

二次元噴流と平行に置かれた平板との衝突により形成される
渦構造のスケールと乱れの分布*河合 勇太^{*1}, 辻 義之^{*2}, 久木田 豊^{*2}

Scale of Vortex Structure and Turbulence Property in Impinging Jet

Yuta KAWAI, Yoshiyuki TSUJI^{*3} and Yutaka KUKITA^{*3} Department of Energy Engineering & Science, Nagoya University,
1 Furocho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

The flow field in a turbulent jet impinging on a flat plate is studied. When the two dimensional free jet impinges on the wedge object, so called the edge tone is generated. This accompanies a loud noise and coherent motions. Although most attention has been paid to reveal its mechanisms and control the coherent motions in order to reduce the sound noise, we are interested in the effect of coherent motions on the typical length scale. Adopting the three-component analysis, it was found that coherent motion has a great influence on the integral scale and Taylor micro scale, but has little on the Kolmogorov length scale. Also we focus on the area where the coherent motions survive after impinging on the edge of flat plate. By way of conditional sampling procedure, both the periodic component caused by coherent motions and the non-periodic component are analyzed. The periodic component remains close to wall even far from the top of the plate, but the non-periodic component indicates the large values only around the edge.

Key Words: Edge Tone, Three Component Analysis, Conditional Sampling Method, Integral Scale, Taylor Micro Scale, Kolmogorov Length Scale

1. 緒 論

くさび系物体と二次元噴流が干渉する際、噴流は横方向に自励振動を起こす。その結果発生する自励音はエッジトーン(Edge-tone)と呼ばれている⁽¹⁾。

エッジトーンに関する近年の研究はエッジトーンを制御する観点からの研究が多い。藤沢らは、ノズル出口に2個のスピーカを噴流軸対称に設置した。エッジ先端での圧力変動を基準とし、位相を変化させた出力を各スピーカより発生させた。この結果エッジ周囲の流体は強制的に励起され、エッジトーンによる周期的な圧力変動の抑制に成功した⁽²⁾。また白浜らは、噴流とエッジ(ここでは円柱を使用している)までの距離や噴流出口速度の変化、さらにはノズル出口に縦方向に長い円柱を設置することによるエッジトーンの制御に成功している⁽³⁾。エッジトーンはコヒーレントな変動を伴う現象として知られている⁽⁴⁾。しかし、この周期的現象がその他の周波数成分に与える影響や、衝突後の壁面上での乱流構造に関する研究は少ない。本研究

では二次元自由噴流が平板と衝突した際に発生するエッジトーン現象を扱い、平板上での乱れ分布の位相履歴を三成分分解および条件付抽出法により調べた。また、平板の有無による周波数成分の変化を、積分スケールなどの渦スケールの観点から定量的に評価した。

おもな記号

- b_j : ノズル出口の高さ
- u : 主流方向変動速度成分
- U : 主流方向平均速度成分
- u' : u の rms 値
- U_c : 各測定値における噴流中心の平均速度
- x, y : ノズル出口を原点とする座標
- U_j : ノズル出口の平均速度
- x', y' : 平板先端の中心および壁面を原点とする座標
- $y_{0.5}, y'_{0.5}$: 二次元噴流および壁面噴流の半値幅
- ν : 動粘性係数
- ε : エネルギー散逸率
- ℓ : u 成分の積分スケール
- η : コルモゴロフスケール
- f_i : エッジトーン周波数, 添字の i は周波数跳躍の振動モードを表す

* 原稿受付 2003年7月14日。

^{*1} 名古屋大学大学院(〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。^{*2} 正員, 名古屋大学大学院研究科。

E-mail: c42406a@nucc.cc.nagoya-u.ac.jp

2. 実験装置および測定法の概要

本実験ではノズル出口でのアスペクト比が20(10 mm×200 mm)の風洞を用いた。風洞は送風機、ディフューザ、セッティングチャンバ、コントラクションノズルの4つの部分からなり、送風機は三相0.4 kWモータ直結のシロッコファンで定格風量が18 m³/minである。セッティングチャンバは一辺が200 mmの正方形断面で、その中には流れの旋回を取り除くためのハニカム、乱れを低減させるための3枚のスクリーンが備えられている。コントラクションノズルの形状は、ポテンシャル理論から展開した二次元対称ノズルに基づき作成した⁽⁵⁾。図1に測定部の詳細図を示す。エッジに相当する平板は本実験条件($Re = U_j \cdot b_j / \nu = 22\,000$)における二次元自由噴流の自己保存領域 $x = 200$ mmに主流に対して平行に設置した。平板の長さは735 mmで、幅が200 mm、厚さが6 mmである。平板の前縁形状は噴流が平板に衝突した際、平板先端ではなく離れが起らないように Narashimha が提唱するだ円形状⁽⁶⁾とした(図1右上参照)。主流方向速度をI形プローブによって測定した。その受感部は直径5 μ mのタングステン線に銅メッキを施して長さ1 mmとし、定温形熱線風速計(HAYAKAWA Model Hc-30)により作動させた。各測定位置において10 kHz、26万点、および小スケールの散逸量の計算のために100 kHz、784万点のサンプリングを行った。平板の材質にはベークライトを採用し、熱線の壁面温度降下を防いだ。

3. 実験結果および考察

Brownは噴流出口速度 U_j 、衝突物体までの距離 L を変えながらエッジトーンの卓越周波数 f_i を測定した。その結果 f_i の値はマクロな物理量で拘束される

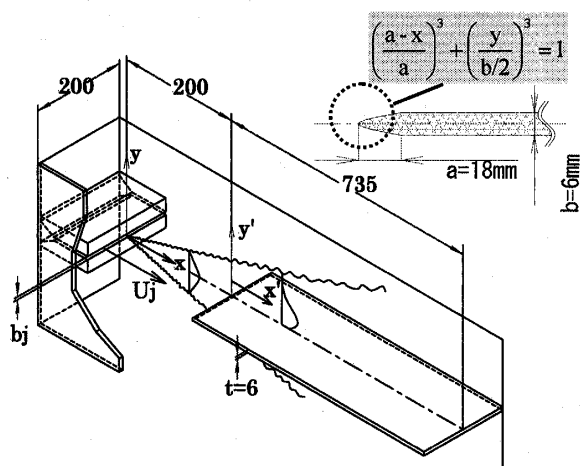


Fig. 1 Schematic view of experimental apparatus

ことを実験的に明らかにした。つまり、出口流速 U_j 、衝突距離 L から、

$$f_i = a \cdot i \cdot (U_j - b) \left(\frac{1}{L} - c \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

と与えている。ここで i は周波数跳躍の振動モードを表し、1.0, 2.3, 3.8, 5.4 に対応する⁽⁷⁾。Brownは $U_j \rightarrow 0$, L を十分に大きくした漸近的ふるまいから、定数 $b=40$, $c=0.07$ を与えており、傾きは $a=0.466$ としている。本実験では距離 L は固定であるため、 c の値は Brown と同じ値を便宜上使用すると、 $a=0.418$, $b=13$ として実験データをよく近似できる。式中の i については、本実験は Stage 1 ($i=1.0$)、つまり、周波数跳躍が生じる前段階に対応する(図2)。

本研究はエッジトーン発生後の流れ場の特徴を明らかにしようとするものである。そこで、最初にエッジトーンが発生している衝突噴流場の概要を平板の有無による平均流、乱れ強さの相違から考察する(3・1節)。平板に衝突する噴流を「衝突噴流」、平板がない場合の噴流を「二次元自由噴流」と呼ぶことにする。3・2節ではエッジトーン現象により観察された u 成分パワースペクトル密度関数の卓越周波数の解析結果を示す。3・3節ではエッジトーン現象を特徴付ける周期的な変動成分を伴う乱れの構造を理解するため、三成分分解を行った結果を議論する。これらの結果を踏まえ3・4節では衝突噴流を渦スケールの観点から議論し、3・5節ではさらに条件付抽出法によって平板上の乱れ成分を解析した結果を報告する。

3・1 衝突領域における平均速度および、変動速度 rms 値の相似分布 著者らは、エッジトーンの発生している衝突噴流場に関して以下のことを明らかにしている⁽⁸⁾。二次元自由噴流に比べて、(1)噴流の広がりを中心速度の減衰が大きい。(2)変動速度 rms 値が大きい。(3)変動速度 rms 値の分布には、平均速度に比べて、より上流側から平板の影響が見れる。これらの成果を踏まえ、本節では衝突噴流の相似分布につ

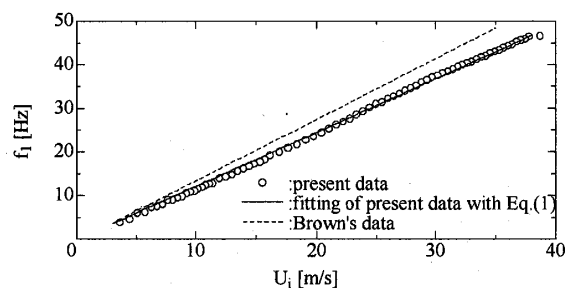


Fig. 2 Relation between frequency f_i and mean velocity at nozzle exit U_j . The circle indicates the experimental result and the solid line is the fitting line by Eq.(1)

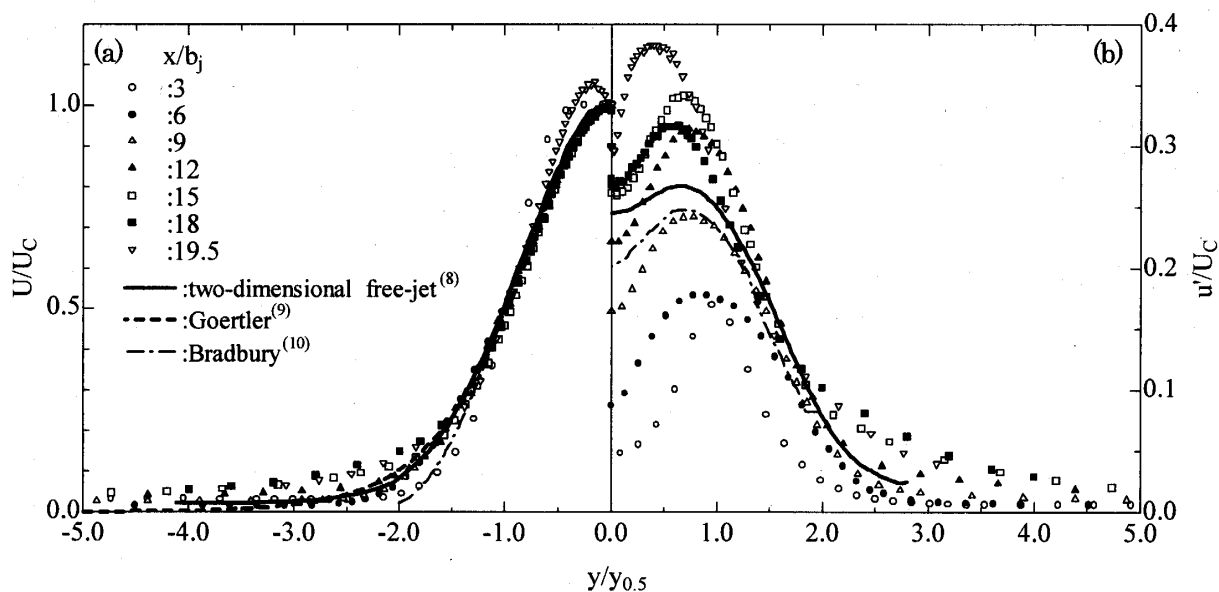



Fig. 3 (a) Mean velocity profiles and (b) Root mean square profiles normalized by centerline value and half width. Solid lines indicate the distributions for two-dimensional free jet⁽⁸⁾, broken line the theory by Goertler⁽⁹⁾, and dot-dashed line Bradbury's experimental result⁽¹⁰⁾

いて考察する。

衝突噴流の y 断面平均速度分布を図 3(a) に示す。縦軸は中心軸上での速度 U_c 、横軸は半値幅 $y_{0.5}$ で無次元化してある。比較のために二次元自由噴流に関する Goertler の理論値⁽⁹⁾、および Bradbury の実験における相似分布⁽¹⁰⁾ ($x/b_j \geq 5$ で成立)を示す。著者らの二次元自由噴流では $x/b_j \geq 12$ で相似性が認められた⁽⁸⁾。この分布を実線により示してある。衝突噴流の平均速度分布には $15 \leq x/b_j \leq 18$ において相似性が認められるが、 $x/b_j = 19.5$ では平板の影響が現れる。二次元自由噴流と比較すると、その平均速度分布は噴流外端部で大きな値を示している。図 3(b) に y 方向への rms 値分布を示すが、平均速度分布と異なり明りょうな相似性は示さない。比較のために二次元自由噴流に関する著者らの相似分布 ($x/b_j \geq 45$)⁽⁸⁾、Bradbury による相似分布 ($x/b_j = 30$)⁽¹⁰⁾ を示した。二次元自由噴流での rms 値分布は下流に行くにつれ漸近的に相似性を示すようになるが、本衝突噴流ではこのような現象は見られない。以上の結果から、平板の干渉による影響は、変動 rms 値分布の相似性確立に対して顕著であるといえる。

3.2 エッジトーン周波数の解析 本実験では流れ方向速度変動のパワースペクトルに 40 Hz を基本周波数とするピークが観察された(図 4)。このピークはエッジトーンに基因するものであり、本実験では基本周波数の 2 倍までが顕著に表れた。このスペクトルピークが存在した領域を図 5 に示す。図 5 の  の領

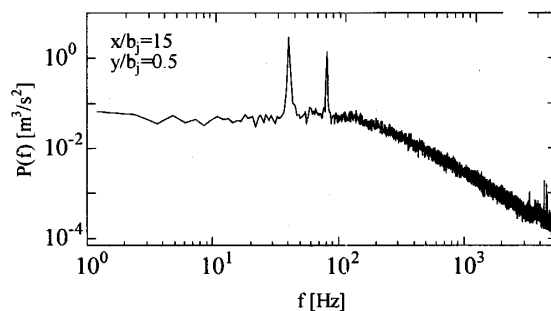






Fig. 4 Typical example of u -component spectra measured at $x/b_j = 15$ and $y/b_j = 0.5$

域は 40 Hz を、 の領域は 80 Hz の領域を示し、 は二つの周波数が同時に存在した領域を示す。スペクトルピークは噴流の外側、さらには平板に衝突後も下流のかんりの位置まで存在する。噴流の広がりに対する変化を明確にするために、半値幅、($y/y_{0.5} = 1.0$) の位置を破線で表す。半値幅を境界にして噴流を外層部と内層部に分けるならば、半値幅は内層での  の領域と外層での  の境界線とほぼ一致しており、内層での各存在領域は下流にいくにつれ噴流の広がりに対応して増加する。また、衝突後は 300 mm までは同様の増加傾向を示すが、そこを境にして減少を始める。山田らのくさびに衝突する二次元噴流の研究⁽¹¹⁾でも同様に広範囲のスペクトルピークの存在が報告されており、この結果はエッジトーン現象に共通の特性であると考えられる。

3.3 エッジトーン現象の三成分分解 次に、エッジトーンが引き起こす周期的な変動を取り除くこと

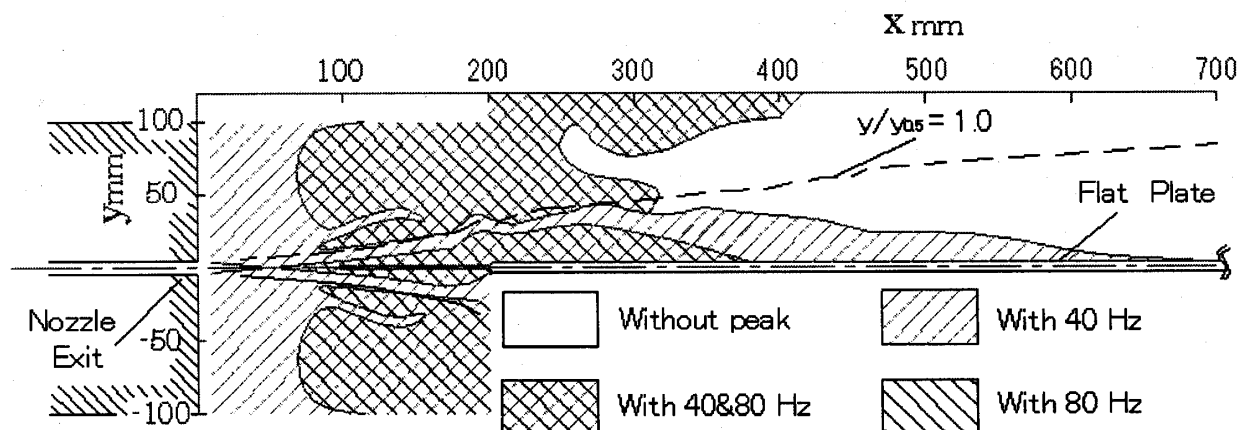


Fig. 5 The contour of peak frequency in the u -component spectrum. Two different peak frequencies are observed. Broken line indicates half-value width position

により、乱流本来のもつ構造がどのように変化、発達するのかを考察する。このために、変動速度の三成分分解を行った。

瞬時速度 \tilde{u} は、レイノルズ分解により平均値と変動成分 u の和として表される。三成分分解は、変動成分 u を周期成分 u_θ と非-周期成分 u_s に分解する方法である。周期成分と非-周期成分の分解には、フーリエ変換を利用した。図4に示したスペクトルピークを除去して滑らかに補間し、位相を保持したまま逆変換することによって、非-周期成分 u_s を構成した。

$$\tilde{u} = U + u = U + u_\theta + u_s \dots \dots \dots (2)$$

u_θ が大きな位置では、エッジトーンの影響を強く受けていると考えられる。変動速度成分 u を周期成分 u_θ と非-周期成分 u_s に分解した一例を図6に示す。周期成分 u_θ の抽出は良好であり、非-周期成分 u_s には変動の大きな部分が間欠的に現れている。この時刻は周期成分が大きくなる時刻と対応している。この事実は周期成分の高速と低速の位置では流れ場の状況が異なることを示している。これを単にエッジトーン渦の通過と考えることができるが、詳細については今後の課題としたい。図7(a)に周期成分のrms値 u'_θ を○で、(b)に非-周期成分のrms値 u'_s を●で示す。周期成分、非-周期成分とも対称性は良好であったので、噴流の片側だけの分布を示す。また比較のために三成分分解前のrms値 u' の分布を◎で示した。 $3 \leq x/b_j \leq 9$ ではエッジトーンの影響が小さいため、周期成分が非-周期成分に比べて小さな値を取る。この範囲での周期成分、非-周期成分の分布形状はどちらも u' が最大となる y の位置(以降 y_e と表記する)でピークを示し、噴流中心付近で凹形の分布となっている。この形状は u' の分布と類似している。また、 u'_θ は平板に近づくにつれ大きくなり、その増加率は y_e の位

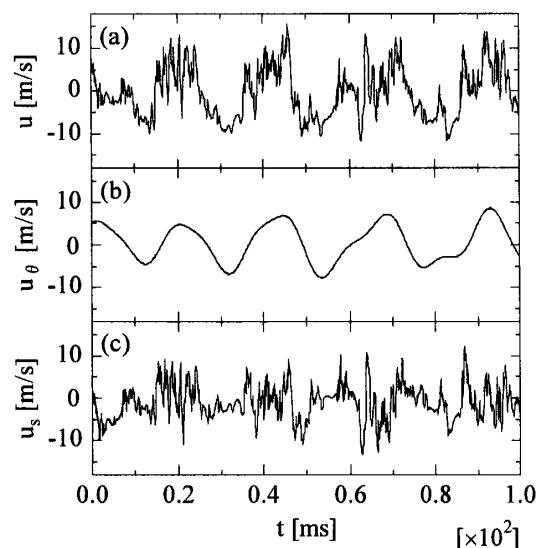


Fig. 6 Example of three component analysis at $x/b_j=15$ and $y/b_j=1.5$ (a) instantaneous velocity u (b) periodic component u_θ (c) non-periodic component u_s

置で最も大きく、鋭いピークを示すようになる。つまり、 y_e での乱れの大部分は周期成分が占めることとなり、非-周期成分からの寄与は抑えられる。この結果、非-周期成分の分布形状は釣鐘形(図7 $x/b_j=15$ 参照)を示すようになる。図8に噴流中心軸上の平均、rms値、そして各成分のrms値分布を示す。比較のために二次元自由噴流の平均とrms値の分布を実線で示した。平均速度が一定を保つ領域(ポテンシャルコア内)では u' と u'_θ は同程度の値を示すが、下流に行くにつれ u'_θ が強い値を示すようになる。周期成分 u'_θ が右肩上がり分布であるのに対して、非-周期成分 u'_s は $x/b_j=10$ を境として右下がりの分布形状となる。二次元自由噴流の分布(実線)と比較すると、平均速度は下流に行くにつれ小さな値を示すが、rms値の分布は

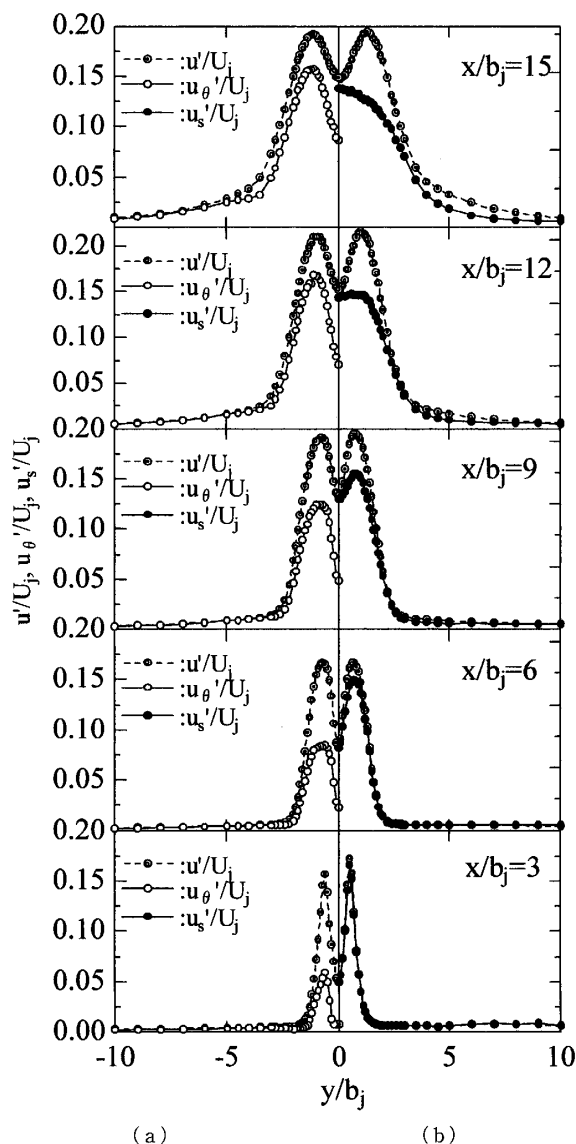


Fig. 7 Root mean square distribution across the y -direction at several streamwise section. u' is instantaneous velocity, u'_s is periodic-component and u'_s is non-periodic component

u' と u'_s が二次元自由噴流に比べて大きな値を示す。非-周期成分が二次元自由噴流に比べて大きな乱れを持つことは、エッジトーン現象以外の乱れの増加の寄与が存在していることを示している。

3・4 衝突乱流場の各渦スケールへの影響とその発達 衝突噴流場は、二次元自由噴流が平板に衝突することによって変化する流れ場である。この変化は大きな渦スケールの運動に影響を与える。大きな渦スケールの運動は、徐々にスケールの小さな渦へと影響を与えていくことが予想される。本節では乱流中の代表的な渦スケールが平板の有無によってどのように変化するか考慮し、平板の影響がどの程度の渦スケールま

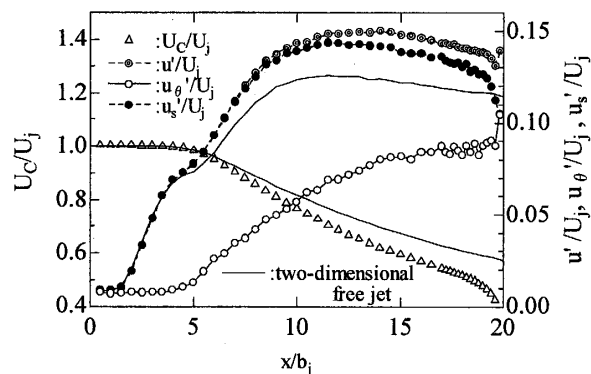


Fig. 8 The distribution of center-line mean velocity U_c and the root mean square of u' , u'_θ and u'_s . Solid line indicates the result of two-dimensional free-jet⁽⁸⁾

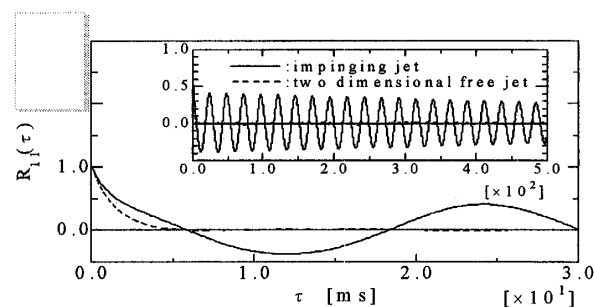


Fig. 9 Autocorrelation coefficient of the present impinging jet and the two-dimensional free-jet⁽⁸⁾ measured at $x/b_j=15$ and $y/b_j=1.5$

で浸透しているかを明らかにする。

平均的渦スケールの代表スケールとして積分スケールを用いる。積分スケール ℓ は自己相関関数 $R_{11}(\tau)$ の積分値と局所平均速度 U との積で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} R_{11}(\tau) &= \overline{u(t)u(t+\tau)/u(t)^2} \\ \ell &= U \cdot \int_0^\infty R_{11}(\tau) d\tau \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

ここでの τ は時間遅れを表す。スケールの大きな渦が存在するほど、相関は大きな値を保ち、零にはならない。

本実験で得られた自己相関関数を図9に示す。比較のために同位置での二次元自由噴流の結果が破線で載せてある。測定点は図7と同位置である。衝突噴流ではエッジトーンによる周期的変動成分が強いため、自己相関係数はエッジトーンの周波数で振動してしまい零に収束しない。このため式(3)の積分が収束しなくなり、積分スケール ℓ の算出が不可能となる。そこで、パワースペクトル密度関数 $P(f)$ [m^2/s] から積分スケールを求めた⁽¹²⁾。その方法を以下に示す。自己相関関数 $R_{11}(\tau)$ とエネルギースペクトル密度 $P(f)$ は以下の関係にある(ウィナー・ヒンチンの定理)⁽¹³⁾。

$$P(f)=4\overline{u^2}\int_0^\infty R_{11}(\tau)\cos 2\pi f\tau d\tau \quad \cdots\cdots\cdots(4)$$

$$\overline{u^2}=\int_0^\infty P(f)df \quad \cdots\cdots\cdots(5)$$

ここで、式(4)の $f \rightarrow 0$ を取り、式(3)を代入することによって、パワースペクトル密度関数 $P(f)$ と積分スケール ℓ の関係が求まる。

$$\lim_{f \rightarrow 0} P(f)=4\overline{u^2}\int_0^\infty R_{11}(\tau)d\tau=\frac{4\overline{u^2}}{U}\ell \quad \cdots\cdots\cdots(6)$$

小さな渦の代表スケールにはコルモゴロフスケール $\eta=(\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ を用いる。ここで ε は単位体積当たりのエネルギー散逸率(m^2/s^3)、 ν は動粘性係数(m^2/s)である。なお、 ε は等方性とテイラーの凍結乱流仮説より、以下の式を用いて算出した。

$$\varepsilon=15\nu\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2=15\frac{\nu}{U^2}\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 \quad \cdots\cdots\cdots(7)$$

コルモゴロフスケールとは渦が粘性の影響のみでエネルギーを失うと仮定した場合の乱流中に存在し得る最小の渦スケールである。さらにテイラーのマイクロスケール λ を算出した。

$$\lambda=\sqrt{u'^2/(\partial u/\partial x)^2} \quad \cdots\cdots\cdots(8)$$

テイラーのマイクロスケールには特別な物理的意味はなく、小さなスケールの代表とも考えられる。その大きさは $\eta < \lambda < \ell$ であることが予想され、本研究では中間のスケールとして扱う。

図10(a)に噴流中心軸上での積分スケールの分布を示す。二次元自由噴流の分布は下流方向に一定の割合で増加するのに対し、衝突噴流の分布は衝突直前($x/b_j \approx 20$)で急激に減少する。また、衝突前($x/b_j \leq 18$)における増加割合は二次元自由噴流と比較して小さい。以上から、衝突噴流の積分スケールの発達は平板の影響を受け、下流方向に抑制される結果となった。テイラーのマイクロスケールを図10(b)に示す。衝突噴流は二次元自由噴流の分布形状と比較して大きな値を取り、積分スケールの傾向とは逆転した分布となっている。スケールの増加割合は衝突噴流のほうが二次元自由噴流に比べて大きく、平板の影響が現れている。これに対してコルモゴロフのマイクロスケールは図10(c)に示すようにポテンシャルコアの外ではほとんど値が変わらない。以上の結果から、噴流中の平板は積分スケールに代表される平均的渦スケールと、テイラーのマイクロスケールに代表される中スケールの渦に大きな影響を及ぼし、コルモゴロフのマイクロスケールに代表される小スケールの渦には影響が生じないことがわかった。本衝突噴流を平板の設置による二次元自由噴流の制御と考えた場合、本節の結果は制御可能な噴流中の渦スケールの範囲を実験的に示

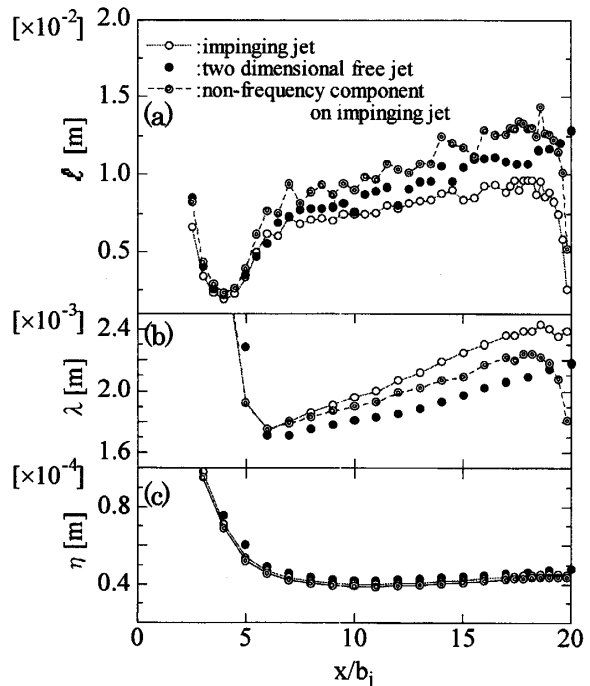


Fig. 10 Distribution of typical length scales: (a) integral scale, (b) Taylor's micro scale, (c) Kolmogorov's length scale (○: impinging jet, ●: tow-dimensional free-jet, ◎: scales computed by non-periodic component)

したと考えられる。

次に三成分分解後の非-周期成分 u_s に関する空間スケールの計算を行った。すなわち、周期成分を取り除いた変動場での見掛け上の ℓ , λ , η を u_s から算出した。積分スケール、マイクロスケールは分解の影響が顕著であるが、コルモゴロフ・スケールにはほとんど影響が現れていない。マイクロスケールは、速度変動の大きさ(u')に対する小スケールの変動($\partial u/\partial x$)の大きさの割合と考えられる。衝突噴流の λ が最も大きくなるのは、おもに速度変動の大きさ(u')が顕著であるためと考えられる。積分スケール ℓ が二次元自由噴流より大きな値を示すのは、エッジトーン現象の影響が三成分分解によって完全に取り除かれていないことを示している。すなわち、エッジトーン現象は図4に示すスペクトルの低周波数帯の強度を大きくするため、卓越周波数を取り除いても、他の低周波数帯は二次元自由噴流より大きな値を示す。このため、低周波数帯に大きく依存する積分スケールは二次元自由噴流に比べて大きな値を取る。また、コルモゴロフ・スケールに影響が生じないことは、エッジトーンが散逸量の大きい高周波数帯域に影響を及ぼしていないことを示している。これらの結果はエッジトーン現象が高周波数帯域に比べて低周波帯域に大きく影響を及ぼすことを裏付けている。

3.5 平板上壁面噴流の条件付各乱れ成分位相変化

本実験での衝突噴流は平板により上下対称に両断され、壁面に沿う噴流となり発達する。その平均速度分布は通常の二次元壁面噴流と同様な形状の相似分布を示した。しかし u' の分布は二次元壁面噴流に比べて壁面近傍で強い値を示した⁽⁸⁾。本節では三成分分解を利用し、より詳細に平板上の流れ場の解析を行った結果を報告する。図 11 は平板上、 $x'/b_j=10$ での各成分の rms 値分布を示す。rms 値は y' 断面最大平均速度 U_m 、壁面からの距離 y' は半値幅 $y'_{0.5}$ でそれぞれ無次

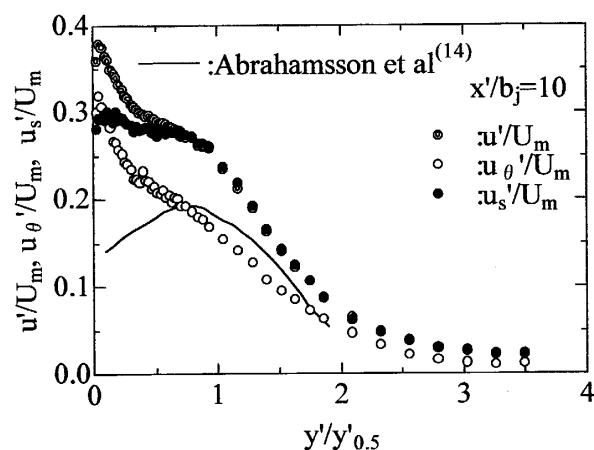


Fig. 11 Root mean square of velocity fluctuation. ○: periodic component u_θ' , ●: non-periodic component u_s' , ⊙: impinging wall jet, u' . Solid line indicates Abrahamsson's result⁽¹⁴⁾ in is two dimensional wall jet

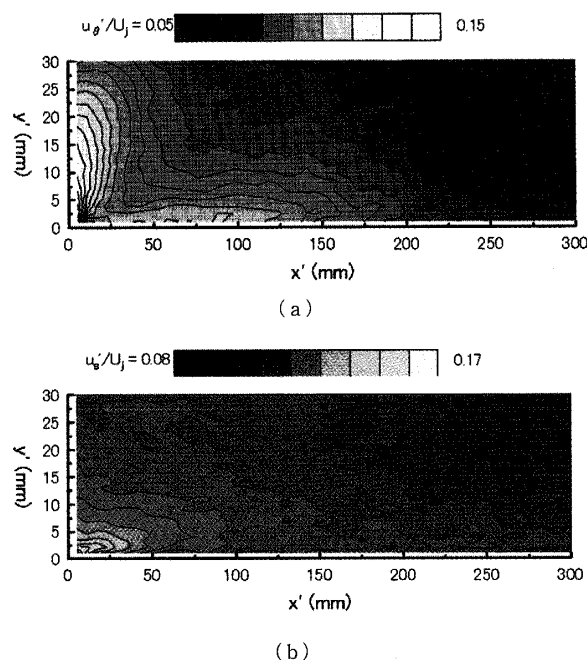


Fig. 12 Contour map of root mean square of each component on the flat plate. (a) periodic component u_θ' (b) non-periodic component u_s'

元化した。比較のために通常の二次元壁面噴流である Abrahamsson⁽¹⁴⁾ の結果が実線で載せてある。Abrahamsson の結果と比較すると変動成分 u' は壁面近傍の $y'/y'_{0.5} > 0.5$ で大きな値を示しており、周期成分 u_θ' からの寄与が $y'/y'_{0.5} > 0.5$ に比べて大きいことがわかる。これに対して非-周期成分 u_s' は $y'/y'_{0.5} \leq 1.0$ ではほぼ一定値を示す。以上の結果は周期的な変動が壁面近傍を通過することを示しており、エッジトーン現象が壁面近傍の乱れを大きくしていると考えられる。

図 12 に平板上でのエッジトーンの影響を調べるため、変動 rms 値の等値面を示す。図 12 (a) に周期成分 u_θ' , (b) に非-周期成分 u_s' を示す。壁面近傍 ($y' \leq 5$) での周期成分の大きな値は $x' \cong 150\text{mm}$ まで保持されている。これに対して、非-周期成分は平板前縁 $x' \leq 30\text{mm}$ で一時的に強い値を示すが速やかに減衰し、その後、乱れは下流方向に一定の割合で減衰していく結果となった。

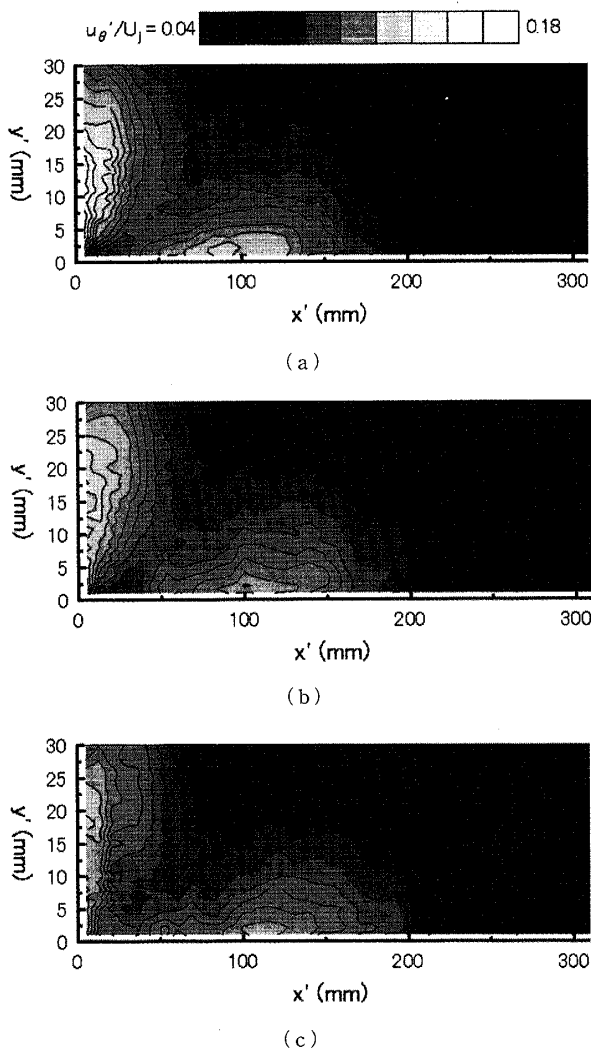


Fig. 13 Contour map of u_θ' conditioned by edge-tone frequency. (a) $T/8$, (b) $2 \cdot T/8$, (c) $3 \cdot T/8$

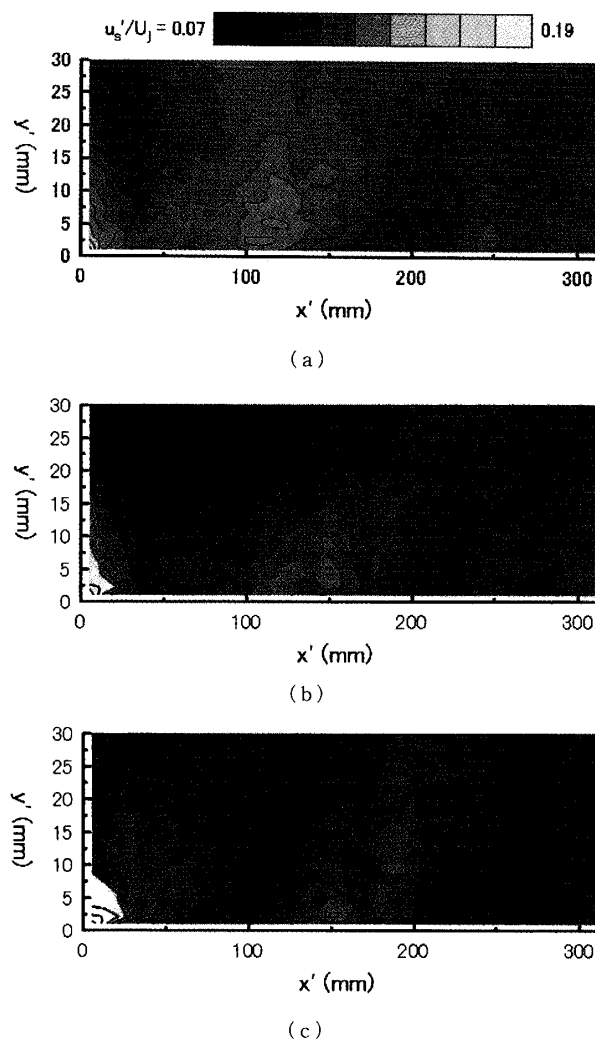


Fig. 14 Contour map of u_s conditioned by edge-tone frequency. (a) $T/8$, (b) $2 \cdot T/8$, (c) $3 \cdot T/8$

次に条件付抽出法により周期成分の位相履歴と空間的分布について定量的に評価する。位相平均を行う基準信号は基本周波数スペクトルピークが最大となる平板先端前方 10 mm ($x/b_j=19$), $y/b_j=2.8$ とした。エッジトーン周期 T を 8 等分して、各位相での条件付平均を計算した。各成分の rms 値はノズル出口速度で無次元化がなされている。図 13(a)~(c) に各位相での周期成分の rms 値の等値図を示す。乱れの強い領域が壁面近傍とエッジ先端から垂直方向に分布している。位相が進むにつれ壁面近傍の乱れの強い領域は下流へ移動する。その大きさは 100 mm 程度であり、位相変化に伴い前後に 25 mm 程度動く。この変動範囲は図 12(a) の周期成分が強く存在した領域に対応する。また、垂直方向の乱れの強い領域についても同様に図 12(a) の強い範囲で位相変化を示す。これらの結果はエッジトーン渦の通過による現象と考えることができるが、流体力学的に渦度をもつ流れ場か

否か等、詳細については今後の課題となる。これに対して、図 14(a)~(c) に示すように、非-周期成分の rms 値の高い領域はどの位相においても、 $x' \leq 25$ mm, $y' \leq 5$ mm と局所的であり、図 12(b) の乱れの大きな位置と一致する。非-周期成分が平板先端で大きな値を保つ結果は、噴流の衝突によって生成された乱れが非-周期成分の大部分を占めることを示している。非-周期成分は平均流により下流へと輸送される間に速やかに減衰する。以上の結果から、平板上の乱流構造は周期成分がエッジトーンに、非-周期成分は噴流の衝突によって生じた乱れに対応している。

4. 結 論

二次元自由噴流を平板に衝突させることによってエッジトーンを発生させた。エッジトーン現象によって引き起こされた卓越周波数は本実験領域に空間的に広く存在した。エッジトーン現象は積分スケールとテイラーのマイクロスケールに大きな影響を及ぼすが、コルモゴロフ・スケールには影響を及ぼさないことがわかった。

噴流衝突後、壁面近傍での大きな乱れはエッジトーン現象からの寄与が大きく、三成分分解による周期成分の位相履歴から、組織的構造をもつ乱れが壁面近傍を通過することが明らかとなった。しかし、非-周期成分は平板先端で大きな値を示すが、下流方向に速やかに減衰する。

本研究を進めるにあたり多大な援助とご指導を頂きました元大同工業大学 山田廣也教授に謝意を表します。

文 献

- (1) M. Lucas and Rockwell, D., *J. Fluid Mech.*, **147** (1984), 333-352.
- (2) 藤沢延行・ほか 2 名, 機論, **66**-648, B(2000), 2073-2078.
- (3) 白浜芳郎・ほか 2 名, 機論, **57**-542, B(1991), 3402-3407.
- (4) Coltman, J. W., *J. Acoust. Soc. Am.*, **60**-3 (1976), 725-733.
- (5) 島章, 速研報告, 17-164 (1961/1962), 61-86.
- (6) Narashimha, R., ほか 1 名, *Exp. Fluids*, **17** (1994), 358-360.
- (7) Brown, G. B., *Proc. Phys. Soc., London*, **XLIX** (1937), 493-507.
- (8) 河合勇太・ほか 3 名, 流体熱工学研究, **36**-1 (2001), 27-34.
- (9) Rajaratnam, N., *Turbulent Jets*, (1976), 17, Elsevier.
- (10) Bradbury, L. J. S., *J. Fluid Mech.*, **23** (1965), 31-64.
- (11) 山田廣也・ほか 2 名, 大同工業大学紀要, **31** (1995), 51-58.
- (12) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1975), 61-68, McGraw-Hill.
- (13) 日野幹雄, 流体力学, (1992), 369-370, 朝倉書店.
- (14) Abrahamsson, H. V., ほか, *Euro. J. Mech.*, **13**, B(1994), 533-556.