



噴流の側壁による発振現象

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2013-10-31 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 多賀, 正夫 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.24729/00008156

噴流の側壁による発振現象

Self Oscillation Phenomena of a Bounded Turbulent Jet

多 賀 正 夫*

Masao TAGA**

(昭和48年9月12日受理)

Summary

A new method for generation of self oscillation using the Coanda effect on a bounded circular jet is suggested.

The experiments on both air and water revealed region of the stable oscillation and relationship between the Strouhal number and the geometrical dimension.

In order to explain the oscillation mechanism, an approximated equation of the oscillation period was theoretically derived.

This oscillation method is also useful to mixing of two different liquids in a vessel. In the case, residence time distribution of the fluid in the vessel is apparently improved by this method.

1. 緒 言

コアンダ効果による噴流の偏向現象およびこれを応用した負荷型、フィードバック型、ソニック型などの発振現象についてはフルイディクスにおいて良く知られている⁽¹⁾。しかし、著者らは炉内燃焼気流の流動の研究を進めている過程において、これらと異なる新しい発振現象のあることを知った。すなわち、長方形流路に対して、一定の寸法比で配置された円形噴出口からの噴流は左右に振動して交互に側壁に付着しつつ流動し、しかも、その振動周期が一定であることを発見した。この発振は従来のもとは異なり、全く附属装置を必要としない簡単な自励的発振現象である。したがってこの現象に対しては、各種燃焼炉の混合特性の向上および化学反作用混合装置、散布装置および流量計⁽²⁾への適用などの多くの応用方法が考えられる。

本報告はこの発振に関して、その安定限界、周期と噴出圧および流路寸法との関係についての実験的および理論的な解析結果を記述するとともに、一定容器内における二種溶液の混合に対してこの発振現象を適用した場合の混合特性の向上性に関して述べたものである。

2. おもな記号

A : 流路深さ

B : 流路幅

b : 噴出口中心から側壁までの距離

C : 濃度

C_0 : 初期濃度

D : 噴出口直径

F : 噴流と上下板との隙間の縦断面積

J : 噴流運動量

P_a : 噴流の内側の循環流領域 (図3のI) 内の静圧

* 機械工学科 ** Department of Mechanical Engineering

- | | |
|---|----------------------------|
| P_b : 噴流の外側領域 (図3のII) の静圧 | T : 振動周期 |
| P_0 : 噴出圧力 (大気圧との差圧) | T_1 : 振動の第1段階経過時間 |
| Q : 流量 | T_2 : 振動の第3段階経過時間 |
| Q_0 : 噴出流量 | t_a : 発振時の塩水から純水への変換時間 |
| Q_g : 噴流と上下板との隙間を通過して領域IIから領域Iへ流入する流量 | t_b : 非発振時の塩水から純水への変換時間 |
| Q_i : 噴流が領域Iから誘引する流量 | t_s : 容器内平均滞留時間 = V/Q |
| Q_R : 側壁へ付着後, 逆流する流量 | u_0 : 噴出速度 |
| r : 噴流主流線のわん曲の曲率半径 | V : 容器の体積 |
| r_0 : 振動の第1段階初期の r | V_g : 循環流領域の体積 |
| r_1 : 振動の第3段階初期の r | ϕ : 平均滞留時間で無次元化された時間 |
| S : わん曲主流線の軸距離 | σ : 形状係数 = AD/B^2 |
| | ρ : 密度 |

3. 発振機構と測定方法

3.1 発振機構

長方形流路へ噴出する噴流は図1のように噴出口がスリット状であれば, コアンダ効果によって一方の側壁へ付着して流動するのであるが, 図2のように噴出口が円形で流路の上下板との間に隙間の存在する場合には, 流路深さおよび流路幅と噴出口直径との寸法比 A/D および B/D の一定の限界内においては, 左右の側壁へ交互に付着して自励的に発振する。

この発振の機構はつぎのように考えられる。まず, 第1段階として, 噴流がコアンダ効果によって図3(a)に示されているように, 一方の側壁へ付着するが, この際噴流と側壁とで囲まれた領域Iは外側の領域IIにくらべ負圧となる。そのため流体はIIの領域からIの領域へ向か

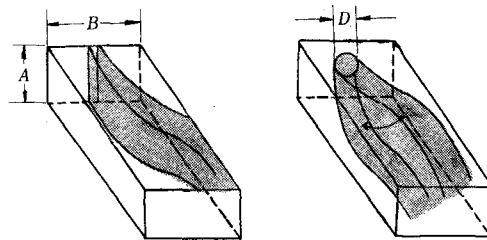


図 1

図 2

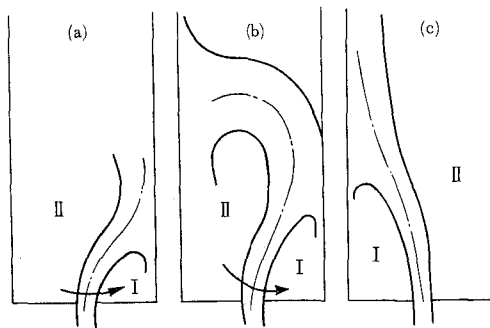


図3 発振機構

噴流の側壁による発振現象

って円形噴出口の上下の隙間を通して図中の矢印のように流入する。これにともなってIの領域の体積が増大し、噴流の側壁への付着位置は下流側へ移動する。つぎに第2段階として、同図(b)のように噴流の下流部が、上記の領域Iへの流れ込みを起因として、上流側へ巻き込んで逆流しつつ反対側の側壁へ付着する。つづいて第3段階として、同図(c)の状態にあった付着位置が、コアンダ効果のために、下流側から上流側へと移動して、同図(a)のような位置となる。以下順次これらの段階を繰り返すことによって、噴流は左右へ振動しつつ流動するのである。

3.2 測定方法

表1は発振条件および振動周期を測定するために行なわれた空気流実験の流路条件と測定範囲を示す。また、表2は発振現象と混合特性との関係を探るための水流実験の実験条件を示したものである。

表1 空気流実験の条件

流路長さ L	1300mm
流路深さ A	80mm
流路幅 B	80~800mm
噴出口直径 D	10, 15, 20, 30, 40, 60mm
噴出圧力 P ₀	25~600 mmAq

表2 水流実験の条件

寸法 \ 容器No.	1	2	3	4	(スリット) 2'	(スリット) 3'
長さ L (mm)	200	400	320	600	400	320
幅 B (mm)	50	100	80	145	100	80
深さ A (mm)	16	32	25	46	32	25
噴出口直径 D (mm)	5	10	10, 8, 6, 3, 85	16		
流路出口直径 (mm)	7	14	11	21		
スリット幅 1 (mm)					32	25
2 (mm)					7	4
容積 V (ℓ)	0.16	12.8	0.64	4.0	1.28	0.64
実 験 条 件						
流 量	2.8~16.5 ℓ/min					
Re 数	4.8×10 ⁵ ~ 12.8×10 ⁵					
塩 水 濃 度	2000~3000PPm					

図4は測定記録装置の系統図である。空気流実験では図の風速測定系に示されているように、噴流の側壁付着位置附近に熱線風速計（日本科学工業製 IAM 60/28-1111）のI型プローブを垂直にそう入し、その位置での風速変化に基づく電圧変動が、リニアライザで線形化されて、風速の絶対値として記録された。図5(a)はXYレコーダによって記録された測定例で

あり、この波形によって周期が算出された。水流実験では図4の圧力測定系に示されているように、噴流の付着位置付近の側壁上に設置された半導体圧力変換器（豊田工機製 PMS-5）の測定端子によって、噴流の振動に基づく圧力変動が XY レコーダで記録された。

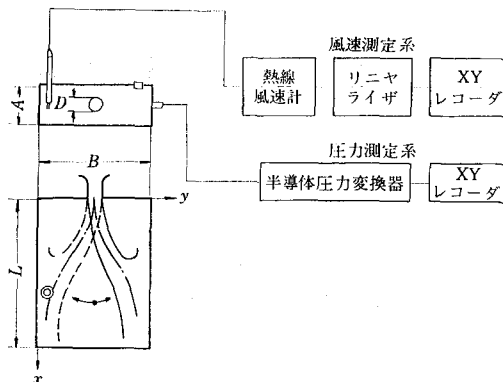


図4 測定記録装置

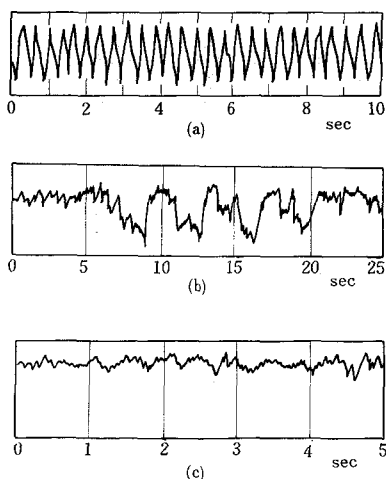


図5 XYレコーダ記録例

4. 安定発振の限界

図5 (a) は安定発振状態の記録例である。図のように波形はほぼ対称形であり、完全に周期性が保たれている。しかし、このような安定した発振状態は常に得られるわけではなく、流路条件の A/D および B/D が一定の限界から外れると同図 (b) あるいは (c) のような状態が現われる。

図6 は噴出口直径および流路幅を表1に示された範囲で各種に変化させて安定発振の限界を調べた結果を示す。定安した発振の得られるのは寸法比 A/D および B/D の値がⅠの範囲の場合のみである。Ⅲの範囲のように流路幅 B/D の大き過ぎる場合には、図5 (b) に示すような不規則な波形となり振動に周期性がなくなる。また、流路深さ A/D の大き過ぎるⅣの範囲においては、水平方向のみでなく、上下方向にも振動を生じて、周期性のない乱れた旋回状の

噴流の側壁による発振現象

振動が現われる。Vの範囲は全く発振しない範囲であり、この場合にはコアンダ効果で噴流が一方の側壁のみに付着する。したがってこの場合には図5(c)のように、大きな風速の変化は現われないで、単に乱流変動による小さい変化のみが現われる。また、IIの範囲は安定発振から不規則振動へ移行する遷移域である。

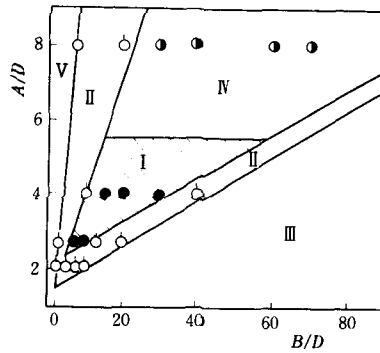


図6 発振限界

5. 発振周期

安定発振の場合の周期 T と B/D , A/D および噴出圧 P_0 との間の相互関係を知ることは、本現象を応用するために重要なことである。以下には、このために行なわれた一連の系列の実験結果を整理して、その一般的関係式を導く。

図7は $A/D=4$, $D=20\phi$ の場合について、各種 B/D での周期 T と噴出圧 P_0 との関係を示す。図示のように、これらの値はほぼ直線状の関係であらわされ、 $T \propto P_0^{-0.5}$ の関係が成立している。つぎに、図8は同一実験値の T と B/D との関係を P_0 をパラメータとして整理したものであるが、これによって $T \propto (B/D)^2$ の関係の成立することがわかる。さらに、図9は T と A/D との関係を示す実験結果で、これは $P_0=100 \text{ mmAq}$ の場合について $B/D=30$ およ

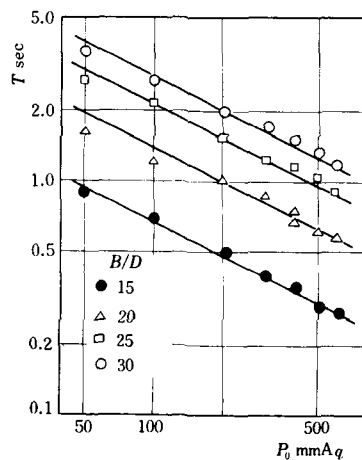


図7 周期と噴出圧力との関係
($A/D=4$, $D=20\phi$)

び 20 をパラメータとして整理したものである。この図からは、 $T \propto (D/A)$ の関係のあることが認められる。

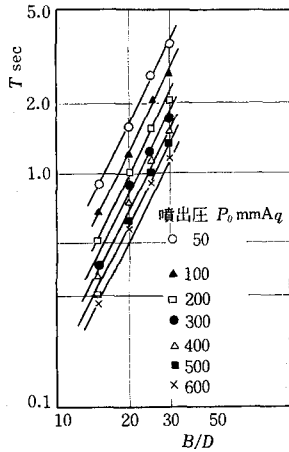


図 8 周期と B/D の関係
($A/D=4, D=20\phi$)

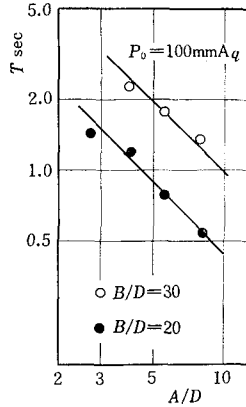


図 9 周期と A/D の関係

したがって、これらの相互関係を総合することによって、つぎのような周期 T と噴出条件との一般関係式が導かれた。

$$T = \alpha \frac{D}{\sigma u_0} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 α は比例定数であり、 σ は形状係数で、 $\sigma = AD/B^2$ である。

さらに、式(1)は形状係数 σ とストラハル数 $= f \cdot D/u_0$ の関係式

$$\sigma = \alpha \left(\frac{f \cdot D}{u_0} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

に書き換えられる。ここで、 f は振動数 (サイクル/sec) である。図10はこの関係で実験値を

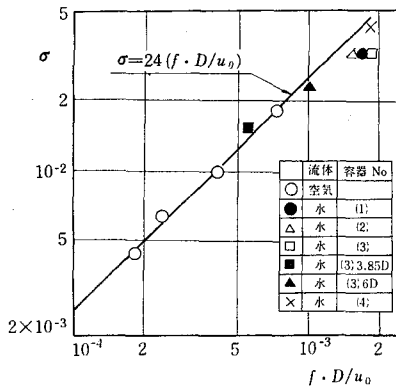


図10 σ と $\frac{f \cdot D}{u_0}$ の関係

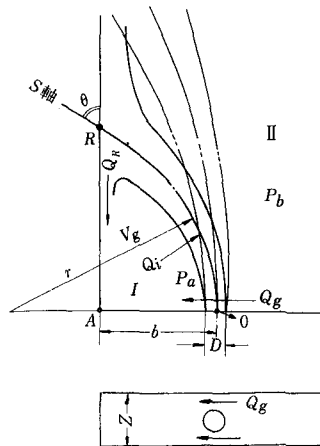


図11 流動モデル

整理したものである。図中には表1の空気流実験の結果とともに、表2の水流実験の結果も含まれているが、図示のように、各実験点は流体の種類、流速に関係なく、ほぼ、一直線上にある。すなわち、この発振現象をあらわすストラハル数に関しては、レイノルズ数に関係なくつぎの実験式が成立する。

$$\sigma = 24 \left(\frac{f \cdot D}{u_0} \right) \dots\dots\dots (3)$$

6. 周期の理論解析

発振機構に関する定性的な説明は、すでに第3.1節でなされたが、本節では、かなり大胆な仮定と単純化されたモデルに基づいて導かれた周期 T と噴出条件との相互関係の近似理論が述べられ、これによって発振機構が流体力学的に解明されている。

6.1 仮 定

図11の流動モデルでつぎのように仮定する

(1) わん曲する噴流の主流線の S 軸は曲率半径 r の円弧であり、わん曲流動に基づく遠心力 J/r は噴流域の両側の領域 I および II の差圧 $\Delta P = P_a - P_b$ とつりあっている。

(2) 領域 I および領域 II での静圧 P_a および P_b の値は、非定常で時間的に変化するのであるが、各領域内では、位置的差はなく一定値である。

(3) 噴流の主流線方向の運動量は一定に保存される。

6.2 理 論 式

図3 (a) の発振の第1段階においては、領域 I の体積 V_g は時間の経過とともに増大するのであるが、その変化と噴出口上下の隙間を通過する流量 Q_g 、噴流中の側壁衝突後、上流側へ逆流する流量 Q_R および噴流によって領域 I から誘引される流量 Q_i との間には、つぎの関係式が成立する。

$$\frac{dV_g}{dt} = Q_g + Q_R - Q_i \dots\dots\dots (4)$$

つぎに、図3 (c) の第3段階においては、噴流と側壁との間の循環領域 I の体積 V_g は時間の経過とともに減少する。これは噴流の誘引流 Q_i が流入量の $Q_g + Q_R$ よりも大であるためと考えられるのであるが、ここではさらに、 $Q_g \approx 0$ と近似する。この理由は隙間を通過する流れが第1段階から第3段階へ切りかわっても、第3段階の期間中は、慣性のために方向変換できないからと考える。したがって、第3段階では次式が成立する。

$$\frac{dV_g}{dt} = Q_R - Q_i \dots\dots\dots (5)$$

体積 V_g は領域 I を図11の AORA 内の体積であると近似することによって、図の幾何学的関係から次式で表わされる。

$$\begin{aligned} V_g &= \frac{A}{2} \left\{ \frac{1}{2} \theta \cdot r^2 - \frac{1}{2} (r-b) \cdot r \cdot \sin \theta \right\} \\ &= \frac{A}{2} \left[\left\{ \cos^{-1} \left(1 - \frac{b}{r} \right) \right\} r^2 - r \cdot (r-b) \cdot \sqrt{1 - \left(1 - \frac{b}{r} \right)^2} \right] \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

流量 Q_g は図12の隙間面積 F にここを通過する流速 u_g を乗じたものである。隙間面積 F は、噴流の上下板方向のひろがり角 α を 80° と近似すれば、

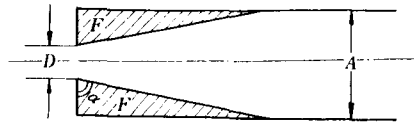


図 12

$$F = \left(\frac{A-D}{2} \right)^2 \cdot \tan \alpha \doteq \frac{3}{2} (A-D)^2 \quad \dots\dots\dots (7)$$

で表わされるので、これに領域Ⅰの静圧 P_a と領域Ⅱの静圧 P_b との差圧 ΔP_{ab} に基づいて定まる通過流速

$$u_g = \sqrt{\frac{2\Delta P_{ab}}{\rho}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

を乗じて

$$Q_g = \frac{3}{2} (A-D)^2 \cdot \sqrt{\frac{2\Delta P_{ab}}{\rho}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

さらに、仮定によって $J/r = \Delta P_{ab}$ の関係があるので、 ΔP_{ab} は次式で表わされる。

$$\Delta P_{ab} = \frac{\pi D^2}{2A} \cdot P_0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

式(10)を式(9)に代入して、誘引流量 Q_g と r との関係は次式で表わされる

$$Q_g = \zeta \sqrt{\xi/r} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $\zeta = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{2P_0}{\rho}} (A-D)^2$; 噴出条件で定まる定数

$$\xi = \frac{\pi D^2}{2A} \quad ; \text{流路形状で定まる定数}$$

逆流流量 Q_R の式はつぎのように導かれる。噴流が壁面に角度 θ で衝突した場合、噴流内外の静圧を一定と仮定し、壁面の摩擦力を無視すれば、運動量の法則に基づいて、流量 Q_R は次式で表わされる。

$$\frac{Q_R}{Q_1} = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 Q_1 は壁面への衝突直前の噴流の流量であるが、これは二次元噴流に関する Simson の式⁽⁴⁾を用いて

$$\frac{Q_1}{Q_0} = 0.596 \sqrt{\frac{r \cdot \theta}{D}} \quad \dots\dots\dots (13)$$

と表わされるので、式(13)を式(12)に代入して、 Q_R を表わす次式が得られる。

$$Q_R = \frac{0.298 Q_0}{\sqrt{D}} \cdot \frac{b}{r} \cdot \sqrt{r \cdot \cos^{-1} \left(1 - \frac{b}{r} \right)} \quad \dots\dots\dots (14)$$

誘引流量の Q_i は、噴出流量 Q_0 から付着位置での流量 Q_1 までの増加流量の $\frac{1}{2}$ であるから式(13)の関係を用いて次式で表わされる

$$Q_i = \frac{Q_1 - Q_0}{2} = Q_0 \left\{ \frac{0.298}{\sqrt{D}} \cdot \sqrt{r \cdot \cos^{-1} \left(1 - \frac{b}{r} \right)} - 0.5 \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

式(11)の Q_g 、式(14)の Q_R および式(15)の Q_i と式(6)の V_g を、式(4)および式(5)に代入すれば、それぞれ、第1段階および第3段階に対する基礎方程式は、関数 r の時間 t に関する微分方

程式(16)および(17)となる。

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\zeta \sqrt{\frac{\xi}{r}} + Q_0 \left\{ \frac{0.298}{\sqrt{D}} \cdot \sqrt{r \cdot \cos^{-1} \left(1 - \frac{b}{r} \right)} \cdot \left(\frac{b}{r} - 1 \right) + 0.5 \right\}}{\frac{A}{2} \left[2r \cdot \cos^{-1} \left(1 - \frac{b}{r} \right) - \sqrt{1 - \left(1 - \frac{b}{r} \right)^2} - (2r - b) \cdot \sqrt{1 - \left(1 - \frac{b}{r} \right)^2} + \frac{(r - b)b}{r} \cdot \frac{\left(1 - \frac{b}{r} \right)}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{b}{r} \right)^2}} \right]} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{Q_0 \left\{ \frac{0.298}{\sqrt{D}} \cdot \sqrt{r \cdot \cos^{-1} \left(1 - \frac{b}{r} \right)} \cdot \left(\frac{b}{r} - 1 \right) + 0.5 \right\}}{\frac{A}{2} \left[2r \cdot \cos^{-1} \left(1 - \frac{b}{r} \right) - \sqrt{1 - \left(1 - \frac{b}{r} \right)^2} - (2r - b) \cdot \sqrt{1 - \left(1 - \frac{b}{r} \right)^2} + \frac{(r - b)b}{r} \cdot \frac{\left(1 - \frac{b}{r} \right)}{\sqrt{1 - \left(1 - \frac{b}{r} \right)^2}} \right]} \quad \dots\dots\dots (17)$$

そこで、第1段階の経過時間 T_1 は、その段階における初期半径 r_0 から最終半径 r_1 まで式(16)を積分することによって算出できる。同様に、第3段階の経過時間 T_2 は式(17)を r_1 から r_0 まで積分して求まる。第2段階に要する時間については、この段階では、単に流れの方向が変わるだけであるから、その経過時間は無視できるものとして、周期 T は T_1 と T_2 の和の2倍として算出される。

6.3 計算例および実験結果との比較

周期 T は式(16)および(17)の計算機による数値積分で算出できる。ただし、積分条件の r_0 および r_1 に関しては、その物理的意味によれば、 $Q_R - Q_i = 0$ を満足する r を r_0 とし、 $Q_g + Q_R - Q_i = 0$ を満足する r を r_1 とすべきところであるが、ここでは、実験結果によるフローパタンの観察に基づいて、各場合について、あらかじめ実験的に決定した値を用いる。

図13は $D=20\phi$ 、 $A/D=4$ において $B/D=20$ および30の場合の周期 T と噴出圧 P_0 との関係を示す。図示のように計算結果は実験値とほぼ一致し、 $T \propto \sqrt{P_0}$ の関係が成立している。したがって、本理論は近似的なものではあるが、これによって振動現象の基本的原理が解明された。

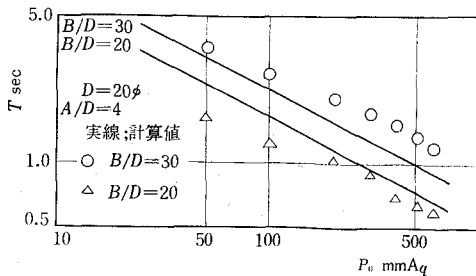


図13 計算値と実測値の比較

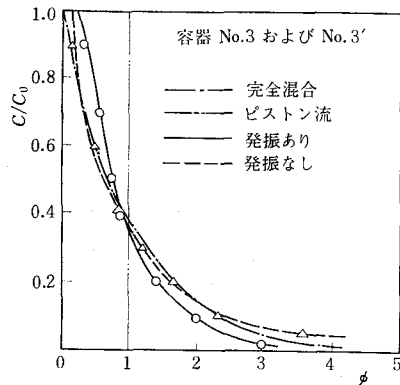


図14 残余濃度曲線

7. 混合特性におよぼす影響

前述の発振現象を化学反応装置におけるジェット混合あるいは各種燃焼炉における炉内混合に応用した場合には、かなり混合特性が向上するものと思われる。本研究では、二次元流路内における塩水と純水の混合特性について、残余濃度曲線法を用いて、発振ありと発振なしの場合を比較し、発振による影響を明らかにした。

7.1 実験方法

装置は表2に示した寸法のアクリル製容器である。2'および3'の容器は2, 3の容器と同一寸法で、噴出口をスリット状に変えたものであり、これによって発振なしの場合が測定された。実験はまず、濃度 $C_0=0.1\%$ の塩水を一定流速で流動させ、これを容器入口直前に設けた三方切換エックで瞬間的に純水に切換えた場合の流路出口における濃度変化の過渡応答曲線、すなわち、残余濃度曲線を測定し、発振ありと発振なしの場合の差異を調べた。

7.2 実験結果

図14は無次元濃度 C/C_0 の無次元時間 ϕ に対する関係を示した残余濃度曲線である。ここで、 ϕ は時間 t を平均滞留時間 $t_s=V/Q$ で無次元化したものである。図中の実線は発振ありの場合を、破線は発振なしの場合の実験結果を示す。また、一点鎖線は完全混合の場合、すなわち、 $C/C_0=e^{-\phi}$ で表わされる曲線であり、二点鎖線は混合しないピストン流の場合である。図示のように、発振ありの場合には、発振によって散布性が良くなり、ピストン流に近い性質の曲線となり、発振しない場合には、容器内にできる循環領域に塩水がよどむために混合が遅れて、純水への切換え時間が大となる。切換え時間は混合特性の良否を判定する一つの基準と考えられるので、つぎに、各場合の残余濃度曲線によって求めた $C/C_0=1$ から $C/C_0=0.1$ までの切換え時間を比較する。図15は発振ありと発振なしの場合の切換え時間を比較したものである。図示のように、平均滞留時間の $t_s=V/Q$ で無次元化された切換え時間は容積 V および流量 Q に無関係に、ほぼ、一定値となる。また、図示のように、発振ありと発振なしの場合の切換え時間の比は $t_a/t_b=0.54$ であり、発振によって混合の促進されることが明らかである。

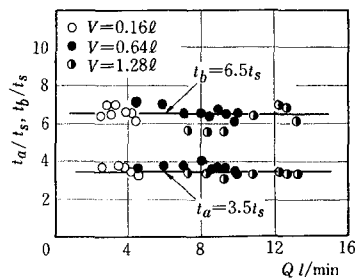


図15 切換え時間

8. 結 論

(1) 長方形流路に円形噴出口から噴流を噴出し、周期的発振を起こす新方法および、その限界条件が見出された。

(2) 発振周期に関する空気流および水流実験の結果から算出したストラハル数と流路の形状係数 σ との間には、つぎの一般関係式が成立する。

$$\sigma = 24 \left(\frac{f \cdot D}{u_0} \right)$$

(3) 発振周期の理論解析によって、発振の基本的な機構が解明された。

(4) 発振現象は混合特性の向上に役立ち、塩水と純水との混合実験によれば、その切換時間が54%に短縮される。

おわりに、本研究に際し、貴重な御助言をいただいた神戸大学赤川浩爾教授および実験に協力された、当時、大阪府立高専熱工学実験室の学生、至田孝三、豊田義幸（3期）、立川忠司、寺田広司（4期）、井阪敏文、木村孝男（5期）、石山元則、武田正男（6期）の諸氏に感謝の意を表す。

文 献

- (1) 原田，尾崎，流子工学，(昭44)，p. 327，養賢堂。
- (2) 柳井田，杉野，機械学会第49期全国大会講演論文集，No. 710-15，p. 199。
- (3) 谷，流れ学，(昭30)，p. 34，岩波書店。
- (4) A. K. Simson, ASME Paper 64-WA/AUT-2.