

(12) 有限幅を持つ2次元散気装置から形成される気泡噴流

TWO DIMENSIONAL AIR BUBBLE PLUME
FROM A DIFFUSER PLATE

北野 義則* , 栗谷 陽一**

Yoshinori KITANO, Youichi AWAYA

ABSTRACT; This paper is concerned with the behavior of air bubble plume driven by the source such as a diffuser plate. We measured the mean velocities and streamwise component of the turbulent fluctuations with a miniature propeller flow meter. In addition, the local volume fractions σ which are occupied by the air are measured with a conductivity probe. The conductivity probe is sensitive to changes in the conductivity of the medium at the probe tip. As the bubbly water stream moves upward, it entrains more water and spreads laterally. It is shown experimentally that the stream which is driven by the source has a minimum plume width at a certain level near the source. Furthermore, it is found that the interaction of air bubbles play very important role in the region close to the source. On the basis of this fact, the diffusivity depending on the interaction of air bubbles is assumed proportional to the centerline fraction $(\sigma_0)^n$. The results of the analysis by the use of moment transformations of momentum and bouyancy equations are compared with our experimental data.

KEYWORDS; AIR BUBBLE PLUME, AERATION

1. まえがき

線源気泡噴流¹⁾²⁾については、気泡群の相互干渉による気泡の拡散が、気泡密度分布幅のみならず、水流の速度分布幅にも、大きな効果があるとの結果を得た。通常、気泡噴流を形成させる場合、散気装置は、有限な幅を持っていて線源で発生させることは、極めて希である。有限散気装置幅から形成される気泡噴流は、散気装置直上で運動量を持たず、jetなどで観察されるポテンシャル・コアに対応するものは気泡噴流にはないが、流れの特性を気泡群の相互干渉による気泡の拡散が顕著に現れたり、散気装置が幅を持つため、縮流の見られる領域を遷移領域、乱流拡散が卓越する領域を確立領域として考えることも可能であろう。

散気装置に幅を持たせると線源に比較して気泡密度が低くなり、そのため気泡径は小さくなる。気泡径、気泡の滞留時間は、酸素移動において、大きな要因³⁾となる。

この報告は、有限幅を持つ2次元散気装置から形成される気泡噴流について実験的、理論的に検討し、線源気泡噴流との比較を行う。また、ほとんど試みられていない気泡噴流中の乱れ²⁾についての計測をプロベラ流速計を用いて行ったのでこのことについても合わせて報告する。

* 関東学院大学 KANTO GAKUIN UNIV.

** 九州大学 KYUSHU UNIV.

2 理論

線源気泡噴流で用いた渦拡散係数と同様に、Prandtlの運動量輸送理論を用いる。気泡の上昇に伴って水圧が減少し気泡の体積は増大する。⁴⁾ここでは、水深の浅い場合を対象としているため、そのことについて、特に考慮しない。気泡の上昇速度は気泡密度と気泡径の関数となることが考えられるが、散気板近傍を除けば気泡密度は変化しても緩慢であり、気泡径0.2～0.7 cm範囲で上昇速度は23 cm/sをとる。気泡群では気泡の相互干渉による揺らぎが現れ、気泡を拡散する要因の1つと考えられる。この効果を拡散係数の形で気泡の保存式に導入する。この拡散係数Kは上昇方向に変化するが、断面内では一定とする。またこの気泡の影響は運動量式には直接考慮しなかった。Fig.1に示すように噴流中心軸に沿って上方にx軸、水槽底に沿って水平にy軸をとりそれぞれの流速u, vならびに気泡の相対上昇速度をw(前述の23 cm/s)とする。単位体積当たり、気泡が占める体積の割合を σ (以下、気泡密度という)で表し、気泡密度は小さいものとして、 σ 程度の相対誤差を許すと、次の連続式、運動量式及び気泡の保存式が成り立つ。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \sigma g + \frac{\partial}{\partial y} \left(\ell^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$(u+w) \frac{\partial \sigma}{\partial x} + v \frac{\partial \sigma}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\ell^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| + K \right) \frac{\partial \sigma}{\partial y} \right\} \quad (3)$$

u : x方向の流速 v : y方向の流速 σ : 気泡密度
w : 相対上昇速度 g : 重力加速度 ℓ : 混合距離
K : 干渉拡散係数

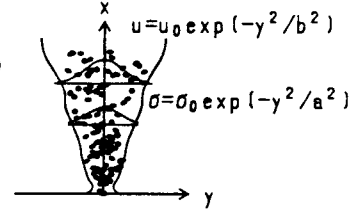


Fig.1 Schematic Flow Field
for Bubble Plume

有限幅をもつ散気装置からの気泡噴流の分布形を線源気泡噴流がガウス分布で十分近似できることから、流速分布及び気泡密度分布に同じガウス分布で相似形を仮定する。

$$u = u_0(x) \exp \left\{ -y^2 / b(x)^2 \right\} \quad (4) \quad \sigma = \sigma_0(x) \exp \left\{ -y^2 / a(x)^2 \right\} \quad (5)$$

ジェット、ブリュームなどに用いられているように混合距離 ℓ はxのみの関数とし、噴流幅bに比例すると仮定して $\ell = \varepsilon b$ (6)

とおいた。運動量及び気泡に対し ε は同じ値をとるものとした。

単一気泡はある大きさで、螺旋運動、ジグザグ運動を行うが、気泡群では、気泡の相互干渉による揺らぎが現れる。従って拡散係数Kについて次のように仮定する。 $K = K_0 \sigma_0^n$ (7)

次に(2)、(3)式のn次モーメントは次式となる。

$$\int_0^\infty \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) y^n dy = \int_0^\infty \left\{ \sigma g + \frac{\partial}{\partial y} \left(\ell^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} y^n dy$$

$$\int_0^\infty \left\{ (u+w) \frac{\partial \sigma}{\partial x} + v \frac{\partial \sigma}{\partial y} \right\} y^n dy = \int_0^\infty \left[\frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\ell^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| + K \right) \frac{\partial \sigma}{\partial y} \right\} \right] y^n dy$$

(4)、(5)、(6)、(7)式と連続式(1)を用いn次モーメント式に代入し、運動方程式及び気泡の拡散式0次($n=0$)及び1次モーメント($n=1$)を求めると次の各式を得る。

$$\sqrt{2} \frac{UB}{\sqrt{2}} \frac{dU}{dX} + \frac{1}{\sqrt{2}} U^2 \frac{dB}{dX} = AS \quad (8) \quad \frac{BAS}{(B^2+A^2)^{1/2}} \frac{dU}{dX} + \frac{A^3 US}{(B^2+A^2)^{3/2}} \frac{dB}{dX} + \left\{ 1 + \frac{B^3 U}{(B^2+A^2)^{3/2}} \right\} S \frac{dA}{dX}$$

$$+ \left\{ 1 + \frac{UB}{(B^2+A^2)^{1/2}} \right\} A \frac{dS}{dX} = 0 \quad (9) \quad (\pi+4)UB^2 \frac{dU}{dX} + (\pi+2)BU^2 \frac{dB}{dX} = 2\sqrt{2}\pi BU^2 + 4A^2 S \quad (10)$$

$$\left(\tan^{-1} \frac{A}{B} + \frac{BA}{B^2+A^2} \right) SBA \frac{dU}{dX} + \left\{ \tan^{-1} \frac{A}{B} + \frac{BA(A^2-B^2)}{(B^2+A^2)^2} \right\} SUA \frac{dB}{dX} + 2 \left\{ 1 + \frac{B^4}{(B^2+A^2)^2} U \right\} SA \frac{dA}{dX}$$

$$+ \left\{ 1 + \frac{B^2}{B^2 + A^2} U \right\} A^2 \frac{dS}{dX} = 2\sqrt{\pi} \frac{AB^3}{(B^2 + A^2)^{3/2}} US + 2K_{00} S^{n+1} \quad (11)$$

$$(9) \text{は、積分出来て送気量を与える式を得る。} \quad Q = \sqrt{\pi} AS \left\{ 1 + BU / (B^2 + A^2)^{1/2} \right\} \quad (12)$$

$$\text{ただし} \quad U = u_0 / W, \quad B = b / a_0, \quad A = a / a_0, \quad X = \varepsilon^2 x / a_0, \quad S = \sigma_0 g a_0 / \varepsilon^2 W^2$$

$$Q = g q / \varepsilon^2 W^3, \quad K_{00} = K_0 (\varepsilon^2 w^2 / g a_0)^n / \varepsilon^2 a_0 W$$

また、 a_0 は長さ次元をもつ任意の一定量であり、その値については後述する。

(8)、(10)、(11)、(12)式を用いれば、ある X に対する U 、 B 、 A 、 S を任意に与えてそれに接続する解を数値として求めることができる。しかしながら、散気装置が有限幅をもつとき、 $X=0$ で $U=0$ であるため、 $X=0$ の点は特異点となる。従って、 $X=0$ 近傍の解を求めるためには、次のように考慮しなければならない。 $X=0$ において U 、 B 、 A 、 S を次のようにおく。

$$U = U_1 X^h + U_2 X^m, \quad B = B_0 + B_1 X^i, \quad A = A_0 + A_1 X^j, \quad S = S_0 + S_1 X^k, \quad h, i, j, k > 0, \quad h < m \quad (13)$$

(13) を (8) に代入し、高次の項を省略すれば

$$\sqrt{2} h U_1^2 B_0 X^{2h-1} = A_0 S_0 \quad (14) \quad h = 1/2, \quad U_1^2 B_0 = \sqrt{2} A_0 S_0 \quad (15)$$

$$\text{となる。} (10) \text{式より} \quad (\pi + 4) U_1^2 B_0^2 = 8 A_0^2 S_0 \quad (16)$$

$$\text{となり、} (15)、(16) \text{より} \quad r_0 = A_0 / B_0 = (\pi + 4) / 4\sqrt{2} = 1.262 \quad (17) \quad U_1^2 = \sqrt{2} r_0 S_0 \quad (18)$$

を得る。次に (9)、(11) より

$$\frac{1}{2} \frac{B_0 A_0 S_0}{(B_0^2 + A_0^2)^{1/2}} U_1 X^{-1/2} + j S_0 A_1 X^{j-1} + k A_0 S_1 X^{k-1} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{1}{2} \left\{ \tan^{-1} \frac{A_0}{B_0} + \frac{B_0 A_0}{(B_0^2 + A_0^2)} \right\} S_0 B_0 U_1 X^{-1/2} + 2 j S_0 A_1 X^{j-1} + k A_0 S_1 X^{k-1} = 0 \quad (20)$$

$$(19)、(20) \text{式において} A_1、S_1 \text{が} 0 \text{でない解をもつには、} \quad j = k = 1/2 \quad (21)$$

となり (17) 式を用いれば、 A_1 、 S_1 は次の様に書ける。

$$A_1 = \left\{ \frac{r_0}{(1 + r_0^2)^{1/2}} - \tan^{-1} r_0 - \frac{r_0}{1 + r_0} \right\} B_0 U_1 \quad (22)$$

$$S_1 = \left\{ \frac{1}{r_0} \tan^{-1} r_0 + \frac{1}{1 + r_0} - \frac{2}{(1 + r_0^2)^{1/2}} \right\} S_0 U_1 \quad (23)$$

B_1 、 U_2 を求めるためにはさらに高次の微係数により求めなければならない。

(8)、(10) より

$$\left(\frac{\sqrt{2}}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) U_1^2 B_1 X^1 + \left(-\frac{\sqrt{2}}{2} + \sqrt{2} m \right) U_1 B_0 U_2 X^{m-1/2} = (A_1 S_0 + A_0 S_1) X^{1/2} \quad (24)$$

$$\{ (\pi + 4) + (\pi + 2) i \} B_0 U_1^2 B_1 X^1 + (\pi + 4) (m + 1/2) U_1 B_0^2 U_2 X^{m-1/2} = 4 (A_0^2 S_1 + 2 A_0 A_1 S_0) X^{1/2} \quad (25)$$

$$\text{となる。同様に} U_2、B_1 \text{が解を持つためには} \quad i = 1/2, \quad m = 1 \quad (26)$$

となる。(26) を用い (24)、(25) より B_1 と U_2 について解けば

$$B_1 = 8\sqrt{2} A_1 / (3\pi + 8) \quad (27) \quad U_2 = 2 (A_1 S_0 + A_0 S_1 - 3\sqrt{2} U_1^2 B_1 / 4) / 3\sqrt{2} U_1 B_0 \quad (28)$$

$$\text{を得る。又 (12) 式より} \quad Q = \sqrt{\pi} A_0 S_0 \quad (29)$$

であるから (29) を用い U 、 B 、 A 、 S の各項の係数について整理すれば次のとおりである。

$$U_1 = 1.004 (Q/A_0)^{1/2}, \quad U_2 = -0.01105 (Q/A_0), \quad B_0 = 0.7921 A_0, \quad B_1 = -0.3116 (A_0 Q)^{1/2} \\ A_1 = -0.4800 (A_0 Q)^{1/2}, \quad S_0 = 0.5642 (Q/A_0), \quad S_1 = -0.08080 (Q/A_0)^{3/2} \quad (30)$$

(30) 及び、与えられた Q 、 A_0 に対して U 、 B 、 A 、 S の最初の計算ステップ $X = \Delta X$ の値を求めることが出来る。線源気泡噴流の解は流量 Q および拡散係数 K を与えれば、気泡噴流の解を求めることができたが、有限幅をもつ散気装置からの気泡噴流では Q 、 K に加えて散気板幅に対応するものとして A_0 を与えなければならない。Fig. 2 に示す計算例は $Q=20$ 、 $n=1/2$ 、 $A_0=1$ として K_{00} の各値にたいして計算を行ったものである。

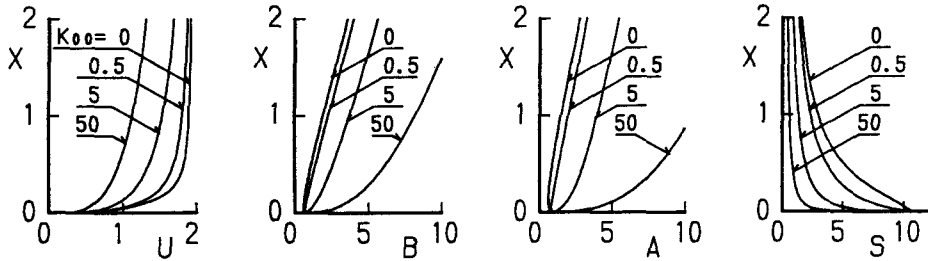


Fig. 2 Grapfs of U, B, A, S for $Q=20$, $n=1/2$ and $A_0=1$

3. 実験方法と実験結果

実験装置を Fig. 3 示す。使用した水槽は、長さ4m 深さ1m、幅0.6mの片面ガラス張り鉄製水槽である。水槽中央部2m区間に2枚の亚克力板(長さ2m、高さ0.9m)で水槽有効幅を0.4mに縮めた。水槽幅方向を仕切るのに用いた亚克力板の両端は解放されており、両端からの水流の通過は自由である。これにより水槽全体が、貯水層の役割を果たし、気泡噴流によって水槽内に生じる旋回流を極力押さえた。更に水槽両端付近にタワシを設置して大きな表面流を小さくした。その効果は後述する実験結果からわかるように旋回流の影響を受けない気泡噴流の流速分布を得ることができた。水槽中央部に幅0.4mの散気装置を据えた。用いた散気装置は、長さ方向に5cm及び10cmの幅、2種類で、それぞれの散気装置に対して実験を行った。コンプレッサーより送気し、散気装置に導き気泡を発生させた。途中フローメーターを設置して送気量を測定した。実験は Table 1 に示すように散気幅2種類、送気量は倍、倍に変化させて4通り、計8種類に対して行った。平均流速は、フォトランジスタで検出するプロペラ流速計を用いて、1点10秒間、断面方向に1cmおきに3回繰り返して計測した。気泡密度分布は、ボイドセンサーで測定した。ボイドセンサーは、気泡との接触回数及び接触時間の累計を測定するものであって、これより平均気泡密度を求めることができる。気泡筒を用いて検定を行った結果その誤差は数%以内におさまる。次に気泡噴流の変動流速についても求めてみた。平均流速を計測したプロペラ流速計は翼径3mmの8枚羽根からできていて、1回転につき8パルスを出力する。この流速計を用い各パルス間の経過時間を測定し、それからその間の流速値を求めこれをもとに一定時間間隔に対する流速変動を算定した。

Fig. 4 に実験結果を示す。

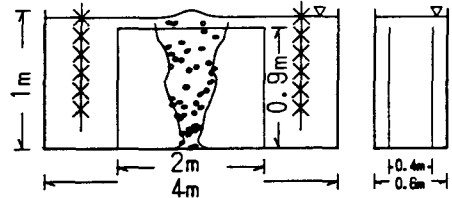


Fig. 3 Experimental Apparatus

Table 1 Experimental Conditions and Results

実験	散気板 5 cm				散気板 10 cm			
	RUN1	RUN2	RUN3	RUN4	RUN5	RUN6	RUN7	RUN8
実験送気量 cm ³ /s	3.33	6.67	13.3	26.7	3.33	6.67	13.3	26.7
ϵ	0.24	0.235	0.235	0.24	0.24	0.235	0.235	0.24
算定送気量 cm ³ /s	2.97	6.16	12.3	26.7	2.98	6.16	12.3	26.7

4. 実験結果と理論計算

気泡群の相互干涉による拡散を考慮して数値計算を行った。気泡の上昇経路が気泡密度で変えられるとして $K=K_{00}\sigma_0 n$ と仮定した。線源気泡噴流では、指数 $n=1/2$ で理論計算と実験結果との一致が見られたので、今回も $n=1/2$ とした。Fig. 2 に計算結果の1例を示している。 $K_{00}=0$ は乱流拡散だけを考慮した解で、流速 U は高さ X の増大とともに浮力により加速され、一定値へと近づくことが解る。 K_{00} の値の増大に伴って、 U の加速は低下するが $K_{00}=0$ の解に漸近する。散気板直上で水流は浮力を受け上昇するが、連行量が限られているため A 、 B も減少しその後増大に転じる。干渉拡散の考慮は噴流幅 B をより以上に拡げる効果を示し、特に気泡密度分布幅 A への効果は大きい。それに伴って気泡密度 S も $K_{00}=0$ の場合に比較してその値は低下する。

が、その後乱流拡散が卓越するため $K_{00} = 0$ の解に漸近する。

Fig. 4 に実験結果を示す。気泡噴流の流速分布及び気泡密度分布とも誤差分布で十分近似出来ることが分かる。なお流速は $(gq)^{1/3}$ で、気泡密度は $(q^2/g)^{1/3}x$ で横方向に対しては y/x で無次元化して図示している。図中の実線は高さ 60 cm での誤差分布曲線を示すものである。

次に実験結果と理論計算の比較検討を行う。気泡群の相互干渉による拡散係数は気泡密度のみにって定まると考えられるので線源気泡噴流で得られたものを用いることにした。

$$K = 13.0 \sigma_0^{1/2} \text{ cm}^2/\text{s} \quad (31)$$

数値計算において、 $A_0 = 1$ としたので $x = 0$ で $a = a_0$ となる。散気板直上では気泡は相対上昇速度だけで上昇するため、その分布を矩形分布と考えて、気泡滞留量とそのモーメントを一致させた。すなわち、散気板幅を D とし矩形分布の気泡密度を T とすると

$$\int_0^\infty \sigma_0 \exp(-y^2/a_0^2) dy = \sqrt{\pi} \sigma_0 a_0 / 2$$

$$= DT/2$$

$$\int_0^\infty y \sigma_0 \exp(-y^2/a_0^2) dy = \sigma_0 a_0^3 / 2$$

$$= D^2 T/8$$

$$\text{より} \quad a_0 = \sqrt{\pi} D/4 \quad (32)$$

を得る。以上の値を用い、実験結果と最も一

致するように ϵ の値を決定し、解を求めたものが Fig. 5 中の実線である。得られた ϵ は、ほぼ 0.24 でありその値は線源気泡噴流と同じであり、また粒子混相噴流⁹⁾とも一致した。

Fig. 5-1 に実験値をガウス付分で近似した中心流速の高さ方向に対する変化を示す。中心流速 u_0 は、始め $x^{1/2}$ に比例して増大し、 K を無視した理論結果に比較して加速は幾分緩慢となるが、その後乱流拡散が支配的となり一定値へと近づくことになる。(31) を考慮した理論結果にはほぼ一致する。

運動量の拡がりを $u = u_0 e^{-1}$ となる位置で定義し、Fig. 5-2 に示す。幅の拡がりは散気板直上で $\sqrt{\pi} D/4$ の大きさを持ち、その後、 $x^{1/2}$ に比例して減少するが、流速 u の加速が減少するにつれて B は、直線的に増大する。気泡密度分布の幅も流速分布と同様 $\sigma = \sigma_0 e^{-1}$ なる位置で定義し、同じ図中に示している。 a は散気板直上で $\sqrt{\pi} D/4$ の大きさを持ち、運動量の拡がりより大きい、 $x^{1/2}$ に比例して減少し b と同様中途より増大に転じる。散気板近傍で b と a は交差する。

気泡の中心密度の変化を Fig. 5-3 に示す。気泡密度はある値より始まり $x^{-1/2}$ に比例して減少しかつ乱流拡散のみの計算値より低下するが、その後乱流拡散が卓越するため x^{-1} となる。

気泡の干渉拡散を無視した場合、同じ送気量に対しては高さを散気板幅で無次元化した場合、速度分布に相似性が保たれる。しかしながら実験値は上述の無次元高さに対する相似性はなく散気板幅を考慮して整理すれば、例えば運動量幅は散気板幅の小さいほど拡がりは大きい。すなわち気泡群の相互干渉による拡散の導入はこのことをも十分説明できているものと思われる。

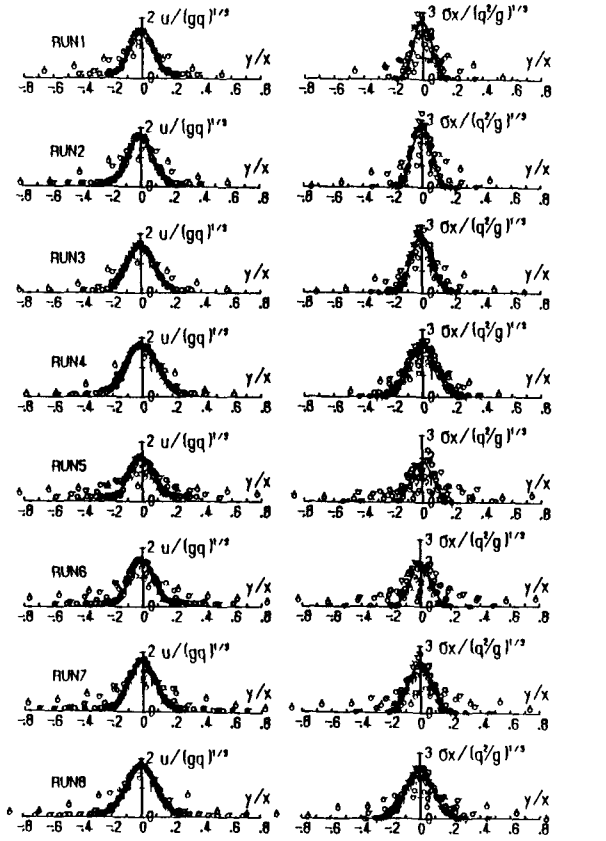


Fig. 4 Profiles of Mean Velocity and Density Deficiency (○ 5 cm, ◐ 10 cm, ◑ 15 cm, ⊗ 30 cm, ⊕ 45 cm, ⊙ 60 cm)

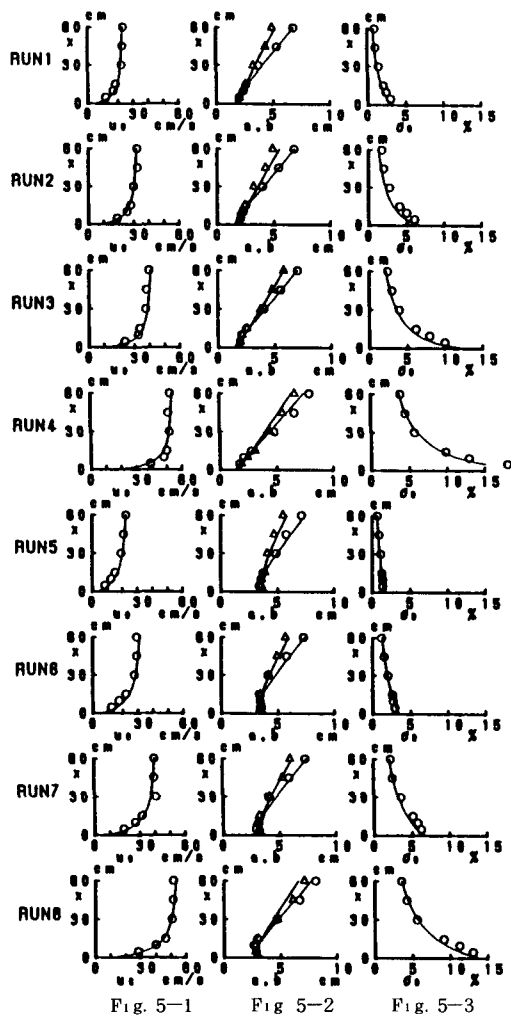


Fig. 5-1 Fig. 5-2 Fig. 5-3

Fig. 5 Centerline Velocity (○), Width of Plume (○) and Density Deficiency (△), and Centerline Density Deficiency (○)

Table 2 Comparison of Air Bubble Plume

散気板幅	送気量	高さ	u_d/u_{d0}	b_d/b_d	$\Delta d/\Delta d_0$	σ_{d0}/σ_{d0}
D = 10 cm	q = 1 cm ³ /s	D	0.6984	2.286	2.492	0.4424
		2D	0.8133	1.668	1.832	0.5853
		4D	0.9084	1.309	1.398	0.7424
	q = 10 cm ³ /s	D	0.9551	1.132	1.168	0.8658
		2D	0.8251	1.677	1.643	0.6615
		4D	0.9142	1.324	1.317	0.7923
	q = 100 cm ³ /s	D	0.9678	1.143	1.143	0.8883
		2D	0.9906	1.063	1.063	0.9410
		4D	0.9343	1.259	1.201	0.8530
	q = 1 cm ³ /s	D	0.9747	1.119	1.099	0.9152
		2D	0.9915	1.054	1.048	0.9518
		4D	0.9970	1.025	1.024	0.9695
D = 20 cm	q = 1 cm ³ /s	D	0.6425	2.820	3.457	0.3321
		2D	0.7734	1.918	2.314	0.4769
		4D	0.8872	1.416	1.594	0.6592
	q = 10 cm ³ /s	D	0.9565	1.176	1.238	0.8227
		2D	0.7714	2.052	2.149	0.5327
		4D	0.8853	1.490	1.537	0.6971
	q = 100 cm ³ /s	D	0.9572	1.213	1.228	0.8324
		2D	0.9875	1.092	1.097	0.9162
		4D	0.9010	1.451	1.393	0.7570
	q = 1 cm ³ /s	D	0.9626	1.201	1.183	0.8588
		2D	0.9884	1.090	1.086	0.9189
		4D	0.9962	1.042	1.041	0.9555

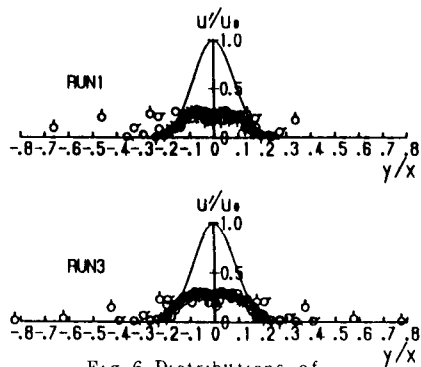


Fig. 6 Distributions of Velocity Fluctuations

(○) 5 cm (○) 10 cm (○) 15 cm
(○) 30 cm (○) 45 cm (○) 60 cm

次に線源気泡噴流との比較を考えてみる。Table 2 に、散気幅 10 cm 及び 20 cm に対し、それぞれ送気量を 1、10、100 cm³/s として線源気泡噴流との比を示したものである。添字 ρ は線源、 d は散気板幅を表したものである。中心流速、運動量幅、中心気泡密度、気泡密度分布幅を散気板幅を一定に送気量の変化で見ると、線源気泡噴流への漸近は送気量が多いほど速い。また同じように、送気量一定のもと散気板幅の変化で見ると、散気板幅の小さいほど線源気泡噴流の解に速く漸近することになる。従って酸素移動について気泡の滞留時間で比較すると、散気板幅が広いほど効果があると考えられる。

気泡噴流の乱れ測定を線源気泡噴流において初めて試みたので²⁾、今回有限幅をもつ気泡噴流に対してもプロベラ流速計による上昇方向の流速変動を 2 種類の送気量に対して測定した。測定時間は 1 点につき 1 分間である。Fig. 6 に実験より得られた、乱れ強度を図示する。図中の実験は平均流速を示すものである。乱れ強度分布は、双頭峰分布を示し、乱れ強度は最大流速の 25% 程度であり jet と同じであった³⁾。また測定高の低い位置での乱れ強度は測定高の高い位置での乱れ強度に比べて小さくなっており、平均流速が加速

中又は加速直後であることと関係している。Fig. 7 にエネルギー・スペクトルを示す。高さ 45 cm 以上では、 $-5/3$ 乗則の存在を確認できた。波数の小さな領域では高さとともに $E(k)$ は大きくなり、噴流としての乱れの発達に伴うものである。また波数の大きな領域では、スペクトル形はほぼ同じである。このことは、気泡径に相当する波数での気泡の後流によるスペクトルのピークは見られなかったが、その付近でのスペクトルの値は少し高いようである。Fig. 8 は乱れ強度をエネルギー・スペクトルより計算して求めたものである。高さとともに乱れ強度は増大し一定値に達するものと思われる。

5 結論

散気板幅を有する気泡噴流について、実験・理論的に検討を行った。従来の混合距離理論に気泡の相互干渉による拡散を考慮することにより実験結果と良い一致を見た。

線源気泡噴流との比較において、散気板幅が小さいほど、かつ送気量の大きいほど線源気泡噴流の解に速く漸近する。しかし曝気槽における酸素移動は気泡の滞留時間も要因となることから、散気板幅が広いほど効果がある。

干渉拡散係数は線源気泡噴流と同様 (31) 式で表すことができた。

混合距離の比例定数 ϵ は 0.24 かあるいは幾分小さな値であり、線源気泡噴流と同じであった。

乱れ強度分布は双頭峰分布を示し、乱れ強度は最大流速の 25% 程度である。スペクトルに関しては $-5/3$ 乗則の領域が存在し、かつ気泡の後流によるエネルギーの増分が表れる領域を確認した。

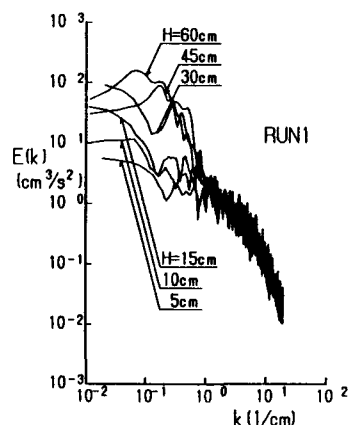


Fig. 7 Energy Spectrum

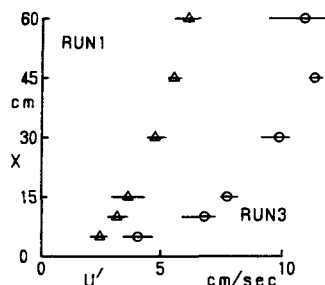


Fig. 8 Turbulence Intensity

参考文献

1. 北野義則、田中綏彦、栗谷陽一、“静水中における気泡噴流の性質” 土木学会論文報告集 253号
2. 北野義則、栗谷陽一、“線源気泡噴流の性質” 第31回水理講演会論文集、1987年2月
3. King, H. R., “Mechanics of Oxygen Absorption in Spiral Aeration Tanks”, Sewage & Industrial Wastes, Vol. 27
4. 北野義則、栗谷陽一、“容積変化を伴う気泡噴流” 第34回海岸工学講演会論文集
5. Gutmark, E., and I. Wygnanski, “The Planar Turbulent jet.”, J. Fluid Mech. 73, 1976
6. Awaya, Y., Fujisaki, K., and Matsunaga, K., “Transition in The Behavior of Sediment Laden Vertical Buoyant Jet”, Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering”, Vol. 3, No. 1, 1985