

重複波による水平軸対称噴流振動のモデル化と乱流特性の変化について

MODELING OF A HORIZONTAL CIRCULAR FREE JET OSCILLATION DUE TO STANDING WAVES AND ITS TURBULENCE PROPERTIES

森 信人¹・牛島 省¹
Nobuhito Mori and Satoru USHIJIMA

¹ 正会員 工博 (財) 電力中央研究所 水理部 (〒 270-1194 千葉県我孫子市我孫子 1646 番地)

This study concerns the influences of standing waves on a circular free turbulent jet. A circular free jet oscillates and is in connection with the motion of standing waves. The motions of the jet oscillations are classified into three pattern by experimental data. As increasing the amplitude of the waves, the jet oscillations become vertically asymmetric and discontinuous. The oscillations of the jet is modeled by a coupled equation of the free jet with small amplitude wave theory. The simple jet-wave interaction model can be well described the jet oscillations. Furthermore, the spatial variations of the turbulence properties are investigated.

KeyWords : circular free jet, turbulent jet, standing wave

1 緒言

局所的流れの1つとして自由噴流がある。静止流体中に運動量束を持った流体が流れ込むと自由噴流が形成される。噴流は様々な場所で見ることができ、工学的にも重要な現象であるため、古くから研究が行われてきた。水中に放出される自由噴流の挙動については、2次元噴流・3次元軸対称噴流を問わず、古くから数多くの研究がなされており、自由噴流以外にも、壁面に沿って拡散する壁面噴流、噴流とエッジ構造物のエッジトーン¹⁾、矩形構造物内の噴流振動であるジェットフラッター²⁾などの研究が進められている。水中放水される火力・原子力発電所の冷却水による温排水の水中放流も噴流現象の一つである。現在、温排水の水中放流の数値計算では、自由表面の影響が考慮されることは稀であり、フリースリップの境界条件が用いられるのが一般的である。

そこで本研究では、温排水の水中放流の数値計算における波浪の影響を念頭に置き、これを単純化したケースとして、鉛直壁から水平に放出される軸対称噴流と重複波が共存する場についての水路実験を行い、水平噴流に及ぼす重複波の影響およびその特性について検討を行う。ついで、重複波による乱流噴流の振動について簡単なモデル化を行い、その妥当性について検討

を行う。最後に、軸対称噴流の乱流特性に及ぼす重複波の影響について検討を行い、水平噴流に作用する波動の影響評価を行う。

2 実験の概要

図-1に示すように、実験はアクリル2次元造波水路(幅0.25m×高さ0.3m×長さ9.0m)に鉛直壁を設け、水深 $h=20\text{cm}$ の条件下で管径18mm($=2b_0$)の円管を鉛直壁の横断方向中央部に水平に設置し行った。鉛直壁から造波板方向5m以上離れた水路底面に幅広の取水口を設け、ポンプにより水を循環させた。円管は水深 h の1/2の場所に固定し、水面から円管の中心間での距離を h_1 、円管の中心から底面までの距離を h_2 とすると、 $h_1=h_2=h/2$ となるように設置した。斉藤³⁾が示したように鉛直方向の円管の位置によっては噴流が水面ないし底面に偏流するが、管径とその設置位置の比 $2b_0/h_i(i=1,2)$ を不安定領域から外すことにより、水平噴流を形成した(以下では水平軸対称噴流を単に噴流と呼ぶ)。噴流の出口流速が一樣になるよう、円管の内径の100倍以上の距離が水平になるように円管を設置した。造波板と鉛直壁の距離は、入射波の波長の整数倍になるよう調整し実験を行った。

波については、周期 $T=0.5$ および 1.0s 、振幅 $A=1.0$ 、

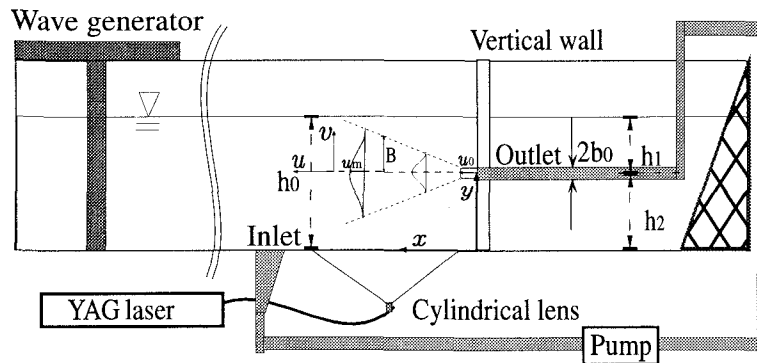


図-1 実験装置の概要

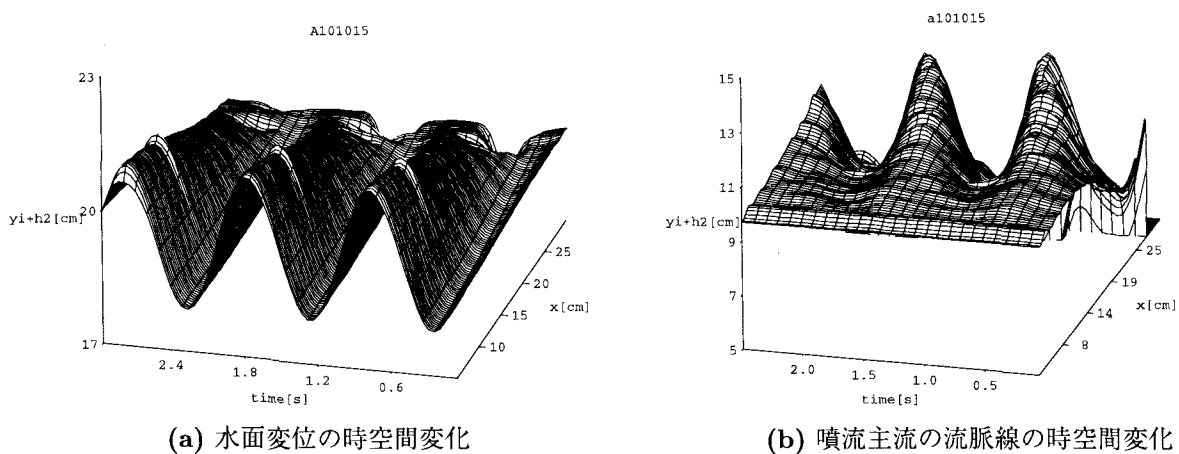


図-2 水面変位および噴流主流の時空間変化 ($U_0=0.76\text{m/s}$, $T=1.0\text{s}$, $A=2.0\text{cm}$)

2.0, 3.0cm の完全重複波（入射振幅は $A/2$ ）を対象とし、噴流については、出口流速 U_0 は 0, 0.375, 0.75 および 1.13m/s の 3 種類変化させ、これらの組み合わせにより実験を行った。波高については容量式波高計を用いて計測を行い、流速については 2 成分ファイバーレーザ流速計 (FLV) を用いて鉛直方向 1mm-10mm ピッチ・水平方向に 25mm の間隔で数ケース計測した。さらに鉛直壁近傍 305mm $\times$ 248mm の鉛直断面 ($T=1.0\text{s}$ に対し、 $1/4$ 波長に相当) にレーザ・スリット光を水路底面より入射させ、高速度カメラを用いて $1/400\text{s}$ の撮影間隔で $640 \times 480\text{dot}$ の画像を撮影した。流入口よりフローレッシン Na を流し流脈線を求めると共に鉛直壁近傍の水面変位の空間的変化を計測した。

3 噴流の振動パターン

噴流の流入流速 U_0 および重複波の振幅 A および周期 T を変化させ実験を行ったところ、本実験条件の範囲では、噴流による波高変化は最大でも 3% 程度で

あり、噴流による波の変形は殆ど無視できることがわかった。これに対し、噴流は重複波により鉛直方向に振動し、その振幅は噴流の流下方向に向かって増大する傾向があることがわかった。全条件において噴流の振動は時間的に周期的であり、その周期は入射波の周期に一致していた。噴流の振動にはパターンが存在し、大まかに分けて 3 つに分類できる。

- i) 鉛直方向にほぼ対称に振動・主流の流線は連続的
- ii) 鉛直方向に上下非対称に振動・主流の流線は連続的
- iii) 鉛直方向に上下非対称に振動・主流の流線は不連続で大きな渦列を放出

本研究では噴流の振動形態の定量的な分類は行わなかったが、噴流の振動形態は噴流主流の流速 u_m ・噴流幅 $2B$ と重複波の流速比 (A, T) により変化し、重複波の振幅が小さい場合は (i)、振幅が大きくなると (ii)、そして重複波の振動成分が卓越すると (iii) の形態をとることがわかった。噴流振動パターン (iii) については

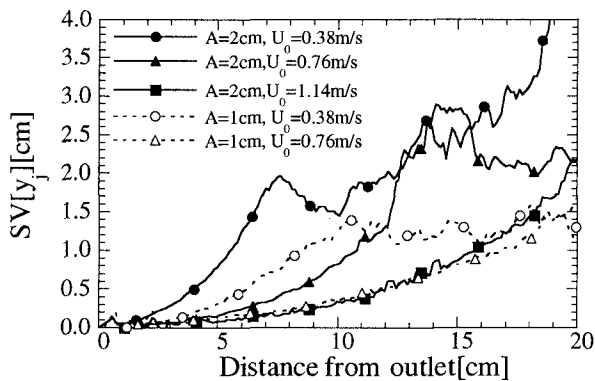


図-3 噴流主流振動の標準偏差と流入口からの距離の関係

別途検討することにし、以下では主流成分が連続的に変化するケース (i) および (ii) を対象とする。

図-2に示すのは、 $U_0=0.76\text{m/s}$ 、 $T=1.0\text{s}$ 、 $A=2.0\text{cm}$ のケース (タイプ ii) について画像データより得られた鉛直壁近傍 $x=0\text{--}30\text{cm}$ の区間の重複波の水面変位および噴流主流位置 y_j の時間変化の一部である。 $x=0\text{cm}$ および 30cm は重複波の腹および節に相当する。図の横軸は時間変化、縦軸は底面からの距離 ($y+h_2$)、紙面に奥行き方向の軸は鉛直壁 (流入口) からの距離 x を表す。図-2(a) に示すように、水面変動が完全重複波で与えられているため水位の時間的な上下は空間方向に同時に生じる。これに対し、図-2(b) からわかるように、噴流の鉛直振動は流下方向に時間遅れを伴いながら伝播しており、噴流振動の振幅は流入口から離れるに従い単調に増加している。これより噴流に対し重複波によって流入口付近で鉛直方向に与えられた擾乱が流下方向に伝わっているものと推測される。本実験水路のレイアウトでは、側壁面の影響を考慮する必要があるが、今回計測対象としている噴流出口から 20cm 程度の距離ではその影響は顕著ではなかった。

噴流振動の振幅は流入口から離れるに従い単調に増加するが、ある程度発達すると水面ないし底面の影響を受ける。図-3に示すのは、代表的なケースにおける噴流位置 y_j の時間変動から計算された標準偏差の空間分布である。初期流速 U_0 が早い場合には、噴流幅が発達するまで距離が必要なため、計測範囲では単調増加となっているが、 $U_0=0.38\text{m/s}$ と遅くなると、壁から $5\text{--}10\text{cm}$ ほどで噴流が十分発達するためその値が飽和している。これは噴流端が自由表面もしくは底面まで発達するため、それ以上変動できないことによると思われる。また同じ初期流速を持つ噴流でも、重複波の振幅が大きいほど振動の発達が早くなっていることがわかる。

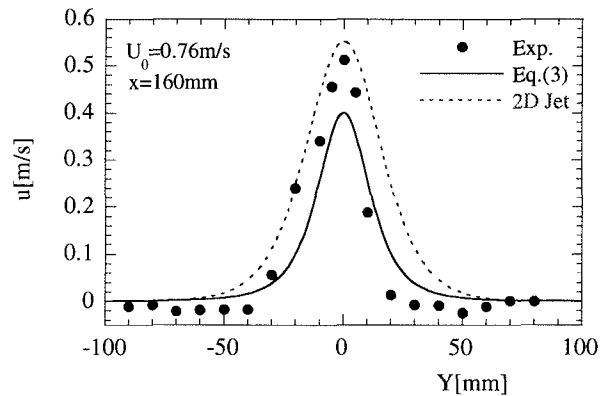


図-4 噴流の流速分布 ($U_0=0.76\text{m/s}$)

上記の検討により、重複波による水平噴流の振動の概略および発達パターンがあきらかになった。そこで以下では噴流の振動についてモデル化を行うことにする。

4 噴流の振動のモデル化

水平噴流は、中心部は早く外縁部は遅い流速分布を持つため、重複波により鉛直方向に外力を受けると流跡線は平行を保ったまま曲がることはできず、噴流内部に乱れを生成し、場の積分量により噴流全体の挙動が定まる。Nyborg⁴⁾ はエッジトーン、斑目・飯田⁵⁾ はジェットフラッターについて噴流断面内の速度分布を無視し、噴流の内部は一樣速度と仮定して、噴流がその外部領域における圧力差により一体として運動すると仮定して解析を行い、妥当な結果を得ている。そこで本研究では、重複波による水平自由噴流主流の振動について上記の手法を参考に、以下の様にモデル化を行う。

問題を簡単にするため、鉛直方向断面 2 次元場を対象とし、微小振幅波理論で変動する変動圧力場 $p(x, y, t)$ を進む水平自由噴流を考える。前節までの実験結果より、波動場は噴流に影響を与えるが、噴流は波動場に影響を及ぼさないという 1 方向モデルを仮定する。底面に原点を取り、Bernoulli の式を満足しかつ $x=0$ において腹を持つ完全重複波の水面変位 $\eta(x, t)$ および速度ポテンシャル $\phi(x, y, t)$ は次式で表される。

$$\phi(x, y, t) = \frac{Aw \cosh ky}{k \sinh kh} \cos kx \cos \omega t \quad (1)$$

$$\eta(x, t) = A \cos kx \sin \omega t \quad (2)$$

ここで、 A は重複波の振幅、 ω は角振動数、 k は線形分散関係を満たす波数である。

Prandtl の混合距離理論から、噴流幅の半値 B は

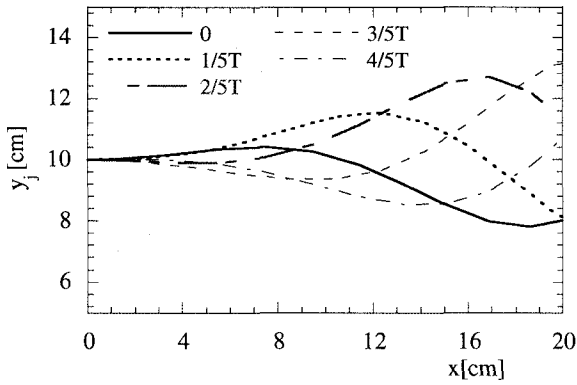


図-5 式(9)により計算された噴流の流脈線の時間変化 ($U_0=0.7\text{m/s}$, $A=0.2\text{cm}$, $T=1\text{s}$)

仮想原点 $x_p \approx -0.41b_0/a$ (a は実験定数) からの距離 $x' = x - x_p$ に対して $B \propto x'$ の関係を持ち、さらに運動量の保存を考慮すると最大流速 u_{max} は2次元噴流において $u_{max} \propto x'^{-1/2}$ 、軸対称噴流については $u_{max} \propto x'^{-1}$ の比例関係を持つことが予想される。Paullay らの方法⁶⁾に従い、乱流剪断力 τ を乱流拡散係数 ε を用いて、 $\tau = \rho \varepsilon \partial u / \partial y$ と仮定し、仮想原点 x_p における乱流拡散係数を ε_p とおくと $\varepsilon = \varepsilon_p [x / (x - x_p)]^n \partial^2 u / \partial y^2$ を得る (n は拡散の水平方向依存度)。これを乱流境界層方程式に代入し、微分方程式を解くとポテンシャルコア領域外 ($x - x_p > 1.44b_0/a$) の軸対称噴流の水平方向の速度分布 u 、水平方向の中心流速 u_m および噴流幅の半値 B を得る。

$$u(x, y) = u_m(x) \left[1 + \frac{1}{e} \left(\frac{y}{x} \right)^2 \right]^{-2} \quad (3)$$

$(x - x_p > 1.44b_0/a)$

$$u_m(x) = \begin{cases} U_0 & (x - x_p \leq 1.44b_0/a) \\ U_0 \left(\frac{x_p}{x - x_p} \right) & (x - x_p > 1.44b_0/a) \end{cases} \quad (4)$$

$$B(x) = \begin{cases} 2b_0 + \frac{ax}{1.03} & (x - x_p \leq 1.44b_0/a) \\ 3\sqrt{a(x - x_p)} & (x - x_p > 1.44b_0/a) \end{cases} \quad (5)$$

ここで実験定数 a および e については 0.11 および 0.01568 とおき⁷⁾、噴流幅の半値 B については u が u_m の 1% になる厚さと定義した。流入口近傍で鉛直方向に生じた噴流の変動が水平方向に伝わる速度 u_j を厳密に定義することは難しいが、ここでは Brake⁸⁾ に従い、次のように仮定する。

$$u_j(x) = 0.5u_m(x) \quad (6)$$

噴流は、Bernoulli の式によって与えられる重複波の変動圧力場の影響を受け変動するが、鉛直方向に対し

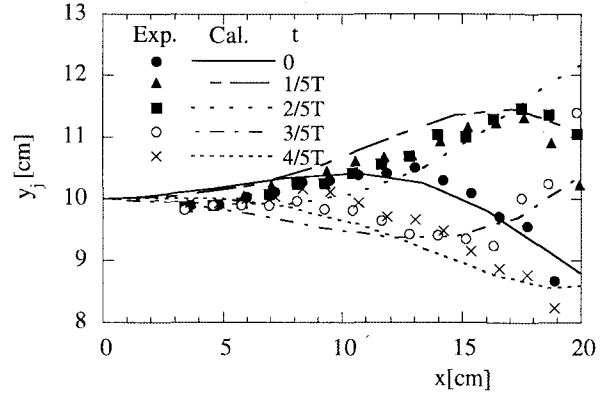


図-6 流脈線の時間変化の比較 (図-2 と同じケース)

て水平方向の影響は無視できるほど小さいため、鉛直方向の影響のみを考える。ポテンシャルコア領域より下流では、噴流流速の水平成分 $u(x, y)$ 、中心流速 u_m および噴流幅 B が式(4)-(5)で記述でき、かつ噴流全体が鉛直方向平均速度 $\bar{v}_j$ を持ちながら動くとは仮定すると、 $\bar{v}_j$ と噴流の上下端における圧力差 $\Delta p(x, y, t)$:

$$\Delta p(x, y, t) = p(x, y + B(x)/2, t) - p(x, y - B(x)/2, t) \quad (7)$$

の関係より次式が成り立つ。

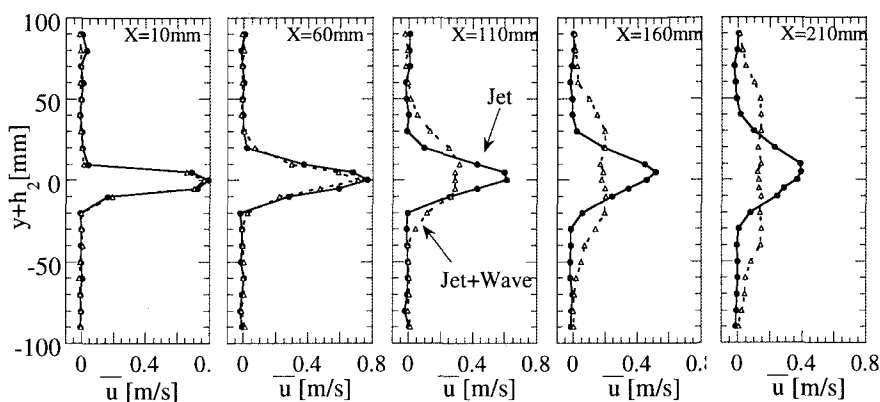
$$\begin{aligned} \frac{d\bar{v}_j}{dt} &= -\frac{\Delta p(x, y, t)}{\rho B(x)} \quad (8) \\ &= -\frac{2Ag \sinh \frac{kB(x)}{2}}{B(x)} \frac{\sinh ky}{\cosh kh} \cos kx \sin \omega t \quad (9) \end{aligned}$$

式(9)は y に対する超越方程式であり、式(5)-(6)および(9)を Runge-Kutta 法で解くことにより、微小な時間間隔で流入口より混入させた仮想粒子の位置変化が求められ、ある時刻における仮想粒子の位置を結ぶことにより流脈線が得られる。また長波近似の下では式(9)は次式のように書き換えられる。

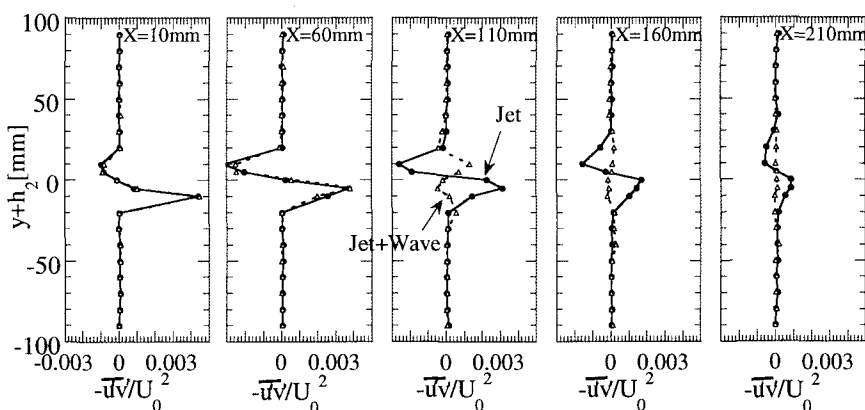
$$\frac{d\bar{v}_j}{dt} = -2Agk \frac{\sinh ky}{\cosh kh} \cos kx \sin \omega t \quad (10)$$

式(10)より $\bar{v}_j$ は B に独立となり、噴流上下端における圧力差はなくなる。

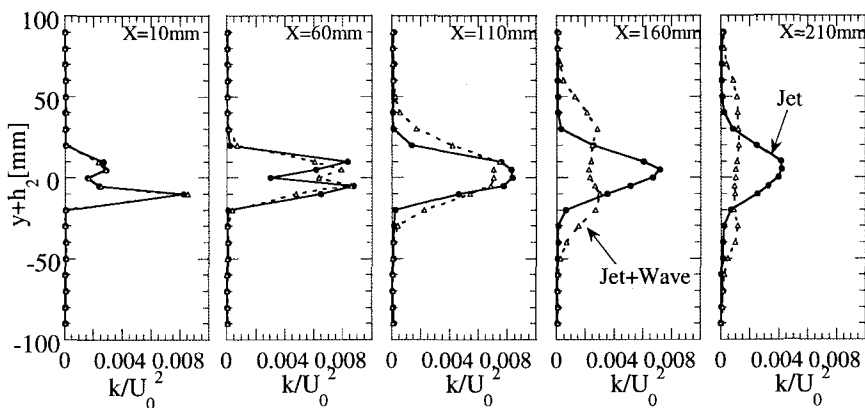
図-4は、重複波が無い場合における水平方向成分 u を実験結果と式(5)および2次元噴流のものと比較したものである ($U_0=0.76\text{m/s}$)。実験結果は式(5)よりも若干大きく、2次元噴流よりは小さな値を示している。この差異の原因としては、実験が水深が 0.2m と有限領域で行っているため噴流と上下境界面の間に生じる循環流の影響が考えられる。図にも見られるように、主流周りに若干負の値を持つ領域があり、上下境界の影響を受けているのは間違いないが、両者の差は



(a) $\bar{u}$ の空間変化



(b) $\overline{u'v'}$ の空間変化



(c) k の空間変化

図-7 平均流速 $\bar{u}$, 乱れの相互相関 $\overline{u'v'}$ および乱れエネルギー k の空間変化 (図-2 と同じケース)

それほど大きくないため、式 (4) による噴流幅の表現は妥当であるとして以下の議論を続ける。図-5 は上記の手法により、 $U_0=0.7\text{m/s}$, $A=2.0\text{cm}$, $T=1\text{s}$ の場合について計算された噴流流脈線の時間変化の一例である。式 (2) で表される水面変動とあわせて考えると、水面変動の空間スケールに対して噴流の振動の空間スケールは短いことがわかる。図-6 は実験結果との比

較であり、振幅の絶対値・位相に若干の差異が認められるものの両者は比較的良く一致している。鉛直方向の擾乱が流下方向に伝播する速度 u_j を式 (6) で与えたが、実験結果はこれよりももう少し早い速度で伝播しており、 u_j を $0.6\sim 0.7u_m$ と与えることにより適合度は増すはずである。他のケースについても比較した結果、上記のモデルは、噴流が先の区分 (iii) の場合や遠

方場には適用できないが、初期の発達段階については適用可能であることがわかった。

以上の結果より、重複波による噴流振動は、流入口近傍における上下方向の圧力差による擾乱が発達して発生することがわかった。

5 重複波による乱流特性の変化

LDV を用いて計測された水平・鉛直 2 成分流速より、重複波による噴流の乱流特性について検討を行った。流速の乱れ成分 (u', v') については、波動の周期の $1/20$ の時間スケールの移動平均を取ることににより定常振動成分を除去した。本来ならば 3 次元場のところを鉛直 2 次元成分のみ計測を行ったため、水路断面方向の流速は無視し、ここでは鉛直方向の乱流エネルギー $k=(u'^2 + v'^2)$ と定義する。

図-7 は、 $U_0=0.76\text{m/s}$ の噴流に対して、 $A=2\text{cm}$ 、 $T=1\text{s}$ の重複波が共存する場合と無い場合について、水平方向の平均流速 $\bar{u}$ 、乱れの相互相関 $\overline{u'v'}$ および乱れエネルギー k の空間変化を示したものである。図中の縦軸は噴流の流入口中心を原点としている。重複波が存在する場合、 $\bar{u}$ は噴流が大きく振動するため、平均値としては鉛直方向に大きく広がって分布している。 $\overline{u'v'}$ は重複波が存在する場合に $x > 110\text{mm}$ 以降でその値は明らかに小さくなっている。乱れエネルギー k は $\bar{u}$ と似た傾向を持ち、噴流の振動により、流入口より離れると k は鉛直方向に幅広の分布を持つようになる。さらに自由噴流中心位置の上下に 2 つのピークを持つようになる。噴流と重複波が共存する場合に $\bar{u}$ および k が 2 つのピークを持つ理由としては、固定点で見た場合に噴流が単振動していることが挙げられる(図-2)。主流成分が単振動する場合、噴流位置の確率密度関数は 2 つのピークを持つのは自明であり、それに伴い $\bar{u}$ および k も 2 つのピークを持っていると考えられる。図面は掲載していないが、 k のピーク位置で寄与しているのは水平成分 u' であり、 v' より 1 オーダー大きな値となっている。

図-8 は、 k を鉛直方向に積分した乱れエネルギー k と流入口からの距離の関係を示したものである。重複波が存在する場合、乱れエネルギーの最大値は大きくなるが、その後の減衰も大きくなる。乱れエネルギーの変化は重複波の振幅が大きくなるほど大きく、今回行った実験範囲では重複波が無い場合と比較して最大で 25% 程度変動が増大している。噴流が重複波からエネルギーを受けるためであると考えられるが、そのモデル化と定量的な評価については別途行いたい。

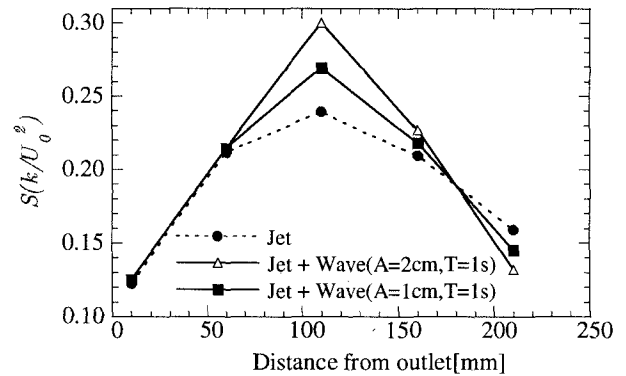


図-8 鉛直方向に積分した乱れエネルギー k と流入口からの距離の関係

6 結論

以上、水平軸対称噴流に及ぼす重複波の影響について検討を行った。重複波により水平噴流は振動し、鉛直方向対して i) 対称振動、ii) 非対称振動、iii) 非対称かつ流線が不連続な振動の 3 つに分類できることを示した。ついで噴流の振動が周期的な現象であり、振幅は流下方向に向かって単調増加し、流入流速が遅いほど早く発達することを明らかにした。さらに、噴流振動が重複波によって上下方向に生じる圧力差に起因する擾乱が発達して発生することを明らかにした。最後に重複波による噴流の拡散・乱れ強度の変化について検討を行い、重複波による噴流の乱流特性への影響は無視できないことを示した。

参考文献

- 1) Woolley, J.P. and K.Karamcheti, The role of jet stability in edgetone generation, AIAA 6th fluid and plasma dynamics conference, AIAA paper No.73-628, pp.1-35, 1973
- 2) 飯田ら, ジェットフラッター: 液面に衝突する上向き平面噴流の自励振動, 機械学会論文集, B61, 582, pp.517-523, 1995.
- 3) 齊藤, 境界の影響を受ける 2 次元噴流の特性, 土木学会論文報告集, 164, pp.25-32, 1969.
- 4) Nyborg, The role of jet stability in edgetone generation, J. Acoustic Soc. Amerca, 26-2, pp.174-182, 1954.
- 5) 斑目・飯田, 液面衝突上向き平面噴流自励振動-ジェットフラッターの振動機構, 機学会論文集, B63, 612, pp.2732-2738, 1997.
- 6) Paullay et al., Similarity solutions of for plane and radial jets using $k-\epsilon$ turbulence model, Trans. ASME, J. Fluids Eng., 107, pp.79-85, 1985.
- 7) Abramovich, G.N., The theory of turbulent jets, 75, MIT Press, 1963.
- 8) Brake, W.K., Mechanics of flow-induced sound and vibration, Academic Press, Chap.1, 130 p, 1986.

(1999.9.30受付)