
投稿論文

Paper

上向流中における二次元気泡噴流

TWO DIMENSIONAL AIR BUBBLE PLUME IN UPWARD FLOW

北野義則*・栗谷陽一**

By Yoshinori KITANO and Youichi AWAYA

A discharge of air bubbles into water in a aeration tank generates a turbulent air bubble plume in a spiral flow. This paper describes the mechanics of the air-bubble plume in a upward flow instead of the spiral flow. We measured the mean velocities and the streamwise component of the turbulent fluctuations with a miniature propeller current meter. It is found that the interaction of air bubbles plays very important role in the region close to the line source. The results of the analyses by the use of moment transformations for equations of momentum and volume conservation of bubbles are compared with experimental data.

Keywords : air bubble plume, aeration, compound jet

1. まえがき

水槽内底部に据えた散気装置より空気を送ると気泡を発生する。発生した気泡群は周囲の水を連行しながら浮力により上昇し気泡噴流が形成される。有限水槽内での気泡噴流は水表面に達すると左右に分かれ水平運動となり、その後表面流は水槽壁面に衝突し、下降流となる。その結果水槽内を回流する流れ、すなわち循環流を形成する。曝気槽内に生ずる循環流は旋回流ともよばれる。

活性汚泥処理における曝気槽内の気泡噴流は汚泥混合液中に存在する微生物群への酸素供給を目的としている。また循環流は活性汚泥の沈降防止に利用されており、水流流速は30 cm/s以上必要とされている。循環流中の気泡噴流に限って観察すれば、気泡噴流は上向流中を運動することになる。

静水中での気泡噴流についてはDitmarsとCederwall¹⁾は気泡の体積変化を考慮して運動方程式、気泡の保存式、連行係数を用いた流量変化の式を用いて取り扱っているが、流速幅および気泡密度分布幅の比を一定としている。

Brevik²⁾は流量変化の式の代わりに平均流エネルギー方程式を導入して試みている。また McDougall³⁾は気泡が含まれている部分を内部プリューム、外側の水流のみからなる部分を外部プリュームとして流量変化の式を用い計算を行っている。

上昇流中における気泡噴流についての研究は見当たらないようであるが、噴流については主運動方向と平行な一様流を付加した流れについての研究もなされていて、このような噴流は同軸噴流（compound jet）⁴⁾とよばれている。噴出速度が卓越している場合中心流速は $X^{-1/2}$ 、噴流幅は X に比例し周囲流速が卓越するとき、中心流速と周囲流速との差は同様に $X^{-1/2}$ に比例するが、噴流幅は $X^{1/2}$ に比例するといわれている⁵⁾。

気泡噴流の取扱いはplume的な取扱いに加えて気泡の相対上昇速度を考慮しなければならない。また線源近傍では気泡群による干渉拡散の効果が大きく、このことも合わせて考えねばならない⁶⁾。

この報告は循環流の代わりに一様な上向流を発生させ、その流れの中における気泡噴流について、理論的、実験的に検討を行ったものである。

2. 理 論

渦拡散係数の算定に用いられる代表的な仮定として、

* 正会員 工修 関東学院大学助教授 工学部土木工学科
(〒236 横浜市金沢区六浦町4834)

** 正会員 工博 九州大学教授 工学部水工土木学科
(〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)

Prandtl の運動量輸送理論と Taylor の渦度輸送理論とがある。この両理論のプリュームにおける大きな違いは運動量幅と物質濃度分布幅との比に現われて Prandtl の理論においては、運動量幅の方が大きく、Taylor では逆となる。実験により気泡噴流では、Prandtl の運動量輸送理論の方が妥当であった⁷⁾。

気泡噴流は次の3つの点で温度差あるいは溶解物質濃度差によるプリュームと異なっている。

1つは浮力が必ずしも保存されないことである。保存されない理由は主として次の2つがある。高さとともに気泡に作用する圧力が減少するため気泡の体積が増大する⁸⁾。ここでは大気圧10mに比較して水深が浅い場合を対象とするため体積変化については考慮しない。次に脱気および溶解による気泡の体積変化がある。すなわち深さが浅くなるにつれて、圧力が減少するため気体の水中飽和濃度が減少する。したがって水深方向の全体にわたって平衡を保つことはあり得ない。しかし、水深が浅いということで無視する。また水中でDOの消費があると気泡中のO₂が溶解して体積が減るはずである。N₂は変化しないとすれば、最大限約20%の変化となる。また他のガス成分の影響も考えられるがここでは考慮しない。

2つ目は、周囲流体と異なる密度をもつ気泡は周囲より速く上昇する。単一気泡では気泡径 0.2~0.7 cm の範囲でほぼ 23 cm/s の上昇速度をもつ。したがって、ここでは気泡の相対上昇速度は一定であるとする。

3番目は、干渉拡散が現われることである。単一気泡ではらせん運動、ジグザグ運動を行う。したがって、この運動スケール以上でみれば、拡散は起らしない。気泡群になると気泡が相互に干渉する。らせん、ジグザグ運動が相互の影響で乱され、気泡の経路がランダムに変えられることになり、拡散現象が現われる。以後この拡散を干渉拡散とよぶ。

(1) 乱流拡散のみを考慮した解

図-1に示すように噴流中心軸に沿って鉛直上方に x 軸、水平方向に y 軸をとり、それぞれの方向の流速を u , v 、気泡の相対上昇速度を w とする。気泡の上昇が周囲の流体の乱れによる乱流拡散に影響を及ぼさないとし、気泡密度 ρ は十分小さいものとすると、次の連続式。

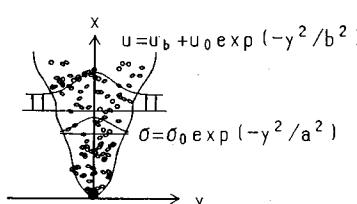


図-1 気泡噴流の模式図

運動量式および気泡の保存式が成り立つ.

$$\begin{aligned} \text{運動量の式} \quad & u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \\ & = \sigma g + \frac{\partial}{\partial y} \left(l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \right) \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

$$\text{気泡の保存式} \quad (u + w) \frac{\partial \sigma}{\partial x} + v \frac{\partial \sigma}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \right) \frac{\partial \sigma}{\partial y} \right] \dots\dots\dots (3)$$

ここに, u : x 方向の流速, v : y 方向の流速, σ : 気泡密度, g : 重力加速度, l : 混合距離, w : 気泡の相対上昇速度

干涉拡散に比べて乱流拡散が卓越する場合について相似分布形を用いた近似解法および加熱気体に対して行った Schmidt による方法⁹⁾を拡張して一様上向流中での気泡噴流を検討する.

a) 相似分布形を用いた近似解法

静水中での気泡噴流を発展させ流速分布に周囲流速を考慮して、相似分布形を用いた近似解法を行う（以後、モーメント法という）。

流速分布および気泡密度分布は静水中での気泡噴流がガウス分布で十分近似できることから一様上向流中での気泡噴流の両分布に、相似形を仮定し、分布形としてガウス分布を用いる。

u_0 は一様な周囲流速である。混合距離 l は噴流幅 b に比例するとし

とおいた。運動量、気泡に対して同じ混合距離とする。式(4)、(5)、(6)および(1)を用いて運動量の式、気泡の保存式に代入して各式の y に関する 0 次および 1 次のモーメントをとれば次の各式を得る。

式(2)の0次モーメント式

$$(U_b + \sqrt{2} U) B \frac{dU}{dX} + \left(U_b + \frac{1}{\sqrt{2}} U \right) U \frac{dB}{dX} = AS$$

.....(7)

式(2)の1次モーメント式

式(3)の0次モーメント式

$$\frac{BAS}{(B^2+A^2)^{1/2}} \frac{dU}{dX} + \frac{A^3US}{(B^2+A^2)^{3/2}} \frac{dB}{dX}$$

$$+ \left[1 + U_b + \frac{B^3U}{(B^2+A^2)^{3/2}} \right] S \frac{dA}{dX}$$

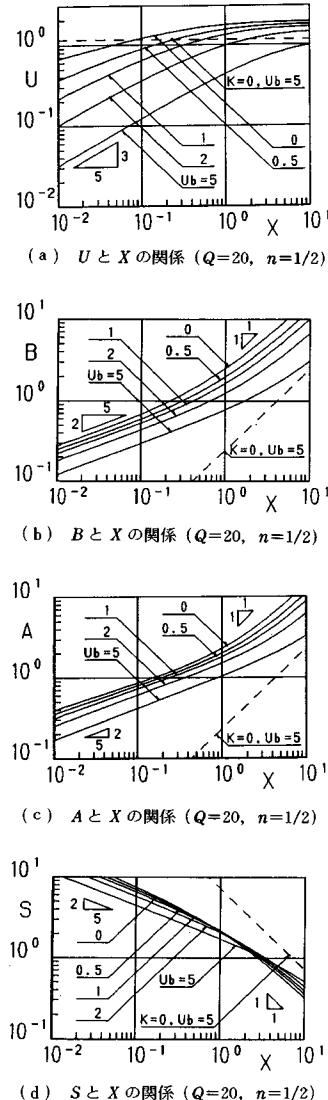


図-4 干渉拡散

図-2は乱流拡散が卓越するときのモーメント法による計算結果である。図-2(a)は流速 U_t と送気量 Q との関係を示すもので、周囲流速 U_b の増大に伴って流速値は低下するが送気量の広い範囲にわたって $U_b=0$ の曲線と同じ傾向をとる。図-2(b)は運動量幅 B_t と送気量 Q との関係を示すものでその傾向は送気量が小さなとき、 U_b の影響が顕著に現われ幅の広がりは $U_b=0$ に比べて極端に狭くなる。図-2(c)は気泡密度 S_t と Q 、図-2(d)は気泡密度分布幅 A_t と Q の関係を示すものである。 S_t は $U_b=0$ と同じような関係を Q に対して示しているが、 A_t が U_b の増大に伴って低下するため、 S_t は U_b が大きいほど大きい。図-3に厳密解を示す。与えられた Φ_0 に対し境界条件を満足するように Θ_0 を

決定しなければならない。

図-3(a)はそれを満たす Φ_0 、 Θ_0 の関係を示したものであって中心流速と周囲流速の差 $\Phi_0 - \Phi'_0$ で表示したものである。

図-3(b)、(c)、(d)は流速、気泡密度、 Φ の分布を示したものである。 ϵ 、 c について後述するが一般的に送気量の変化に対して c は変化する。しかし ϵ はほぼ一定値を取る。したがって式(43)に基づいて $Q_s = 20$ の場合について行ったものである。次にモーメント法と厳密解との比較を行う。(1)c)に基づいて厳密解をガウス分布に変換し、その結果を点線で図-2に示した。両者は Q の広い範囲にわたってよく一致している。また断面分布形状に対する比較として図-3に $\Phi'_0 = 5$ について点線で示す。図-2、図-3よりガウス分布でもよく気泡噴流の性質を示すことができる。

流速が高さとともに変化する。しかし、気泡の相対上昇速度が一定値をとるととき、上昇方向に相似性が存在しない。たとえば、Schmidt の解析手法等を用いることはできない。考えられる手法の1つとしてモーメント法がある。

気泡群による干渉拡散を考慮しモーメント法で計算した結果 $X=0$ で流速分布幅、気泡密度分布幅は X の $1/(n+2)$ 乗、中心流速は $(n+1)/(n+2)$ 乗、中心気泡密度は $-1/(n+2)$ 乗で変化する。

静水中での気泡噴流の実験によれば、 $n=1/2$ で実験との一致をみたので今回、上向流中での気泡噴流に対して同じ値をとるものとして、計算を行った。計算結果の一例を図-4に示している。

図-4は同一送気量に対する U_b の変化に対して U 、 B 、 A 、 S の各値を X について表わしたものである。図-4(a)より流速 U は 0 より始まり高さの $3/5$ 乗に比例して上昇し、その後、送気量、周囲流速で決定される一定値に到達する。一定の送気量においては周囲流速 U_b の増大に伴って有効浮力が減少するため、流速 U は低下する。図-4(b)より運動量幅 B は高さの $2/5$ 乗で上昇し、その後流速が一定値へ近づくにつれて直線分布へと移り変わっていくことになる。幅の広がりは乱流拡散のみだと、おおまかには U と $(U + U_b)$ の比によって決定されるものと考えられるから U_b の増大に伴ってその広がり幅は低下することになる。図-4(c)より気泡密度分布 A は B と同様高さの $2/5$ 乗で上昇しその後直線分布となる。 U_b の増大に伴ってやはり B と同様その広がりは低下する。乱流拡散のみに支配されるとき、 A/B は上昇高さによらず一定の比をとり A/B は 1 より小さい。気泡群による干渉拡散を考慮すると、散気装置傍では気泡密度分布幅 A の方が運動量幅 B より大きく、その後ある高さで A と B が交差する。その高さ

は U_b が大きいほど高くなる。図-4(d) より中心気泡密度 S は高さの $-2/5$ 乗で始まりその後 -1 乗へと変化することになる。

図-4 に示す点線は干渉拡散を無視して $U_b=5$ としたときの計算である。

3. 実験装置と実験方法

実験装置を図-5 に示す。使用した水槽は $1\text{m} \times 1\text{m} \times 1.8\text{m}$ の片面ガラス張り鉄製水槽である。この水槽を図-5 側面図が示すように A, B, C, D の 4 槽に分けた。直径 2 cm の塩化ビニールパイプに直径 0.5 mm の穴を 5 mm おきに 200 か所あけた 8 本を C 槽に設置し、プロアーより送気することにより、矢印が示す水の循環を得た。これにより実験断面である A 槽に一様な上向流をつくることができた。A 槽底部より 70 cm の位置に散気装置を設置した。散気装置には直径 3.5 mm のステンレスパイプに外径 0.6 mm、内径 0.3 mm、長さ 10 cm の注射針を 3 mm おきに 45 本一列に取り付けたものを用いた。このため 3.5 mm のステンレスパイプによる後流の影響は認められなかった。コンプレッサーより送気し散気装置から気泡を発生させた。途中流量計を設置して送気量を測定した。平均流速の計測はフォトトランジス

ターで検出するプロペラ流速計を用いた。気液混相流中の流れに対しプロペラ翼に衝突する気泡はその密度が水に比較して $1/1000$ 程度であり、また翼に占める割合は σ 程度である。したがってプロペラ流速計による計

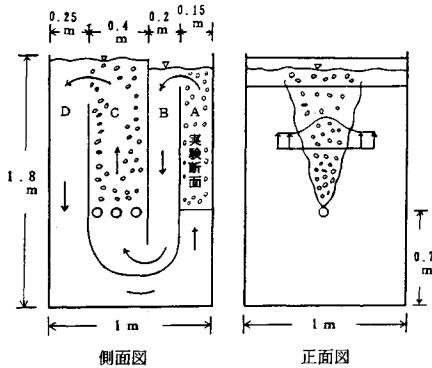
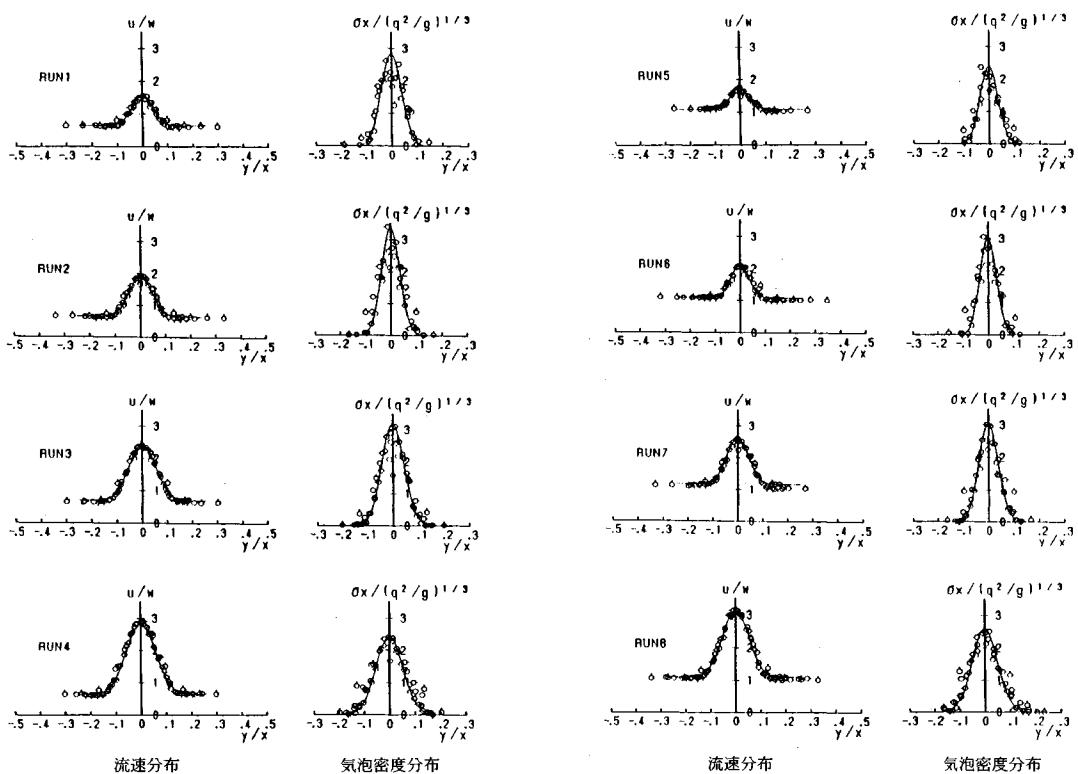


図-5 実験装置

表-1 実験条件と実験結果

	RUN1	RUN2	RUN3	RUN4	RUN5	RUN6	RUN7	RUN8
実験送気量 $q \text{ cm}^3/\text{s}$	2.78	5.56	11.1	22.2	2.78	5.56	11.1	22.2
周囲流速 $U_\infty \text{ cm/s}$	14.5	14.3	15.3	14.8	24.6	24.4	25.6	24.7
算定送気量 $q \text{ cm}^3/\text{s}$	2.78	6.11	12.2	24.4	2.78	5.56	11.1	24.4
乱れ定数 K_s	8.0	6.0	6.0	8.0	10.0	8.0	8.0	8.0
$e = \epsilon / b$	0.235	0.23	0.235	0.21	0.24	0.24	0.24	0.24
第一次送気量 Q	4.05	9.39	17.8	34.1	3.88	7.76	15.5	37.2
第一次元周囲流速 U_∞	0.629	0.629	0.653	0.644	1.07	1.06	1.11	1.07



(実線は高さ 60 cm での分布曲線、高さ 15 cm ○, 30 cm △, 45 cm ♦, 60 cm ×)

図-6 流速分布と気泡密度

測定は水流の流速と比べて σ 程度以下の誤差と考えてよいだろう。気泡密度分布の計測はボイドセンサーを使用した。ボイドセンサーは、気泡との接触回数および接触時間を累計するものであって、これより平均気泡密度を求めた。実験は散気装置より 15, 30, 45, 60 cm の各高さにおいて、1 点 10 秒間、断面方向に 1 cm おきに 3 回繰り返して各量を計測した。実験条件は表-1 に示す。なお表-1 に示す実験送気量は大気圧に換算した値である。

気泡噴流のように気泡が存在する流れに対して乱れを計測するのに適切なプローブはないが、今回、平均流速を測定したプロペラ流速計で乱れを測定した。プロペラ流速計は翼径 3 mm の 8 枚羽根からできてい、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出した。

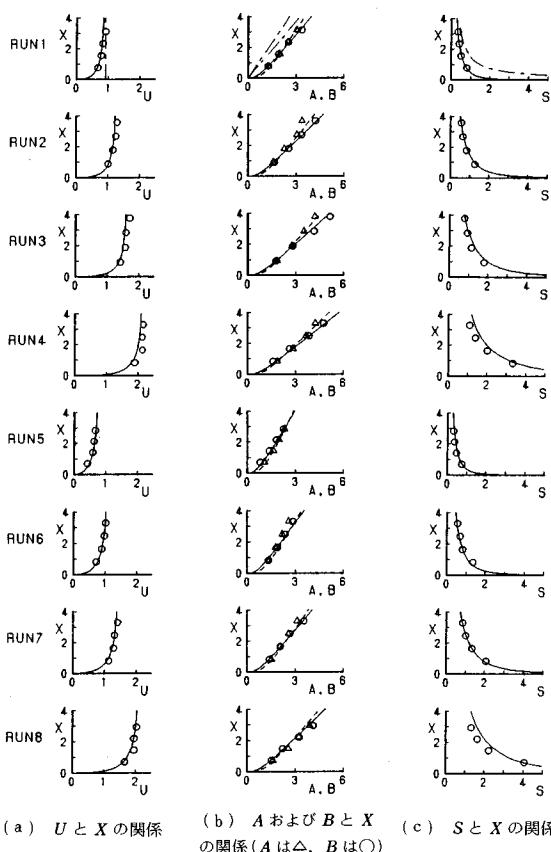


図-7 実験値と理論値の関係

4. 実験値と理論計算値との比較

図-6 に実験結果を示す。気泡噴流の流速分布はほぼガウス分布に従い、気泡密度分布もまた流速分布と同じ分布形をとる。なお流速は気泡の相対上昇速度 w で、気泡密度は $(q^2/g)^{1/3}/x$ で無次元化を行い、断面方向に対しては y/x で無次元化して図示している。また図中の曲線は $x=60 \text{ cm}$ における実測値で定めたガウス分布曲線である。

図-7 に中心流速、運動量および気泡の広がり、中心気泡密度を上昇方向に対して示したものである。RUN 1～RUN 4 は周囲流速が気泡の相対上昇速度の約 6 割、RUN 5～RUN 8 は周囲流速が気泡の相対上昇速度と同程度の実験結果である。図-7(a) は中心流速を示すものであり、乱流拡散のみだと中心流速はプリュームと同様、高さによらず一定値をもつ。しかしながら実験値は高さとともに増大し一定値に近づくことを示している。また同一送気量で比較するならば U_b が大きいほど U は低下することが示される。

図-7(b) は運動量の広がりおよび気泡の広がりをそれぞれ $u = u_b + u_0 e^{-1}$ および $\sigma = \sigma_0 e^{-1}$ なる位置で定義しその後式 (12) に基づいた無次元量で示したものである。実験値が示すように運動量幅、気泡幅とも原点を通る直線とはならず特に気泡についてはその傾向が顕著である。このことは乱流拡散だけの考慮では説明できないものと考える。気泡群による干渉拡散によって気泡はより拡散しその後乱流拡散が支配的となり直線的に広がることになる。周囲流速 U_b で比較するならば、 U_b が大きいほど同一送気量に対して広がり A , B は低下することが示されている。

干渉拡散により気泡の広がりは大きく、また U_b が大きいほど運動量の広がりは押さえられるため、 A , B の交差する上昇高は U_b が大きいほど高くなる。

図-7(c) は気泡の中心密度の変化を示したものである。同じ高さでは理論値も示しているように中心気泡密度の U_b による差は顕著に現われなかった。

図中に示す曲線は理論値を示すものであって両者はよく一致していると考えられる。一致させるに必要な未知定数は ϵ , K_0 , n である。

前述したように静水中での気泡噴流において $n=1/2$ で全体的によい一致をみたので今回の場合も十分適用できることからこの値を採用した。 ϵ および K_0 について今回の実験値より各理論値に合うよう求めた。

その結果を表-1 に示す。表中の算定送気量は ϵ を使って無次元量より求めたものである。表-1 よりおよそ

$$\epsilon=0.24, K_0=8.0$$

となる。静水中⁶⁾においては $\varepsilon = 0.24$, $K_0 = 13.0$ であったことから

前後の値を二次元気泡噴流は取るものと考えられる。 $l = cx$ の c についても式 (42), (43) より

で与えられることになる。一例として、乱流拡散のみに支配される場合の結果を図-7、RUN 1 に一点鎖線で示す。

5. 流速變動

図-8に気泡噴流の乱れ測定の結果を示す。今回送気量一定のもと周囲流速を変化させた気泡噴流に対して上昇方向の流速変動を測定した。測定時間は一点につき1分間である。乱れ強度分布は双頭峰分布を示し、乱れ強度は中心流速の25%程度でありjetと同様である。図-9にパワースペクトルを示す。高さ30cm以上では、jetでもみられるように気泡噴流でも $-5/3$ 乗則に従う領域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と考える。気泡の後流による影響すなわち気泡径に相当する波数でスペクトルはピークとして示さなかつたが、その付近でのスペクトルの値は $-5/3$ 乗則の線より少し高いようである。図-10は乱れ強度をパワ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。高さ15cmでの乱れ強度は30cm以上の高さに比べて極端に小さくなっているが、このことは平均流速が加速中または加速直後であることと関係する。

図-11 はスペクトル図より $-5/3$ 乗則に従う最小波数 k_c を読み取りその波数の逆数と b との関係を図示した。

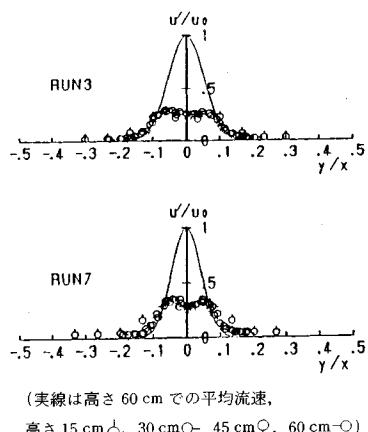


図-8 亂れ強度分布

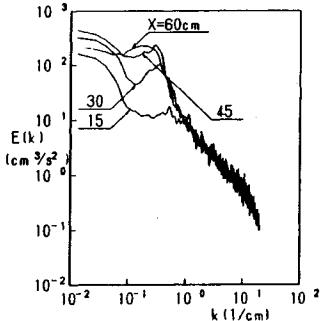


図-9 パワースペクトル (RUN3)

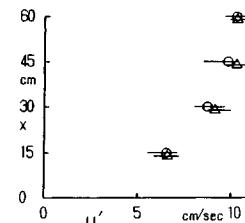


図-10 スペクトルより計算した乱れ強度分布
(RUN 3○, RUN 7△)

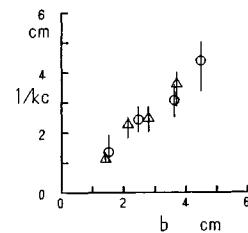


図-11 波数と運動量幅の関係
(RUN 3 ○, RUN 7 △)

ものであって大きなばらつきがあるが気泡噴流幅との間には比例的な関係を示していると思われる。なお図-10、図-11中の横棒、縦棒はばらつきの範囲を示す。

論 結

気泡群による干渉拡散を考慮することにより理論値は実験結果とよい一致をみた。プロペラ流速計を用いて気泡噴流中の乱れ測定も試みることができた。

以下次の事柄が明らかになった。

(1) 乱流拡散が支配的なケースについてガウス分布近似によるモーメント法と厳密解とは周囲流速が存在する場合についてもかなりの一致をみた。

(2) 干渉拡散の導入によって平均流速分布および気泡密度分布とも計算結果は実験をよく表わしている。その結果干渉拡散係数は式(60)で示すことができる。

(3) 混合距離 $l = cx$ の c は送気量、周囲流速の変化によって異なるが、 $l = \varepsilon b$ すなわち疎流幅比例だとは

ば一定値 $\epsilon=0.24$ をとる。式(61)を使用すればお互いに換算できる。

(4) 亂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、スペクトルでは $-5/3$ 乗則の存在と、 $-5/3$ 乗則に対する後流の影響を確認した。

参考文献

- 1) Cederwall, K. and Ditmars, J. D. : Analysis of Air Bubble Plumes, Proceedings of the 14th Coastal Engineering Conference, ASCE, Vol. III, pp. 2209~2226, 1974.
- 2) Brevik, I. : Two Dimensional Air-Bubble Plume, Journal of the Waterway, Port, Coastal and Ocean Division, ASCE, Vol. 103, pp. 101~115, 1977.
- 3) McDougall, T. : Bubble Plumes in Stratified Environments, J. Fluid Mech., Vol. 85, pp. 655~672, 1978.
- 4) 野村安正(原著者 N. Rajaratnam)：噴流，森北出版。
- 5) Bradbury, L. J. S. : The structure of a self-preserving turbulent plane jet, J. Fluid Mech., Vol. 23, part 1, pp. 31~64, 1965.
- 6) 北野義則・粟谷陽一：線源気泡噴流の性質，第31回水理講演会論文集，1987年2月。
- 7) 北野義則・田中綏彦・粟谷陽一：静水中における気泡噴流の性質，土木学会論文報告集，第253号，1976年9月。
- 8) 北野義則・粟谷陽一：容積変化を伴う気泡噴流，第34回海岸工学講演会論文集，1987年11月。
- 9) Schmidt, W. : Turbulente Ausbreitung eines Stromes erhitzer Luft, Z. A. M. M., 21, 265 & 351, 1941.

(1987.10.20・受付)