

中部大学工学部 正 員 松尾 直規
京都大学工学部 正 員 岩佐 義綱
京都大学大学院 学生員 木村 玄

1. はじめに; 貯水池の富栄養化対策の一手段である曝気循環法において、空気泡アームの水理学的挙動を明らかにすることは重要な課題の一つである。この課題に関し、本研究では、従来の密度流的な取扱いから一歩進めて、気泡体積及びその変化を考慮に入れた空気泡アームの数値解析を実施し、その結果について検討した。

2. 数学モデルと数値計算法; 空気泡アームを、個々の気泡の運動とそれに伴う流体運動の力学的関係に基いて厳密に取り扱うことは現時点では極めて困難であり、ここでは多数の気泡群を含む流体の平均的挙動を対象として、いくつかの単純化された条件のもとで現象のモデル化を行うことにする。

(1) 空気泡の体積及びその変化を考慮に入れた取扱い: 空気泡を含む流体の密度、体積を ρ , V 、空気泡、周囲流体のそれぞれを、それぞれ ρ_a , V_a , ρ_w , V_w とすると、 $\rho V = \rho_a V_a + \rho_w V_w$ (2.1.1), $V = V_a + V_w$ (2.1.2) $\nabla \phi = S$ とおくと、

$$\rho = \rho_w(1-S) + \rho_a S = \rho_w + \rho_a S \quad (2.1.3) \quad \text{ここで } \rho_a \text{ は } \rho_a = \rho_a S \text{ であり、気体の状態方程式を用いると、} \rho_a = S P R \frac{M}{T_a} \quad (2.1.4) \text{ となる。}$$

いま近似的に等温変化を仮定するならば、 $P/R T_a = \text{const.}$ より、 ρ_a は S と P に比例することになる。以下ではこの ρ_a を一種の拡散量とみなして取扱いを進める。次に、気泡の運動に関しては、単純に気泡を半径 d の球形とみなして、鉛直上方に上昇するものと考え、次式で表示する。 C_0 を形状係数、 v_{slip} を気泡の slip 速度として、

$$\rho_a \frac{\pi d^3}{6} \frac{d}{dt} (v_{slip}) = \frac{\pi d^3}{6} (\rho_w - \rho_a) g - \frac{1}{8} \rho_w \frac{\pi d^3}{6} \frac{d}{dt} (v_{slip}) - \frac{1}{8} \rho_w \pi d^2 C_0 v_{slip} \quad (2.1.5)$$

(2) 円筒座標による基礎式の展開: 気液混相流の平均的挙動の把握という目的より、軸対称の流れを仮定して、 θ 方向の変化を無視した円筒座標系 (図 2) に基づき、次のように基礎式を展開する。

$$(a) \text{ 周囲流体の連続式 (圧縮性流体の連続式)} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0 \quad (2.2.1)$$

(b) 周囲流体の運動方程式

$$(r \text{ 方向}) \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r u_r^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_r v_z) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho G_r \frac{\partial u_r}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho G_z \frac{\partial u_r}{\partial z}) \quad (2.2.2)$$

$$(z \text{ 方向}) \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r u_r v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2) = -\rho g - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho G_r \frac{\partial v_z}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho G_z \frac{\partial v_z}{\partial z}) + F_z \quad (2.2.3)$$

$$(c) \text{ 水温収支則} \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r u_r T) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho T v_z) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho E_r \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho E_z \frac{\partial T}{\partial z}) \quad (2.2.4)$$

$$(d) \text{ 気泡拡散方程式} \quad \frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_a r u_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_a v_z + \alpha v_{slip}) = \alpha u_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (G_r \frac{\partial \rho_a}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (G_z \frac{\partial \rho_a}{\partial z}) \quad (2.2.5)$$

u_r , v_z は r , z 方向の流速成分、 G_r , G_z , G_{ar} , G_{az} は渦動粘性係数、また E_r , E_z は温度拡散係数、 G_r , G_z は気泡拡散係数である。なお、各水理量は平均流に関するものである。さらに、 F_z は (2.1.5) 式に従って周囲流体が気泡から受ける鉛直方向の力であり、 $F_z = \rho_a S g$ と表わされる。また、 $\alpha = S P$ である。なお、気泡は水面においてのみ消失するものとする。上述の数学モデルによる数値解析は、従来と同様に、Staggered Scheme により差分式に直し、Explicit 法で計算した。

(3) 気泡の slip 速度: (2.1.5) 式ならびに気泡に関する状態方程式、エネルギー保存則を連立して v_{slip} の数値解を求め、その結果より、 v_{slip} が、空気放出口からの距離に比例する形の近似式を作成してその値を計算した。

(4) 渦動粘性係数及び各種拡散係数: 各種係数の値は現時点では不明であり、これらを明らかにすることが今後の大きな課題の一つであるが、ここではひとまず以下のように仮定する。まず渦動粘性係数については、

$$G_r = G_z = G_{ar} = G_{az} = \alpha (Z' + G_0) |v_{slip}| \quad (2.4.1) \quad v_{slip} \text{ は中心 Column の流速値、} Z' \text{ は放出口からの距離である。}$$

なお、プール域 ($v_z > 0$ となる範囲とした) 外については、 $G_r = G_z = G_{ar} = G_{az} = 0$ (2.4.2) で G_r を与えることにする。気泡、温度拡散係数は次式で与える。

$$G_r = G_z = G_{ar} = G_{az} = \lambda_1 G_r \quad (2.4.3), \quad G_r = G_z = G_{ar} = G_{az} = 1.346 G_r \quad (2.4.4)$$

3. 計算結果とその考察

(1) 密度が一樣な流体場での適用結果：対象領域は Kobus の実験値と比較するため半径 4 m、水深 4.7 m の円柱状領域とし、メッシュ分割は、鉛直方向に $\Delta z = 10 \text{ cm}$ の等間隔、半径方向には $r = 45 \text{ cm}$ までは $\Delta r = 5 \text{ cm}$ の等間隔、その後は直線的に Δr を増加させた。水温は 15°C で一樣、流速は静水状態とした。計算は鉛直流速がほぼ定常に達したとみなし得る時点(40秒)まで行った。その他の条件は図-1に示す通りである。計算結果は G_v の与え方によって大きく左右されるが、図-1 B が図-2に示されるように、 G_v に関する係数を適当に与えることにより、概ね Kobus の実験値に一致する結果が得られる。しかしながら、図-2において、空気放出点近傍の Initial region で半径方向の分布形状に若干の不一致がみられ、この領域での再現性に問題を残している。次に従来の気泡体積及びその変化を無視したモデルによる結果との比較を図-3に示す。気泡体積とその変化を無視した場合、定性的にはそれを考慮した場合と変わりはないが、流速値は、流体の鉛直方向への運動量変化に及ぼす気泡の影響が過小に評価される結果、小さくなっている。

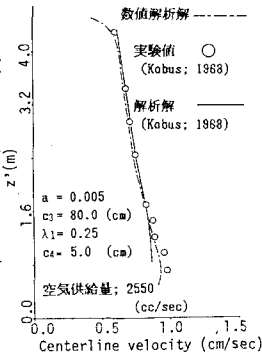


図-1 鉛直軸上流速分布

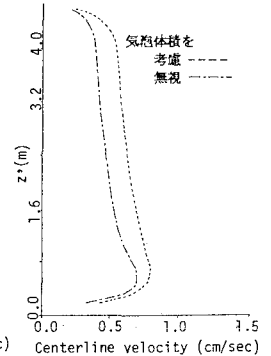


図-3 鉛直軸上流速分布

(2) 成層流体場での適用結果：対象領域は現地スケールを考慮に入れて、半径 20 m、水深 23 m の円柱状領域を考え、水深方向に $\Delta z = 0.5 \text{ m}$ 、半径方向には、 $\Delta r = 0.2 \sim 0.9 \text{ m}$ まで場所的に変化させて分割し、図-4に示すような水温分布を与えた場合と、一樣水温(15°C)を与えた場合について計算を実施した。なお、計算時間間隔 $\Delta t = 0.01 \text{ 秒}$ 、また計算時間は 140 秒とした。まず、鉛直軸上流速の鉛直方向分布を図-5に示す。この図より、水温成層のある場合には密度の大きな深水層の水が連行されるため、水温一樣の場合と比べてやや小さな流速値を示すことがわかる。次に図-6に水平流の鉛直方向分布を示す。水平流に関しては、対象領域が広いことから計算開始後 140 秒を経ても定常とはみなし得ないが、定性的影響をみることはできる。この図より、表層流の生じている断面での流速分布は、ほぼ三角形分布あるいは指数分布を示すことがわかる。また水温成層が存在する場合には、揚水される水の重力効果によって表層水平流に転ずる前のプルームが有する運動量が小さく、また速やかに減衰するため、結果的に水平流速成分の値が、一樣密度場におけるそれよりも小さくなっている。

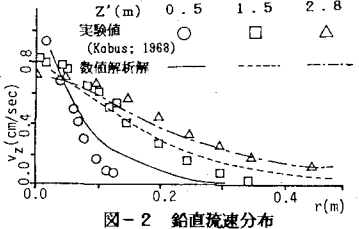


図-2 鉛直流速分布

4. おわりに；気泡体積とその変化を考慮した解析により、空気混入率が流れに及ぼす影響を明らかにすることが可能となった。また、実際の場合である成層流体内でのプルームの挙動が考察された。しかしながら、いずれにせよ、滑動粘性係数及び各種拡散係数の値によって計算結果が大きく左右されることになりはしない。これらの値を正しく評価すること、さらには現地への適用など、室内実験を含めてさらに研究を進めていく所存である。

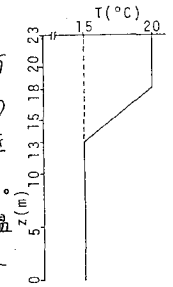


図-4 水温分布

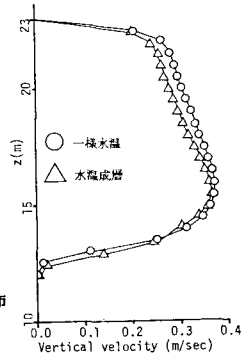


図-5 鉛直軸上流速分布

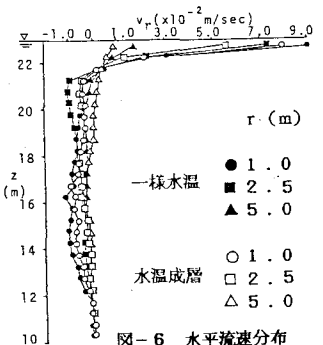


図-6 水平流速分布

- (参考文献) 1) 岩佐, 松尾他; 空気泡プルームの水理に関する研究, 昭和60年度土木学会関西支部年次講演会
2) Kobus, E.H.; Analysis of the flow induced by air-bubble systems; Proc. 11th conference on coastal Eng. 1968
3) 岩佐, 松尾; エアレーションにより生じる流れの数値解析, 京都大学防災年報27号, 1984