともよく合っている。

5. 結 び

放出管により海洋放出された懸液の浮上ポリームの分岐拡がりの現象を実験から見出し、それについての理論解析を行った。

ポリームの分岐の原因となる主要素は、流れ、浮力、海面の存在、の三つである。海面（可能な

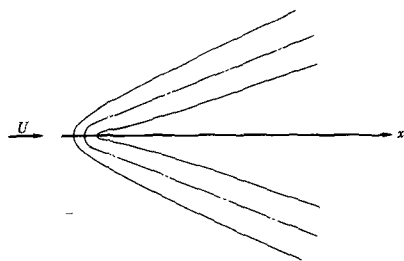


図-5

ち自由水面)の存在が現象は関係するところか、大気中における煙穴からの煙の拡散の現象と本現象が本質的に異なっている。そこでこの分岐の現象の発生を防止するためには、

1) 液体のポリュームを海面まで上昇させず、中層で滞留させるようなする、つまりは、

2) 一對の渦の発生を妨げるような放出管の端部を多孔質とする、

などの考慮が必要であると思われる。

[附 記]

本研究の遂行に当っては、文部省昭和43, 44, 45年度試験研究(海中への液体廃棄物の拡散に関する研究, 研究代表者 本間 仁教授)の補助を受け、またこの研究の推進のため同教授より数々の助言を賜った。深く感謝の意を捧げる。

また、実験を推進された首藤伸夫助教授にも感謝の意を表したい。

6. 引 用 文 献

1) 林 泰造・首藤伸夫: 流氷の場合は海洋放出された液体の浮上ポリュームの分岐拡がり, 土木学会第17回海岸工学講演会, 1970.

2) Batchelor, G. K.: The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 76, pp. 133-146.

3) Batchelor, G. K.: Diffusion in a field of homogeneous turbulence, Proc. Camb. Phil. Soc., Vol. 48, pp. 345-362.

4) Lamb, H.: Hydrodynamics, 1930, p. 206.