

①

円板状工具から放射される風切り音に関する研究

Aerodynamic Noise Radiation from a Circular Cutting Tool

平成7年2月

(1995)

柳本憲作

目 次

	頁
第1章 諸 論	1
1-1. 本研究の目的	1
1-2. 本研究の背景	4
1-3. 本研究の構成	8
1-4. 文 献	11
第2章 刃先近傍流れと風切り音との相関	18
2-1. 緒 言	18
2-2. 記 号	19
2-3. 実験方法	19
2-3-1. 実験装置および方法	19
2-3-2. 測定機器	31
2-4. 実験結果および考察	35
2-4-1. 刃先近傍における流れ	35
2-4-2. 刃先後方のスペクトル分布と音場との相関	44
2-4-3. ストローハル数に及ぼす刃先・刃形寸法の影響	50
2-4-4. 刃先における音源分布の予測	52
2-5. 結 言	59
2-6. 文 献	60
第3章 風切り音の予測	62
3-1. 緒 言	62
3-2. 記 号	63
3-3. 理 論	64
3-3-1. 風切り音の基礎式	64
3-3-2. 音源モデル	66
3-3-3. カルマンうずモデルの導入	70

3-4. 実験装置および実験方法	74
3-4-1. 音場における風切り音の測定	74
3-4-2. 風洞実験による測定	74
3-5. 実験結果および予測結果	76
3-5-1. 音場における風切り音の分布	76
3-5-2. 風切り音に及ぼす刃先形状・刃数の影響	76
3-5-3. 比例係数 Λ の算出	79
3-5-4. 予測結果	87
3-6. うずの循環推定法による風切り音の予測	87
3-6-1. うず循環推定法	90
3-6-2. うずの循環 γ の計算	95
3-6-3. 刃間げきに対する風切り音の予測	100
3-7. 実刃先形状の円板状工具における風切り音の予測	101
3-7-1. 実刃先におけるうずの発生モデル	104
3-7-2. うずモデルによる風切り音の解析	108
3-7-3. 解析結果および考察	109
3-8. 結 言	123
3-9. 文 献	125
第4章 通風用スリットによる風切り音の低減化	128
4-1. 緒 言	128
4-2. 記 号	129
4-3. 実験装置および実験方法	130
4-4. スリットによる風切り音の低減化とその原理	133
4-4-1. 低減化の原理	133
4-4-2. 風切り音の減音	134
4-4-3. 自己噴射と減音量	139
4-5. 音場に及ぼすスリットの効果	141
4-5-1. 音場の変化	141
4-5-2. 音源探査	145

4-5-3. ストローハル数に及ぼすスリット寸法の影響	148
4-5-4. 風切り音の低減化とスリットの寸法効果	150
4-6. 結 言	155
4-7. 文 献	156
第5章 減音効果におよぼす刃の諸条件の影響	157
5-1. 緒 言	157
5-2. 記 号	158
5-3. 実験装置および実験方法	159
5-4. 低減化に及ぼす刃間げきの影響	162
5-4-1. 自己噴射および減音量への影響	162
5-4-2. ストローハル数 S_t に及ぼす刃間げきの影響	165
5-4-3. 減音効果に及ぼす刃間げきの影響	172
5-5. 低減化に及ぼすスリットの迎え角の影響	174
5-5-1. スリットの迎え角と自己噴射	174
5-5-2. 減音量に及ぼすスリットの迎え角の影響	178
5-5-3. 減衰係数 m_σ および $L d_\sigma$ 値の変化	180
5-5-4. 音場のスペクトルに及ぼす迎え角の影響	183
5-5-5. スリットの音響インピーダンス	187
5-5-6. ストローハル数に及ぼす迎え角の影響	189
5-6. 結 言	197
5-7. 文 献	199
第6章 通風用スリットの付いた実刃先における風切り音の低減効果 ..	200
6-1. 緒 言	200
6-2. 記 号	201
6-3. 実験装置および実験方法	202
6-4. 実刃先における低減化の原理	205
6-4-1. スリットによる減音効果	205

6-4-2. スパイラルソーによる試験結果	209
6-4-3. 刃先に働く空気抵抗	211
6-4-4. 自己噴射と刃先周囲の流れ	212
6-4-5. ストローク数に及ぼすスリットの影響	216
6-5. 風切り音の減音量の推定	223
6-5-1. 減音量の推定式	223
6-5-2. 推定式における減音係数と諸条件	228
6-6. 結 言	232
6-7. 文 献	233
第7章 風切り音の能動的制御	234
7-1. 緒 言	234
7-2. 実験装置および方法	234
7-3. 実験結果および考察	238
7-3-1. 強制吹出しによる減音効果	238
7-3-2. 空気孔からの気流音	240
7-3-3. 吸込みによる減音効果	242
7-3-4. 吹出しと吸込みとにおける減音効果の比較	242
7-4. 結 言	246
7-5. 文 献	248
第8章 結 論	249

謝 辞

第 1 章 緒 論

1-1. 本研究の目的

空転時に丸ノコ（工具）から放射される騒音は、木材および石材加工場、そして機械工場において重大な問題である。特に木材加工や石材加工用の丸ノコは、ブレードの直径が大きいこともあってその周速は高い。また、丸ノコ盤のような加工機械の大半は、ノコ自体が空气中に露出している場合が多い。そのため、空転時に発生する風切り音はきわめて大きく、工場騒音の大きな要因となっている。図1-1に示したように、切削時における騒音は言うまでもなく、空転時における騒音レベルは、運転条件によっては 100dB(A) を超えることもあり、図1-2に示した Beranek⁽¹⁾の推奨許容値 66~80dB(A) を大きく上回っている。このような騒音源付近で長時間作業しなければならない作業者的にとって、風切り音は重大な問題であり、少なからず作業者の健康・精神衛生面に影響を及ぼしている。

このように丸ノコから発せられる風切り音は深刻な問題でありながら、その低減対策はイヤーマフなど間接的な対策を除けばほとんど行われていないのが現状である。この理由として、機械全体を吸音材や遮音材などで遮蔽することで作業者的への騒音伝播が遮断される一方、作業能率上きわめて困難な場合が多いためである。そのため丸ノコ自体が風切り音の低減効果を持つことが、対策上有効手段になりえると考えられる。そこで本研究は、風切り音の発生メカニズムを明らかにし、これを基に丸ノコ自体に風切り音の低減効果を持たせる方法について考案および検討を行った。

丸ノコの空転時における騒音源について議論する場合、振動音源と空力音源との二つに大きく分けて考えることができる。振動音は丸ノコなどのブレードの面振動が音のエネルギーに変換されることによって発生し、空力騒音は刃先を含む剛体なブレードとその周囲の空気との相互作用によって励起される。振動音の顕著な例は、ピーといったスクリーム音やピューピューといったホイッスル音である。一般にこの自励振動源については、二つの原因が説明される。第一に、丸ノコの近接流れによって起こされるブレードの不安定性、そして第二に機械の不安定性、ロータの偏心、他のいくつかの不備など機械的に起こされるものであ

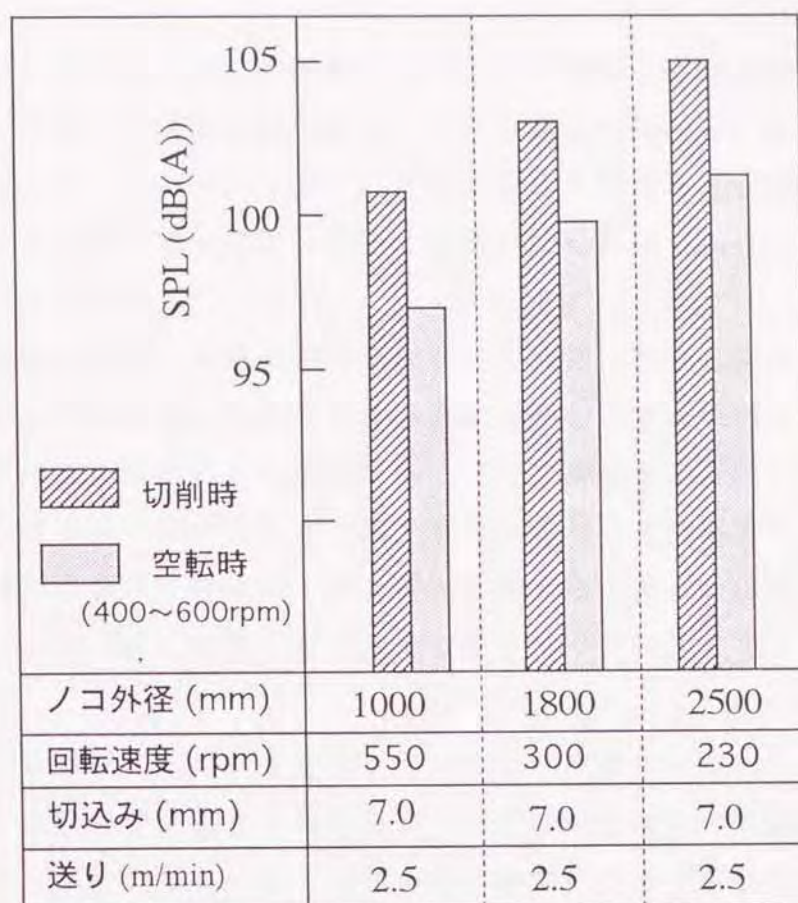


図1-1 丸ノコの切削時⁽³⁷⁾と空転時における騒音^(54,55)の対比

騒音レベル (NC値)	
教室, 図書館など	38~47 (30~40)
大事務室, レストランなど	42~52 (35~45)
研究室, ロビーなど	47~56 (40~50)
計算機室, 軽作業場など	52~61 (45~55)
商店, 発電所の制御室など	56~66 (50~60)
工場, 作業場など	66~80 (60~70)

図1-2 Beranekによる騒音の推奨許容値

る。近年、騒音が問題にされてから、防振技術の発達や防振金属⁽²⁾などの新素材の出現、また機械の高精度化に伴い、これら振動に起因した騒音は減少傾向にある。例えば、よく見かける丸ノコの外周に設けた割りみぞは振動防止のためであり、ブレードに減衰効果の高い樹脂で張合わせた複合材料を使用したものも実用化されている⁽³⁷⁾。

空力騒音源は、回転している剛体なブレード周囲に生じた乱流のレイノルズ応力の変動によって引き起こされる四極子源、刃先と空気との相互作用によって刃先表面に生じた圧力変動による双極子源、そして回転する刃先の通過時に空気の体積変化が起きるために生じる点音源である。これら空力騒音源の音響パワーは、それぞれ周速 U の8乗、6乗および4乗に比例する。丸ノコの実用上の周速の範囲 $U=10\sim90\text{m/s}$ では、双極子源が他の音源に比べ支配的であることが明らかにされている⁽³⁾。

この双極子音源は、流れの中に円柱などの物体を置いた場合に放射される音に代表される。流れの中に置かれた物体からうずがはく離し、これに伴って物体表面に圧力変動が生じ、流れに対し直角方向に周期的な力が発生する。このため双極子音源として流れに直角で力の変動方向に振幅の大きな音が発生する^(4,5)。丸ノコなどのブレードにおける双極子音源のメカニズムも、同じ現象によるものと考えられている。つまり刃先の Leading-edge および Trailing-edge からはく離したうずが、刃先表面に変動圧力を生じさせ双極子音源となる。このように、原理的に理解はされているものの、実際の丸ノコの刃先のように薄くかつ刃先寸法がブレードに比して非常に小さく（刃先高さがブレードの直径にしめる割合は、5.4~7.0%が標準⁽⁶⁻⁸⁾）、さらに刃先形状が複雑なため刃先からの周期的で強いうずの発生がいまだ確認されていないのが現状である。このため、丸ノコにおける双極子音源の発生メカニズムについても議論途上にある^(9,10)。

本研究では、まず現象を捉えやすくするために二次元的な円柱を刃先モデルとして使用し、刃先からはく離うずと風切り音との相関関係を明らかにすると共に、風切り音の予測を行った。次に、以上の解析結果をもとに風切り音の低減化法を提案し、実験により本方法の有効性について検討を行った。本研究で提案した低減化は、二つの方法である。一つは、刃先に通風用のスリットを設け、このスリットからの自己噴射を利用する方法である。この自己噴射によって噴射され

る噴流は、はく離うずの発生および成長を抑制し、その結果双極子音源を低減する。この方法は工具自体に低騒音化がほどこされ、外部制御装置を不用とするので、経済的に安価な制御法である。他の一つは、コンプレッサーおよび真空ポンプを外部制御装置として、風切り音を能動的に制御する方法である。工具の刃先には空気孔が設けられ、コンプレッサーおよび真空ポンプによりこの空気孔から、空気の吹出しまたは吸込みを刃先周囲の流れに対して行う。以上の方法により、刃先からのはく離うずや刃先側面の境界層を制御し、双極子音源の低減を行った。

1-2. 本研究の背景

A. 音源

Chanaud^(3,11)は、刃先およびカラーの無い状態のいわゆる無刃円板の回転時に発生する空力騒音を解析した。そして、音源が典型的な音響双極子と等価であるという結論に達した。しかし、丸ノコのように中心部をカラーでクランプされ、しかも刃先やブレードの半径方向にみぞが加工された幾何学的に不連続な場合の空力騒音源の解析は、滑面ディスクに比べかなり複雑である。この複雑さのゆえに、丸ノコなどの空力騒音源においては、何が最も支配的かといった問題がここ数十年來論争上の論点であった。

丸ノコの空力騒音において最も支配的な音源は、空力騒音の次元解析⁽¹²⁾や実験⁽¹³⁻¹⁵⁾、またこの問題と関連性の深いファン騒音やプロペラ音などの研究結果から、双極子源であろうことが定性的に結論づけられている。まず1977年には、Segalら⁽¹⁶⁾によってブレードの刃先付近の乱流によって誘発された四極子モデル⁽¹⁷⁾が支配的な音源であることが示された。しかし、この理論的音源モデルの音響パワーレベルは騒音データの中央値だと U^5 に比例しており、矛盾点があった。Sharland⁽¹⁸⁾やSiddon⁽¹⁹⁾らによる有限平面における乱流との相互作用の実験的研究では、双極子源モデル^(20,21)を示している。ReiterやKeltie^(12,22)らは双極子一点音源の結合モデルについて検討を行っている。この結合モデルでは、点音源に対する部分は音響パワーが U^4 に比例し、双極子源では U^6 に比例し、ある自由空間における音場では良く一致する。さらに、丸ノコの騒音における点

音源は、明らかにささいなものであることが示されている⁽¹²⁾。

近年、Cho と Mote⁽²³⁾によって行われた広範囲で厳密な実験結果によれば、点音源と双極子源を組合せた双極子モデルとしてとらえたほうが、より適切であることが示された。このモデルを提唱した根拠は、実際に測定された空力騒音の音響パワーが、周速 U の6乗よりも偏っていたことによる。つまり、もし空力騒音源が双極子であれば、理論的に速度指数は6乗の値を示すはずである。しかし、実測により求められた速度指数の値は4.9~6.0乗の範囲にあり、刃先やブレードの形状に依存していた。さらに彼らは、種々の刃先寸法における双極子源強さを実験的に決定している。これらの値は、Lighthill^(24,25)および Curle⁽²⁶⁾の空力音理論に基づき、刃先形状、刃の間げき、回転速度の変化に対して刃先に働く変動揚力の測定値から計算されている。

B. 音の発生のメカニズム

Pahlitzsch と Friebe⁽²⁷⁾は、丸ノコの刃先の Trailing-edge から交互にはく離するうずが騒音源であることを示した。この研究結果は、刃先の厚さが不均一な丸ノコから放射される騒音および振動の周波数の測定に基づくものである。後に、Leu と Mote⁽²⁸⁾によって、厚さが均一なスパイラル状のブレードを用いた実験が行われた。このブレードは唯一ステップ状のエッジを持つため、回転方向によってこのエッジが Leading-edge または Trailing-edge として流れに作用する。この実験の結果、Trailing-edge からの音よりも Leading-edge からのうず音のほうが卓越していることが明らかにされた。

このように、丸ノコの空力騒音で最も支配的な双極子源は、刃先からはく離するうずが直接的な原因であろうことは十分に理解されていた。しかし実際に、丸ノコの刃先から放出されるうずの観察を行った時、明らかな周期性のある強いうずは確認されなかった⁽²⁹⁾。丸ノコの空力騒音の発生メカニズムを明らかにするため、騒音と相関の強いうずの確認という問題に対して何人もの研究者達がうずの可視化という問題に置き換えて研究を行った⁽²⁹⁻³³⁾。Dugdale⁽³⁰⁾は、流れに対し力の働く方向（特に垂直方向）に自由にした刃先モデルを直列に設置した水路実験において、流れによって刃先が側面方向に励振される時、流れの振動もま

た持続されることを観察によって明らかにした。しかし、刃先モデルを固定し振動を抑えた場合には、周期的な流れの振動は観察されなかった。また、Kimura と Fukui ら⁽³¹⁾は、水路実験において単一刃先モデルからはく離するうずを観察した。Kinoshita と Mote ら⁽³²⁾は、刃先モデルを直列に設置した風洞実験において刃先の後流の速度を測定したが、強いうずのはく離は測定されなかった。さらに Cho と Mote ら⁽³³⁾は、回転時における丸ノコの刃先周囲の流れについて熱線風速計を用いて測定したが、強い周期性のある流れは観察されなかった。そこで、Price と Mote ら⁽²⁹⁾は刃数の少ない範囲の丸ノコ（刃数 1～7 枚）を製作し、熱線風速計による流れの測定を行った。その結果、刃数が少ないほど強いうずのはく離が観察されたが、しかし刃数が 4 枚以上の丸ノコになると、周期性の強いうずは減少した。

次に Leu と Mote ら^(28,34)は水槽を用いた実験により、刃先側面に働く圧力の分布および変動圧力と振動音との相関を測定した。その結果、刃先の先端付近の圧力変動は振動音と強い相関を示し、さらにこの強い圧力の変動は両側面で測定した結果、互に位相が 180° ずれていること（双極子）が明らかになった。また、スパイラルな丸ノコによる空力音の測定から、Leading-edge からの音が明らかに顕著であることを示している。以上の実験結果の考察から、彼らは丸ノコの空力音は、刃先の Leading-edge からはく離したうずが刃先を通過する際に圧力変動を生じ、この結果双極子音源が生じると結論した。

1992年に、Martin と Bies ら⁽⁹⁾は丸ノコの空力音発生メカニズムについて、Mote らとは別の観点から考察した。円板の周辺に一つのノッチを設けたブレードから放射される空力音は、スパイラルな丸ノコの Leading-edge および単一刃先の丸ノコから放射される空力音のレベルをうわまわっていた。この実験結果をもとに彼らは、実際の丸ノコの空力音も上流の刃先からはく離したうずが下流の刃先の Leading-edge に衝突する際に発生すると結論した。つまり上流側の刃先の Trailing-edge からはく離してきたうずが周囲の流れを巻き込みながら下流の刃先の Leading-edge に衝突する際、主流を刃間げきから偏向させる。そして、この刃先への周期的な衝撃力が音の発生を引起こすとしている。

このように丸ノコの空力音発生メカニズムについて、Leu と Mote らの結論⁽²⁸⁾と Martin と Bies らの結論⁽⁹⁾が大きく異なっている理由として、一つ

は刃先と刃先の間の空間（刃間げき）の問題として解釈できる。つまり、刃間げきが比較的大きな場合では刃先の Leading-edge からはく離したうずによる圧力変動が、また刃間げきが小さな場合にははく離うずの Leading-edge への衝突による負荷変動が、空力音を発生する原因と考えられる。この解釈は、本研究の刃間げきに対する音源の変化を明らかにした実験結果からも、妥当なものと思われる。また、刃先の形状に対して空力音発生メカニズムが異なるであろうことは、当然推測される。つまり、チップソーのような流れに対し刃先形状が鈍い箇所をもつ丸ノコでは、Leading-edge からはく離うずが主要な音源になるであろうし、セグメントタイプの丸ノコのように、肉厚が薄くかつ刃と刃のすき間が小さいものでは、はく離うずによる刃先への負荷変動が音源を誘発するであろうと思われる。

C. 空力音の低減について

丸ノコから放射される空力音を低減させる研究は、今現在では皆無に等しい。丸ノコの機械的振動やうず励振による振動を低減させる対策については、盛んに研究された⁽³⁵⁻³⁸⁾。ブレード周辺の半径方向にスリット（割りみぞ）を加工して共振点をずらす方法^(35, 36)、周方向にスリットを加工し、後に樹脂を充填し減衰効果を持たせる方法⁽³⁷⁾がある。さらに、ブレードに減衰効果の高い樹脂で張合わせた複合材料を使用したものが実用⁽³⁸⁾になっており、切削時における騒音も10dB(A)ほど消音する。

空力音そのものの低減化は、プロペラファン⁽³⁹⁻⁴¹⁾またはモータファン⁽⁴²⁾のような低圧軸流送風機に対して盛んに行われている。冷却用ファンや換気扇などのプロペラファン、電子機器に必ず使用されている冷却用モータファンでは、低騒音かつ高効率であることが切望されている。これらのファンから発生する騒音は、乱流騒音と離散周波数騒音に分けられ、特に問題となるのが乱流騒音であることが知られている⁽⁴³⁻⁴⁶⁾。また乱流騒音は、羽根の後縁から放出される乱流うずや翼先端うず発生時の負荷変動が主な原因と考えられている。この乱流騒音を低減させるため、動翼を吸込み方向に傾斜させた前傾翼⁽³⁹⁾、回転方向に傾斜させた前進翼⁽⁴⁰⁾ならびにケーシングと翼先端すきまの影響^(47, 48)、吸込み

口における二重ベルマウス形状による低減化⁽⁴⁹⁾についての研究がなされている。

また高速列車のパンタグラフから発生する空力音対策⁽⁵⁰⁾では、特にパンタグラフの斜管や舟体から放出されるカルマンうずによるエオルス音の低減を行っている。音の原因であるカルマンうずの発生を抑制するために、斜管のような一様断面円柱部材については柱軸方向の一定間隔ごとに断面の大きさを変えたり、電線との摺動部を持ち不等断面にできないような舟体では、すり板と舟体本体との間にスパーサを設け、間げきからのエアーカーテンによるうずの抑制を行っている。

空力音の能動制御では、空調ダクト内の気流音の消音⁽⁵¹⁾が行われている。これはセンサマイクで入力した騒音の情報を、センサマイクからスピーカに至るまでの音波の伝播時間を利用して分析し、この結果をもとに騒音に対して同音圧で、しかも逆位相の新たな音波を放射し、強制的な音波干渉により消音させるものである。また、この消音システムを軸流ファンに適用させた研究⁽⁵²⁾も行われている。最近では、航空機のプロペラ騒音にこの制御方法を試みた報告⁽⁵³⁾もされている。

1-3. 本研究の構成

本論文の構成は、以下の通りである。

第2章 刃先近傍流れと風切り音との相関

丸ノコの刃先は薄く、そして刃先角、逃げ角などを有し複雑な形状を呈している。これらの要因が、丸ノコの空力音発生の原因を明確に捉えられない理由でもある。そこで流れに対して二次元的な円柱を刃先モデルとして、刃先の近傍流れと風切り音との相関について明らかにした。刃先後方に発生した、風切り音と相関の強いうずの分布を計測した。さらに刃先形状（円柱刃先の長さ、円柱刃先の外径）および工具形状（刃間げき）に対する風切り音の特性（ストローハル数）への影響を明らかにした。

第3章 風切り音の予測

第3章では、第2章の実験結果をもとに風切り音の予測を行った。ChoとMoteら⁽²³⁾が Lighthill の空力騒音理論^(24,25)にもとずいて行った解析結果へ、うずモデルを導入することにより、予測を行った。さらに、この予測値と実験値との比較検討を行った結果について示した。

第4章 通風用スリットによる風切り音の低減化

丸ノコの刃先に、回転方向と平行な通風用のスリットを設けることにより、風切り音の低減化を試みた。丸ノコの回転時に、主流の一部は刃先のスリットへ流入し、そして刃先後方へ自己噴射が行われる。この自己噴射により刃先後方に発生するうずは抑制され、その結果風切り音は、大幅に減音した。第4章では、この自己噴射効果による風切り音の低減化の原理について明らかにする。またスリット寸法が、風切り音の減音量に及ぼす影響を明らかにした。

第5章 減音効果に及ぼす刃の諸条件の影響

第5章では、通風用スリットからの自己噴射による風切り音の低減化について、さらに刃間げきおよびスリットの流れに対する迎え角の影響について明らかにした。刃間げきが小さくなるとスリットからの自己噴射効果も低下し、それに伴い風切り音の減音量も減る。この問題を改善するために、スリットの迎え角を変化させ自己噴射を高めた。この結果、刃間げきが小さい場合でもスリットの迎え角を変化させることにより、大きな減音効果が得られた。また、あるスリットの迎え角において風切り音の発振現象が現れた。この現象について、スリットの音響インピーダンスを計算することにより検証した。

第6章 実刃先における低減効果

第6章では、自己噴射効果を利用した風切り音の低減化を実刃先に対して、その効果の有効性を検討した。実際の刃先形状を模した通風用スリットの付いた刃先モデルを使用し、刃先後方の流れの測定、周速および刃間げきに対する減音量の測定など、減音効果に対する一連の実験を行った。さらに刃先に働く抗力および揚力の測定を行い、スリット刃先による空気抵抗の低下と減音量との関係を調

べた。

また、実刃先に対する本低減方法のメカニズムを明らかにするため、スパイラルな丸ノコから放射される風切り音の測定を行った。この実験により自己噴射および刃先に設けたスリットが、Leading-edge および Trairing-edge からのうず音に及ぼす影響を明らかにした。

さらにスリット寸法と減音量との関係を明らかにし、スリットの寸法から風切り音の減音量を推定する式を導いた。

第7章 風切り音の能動的制御法

第7章では、外部制御装置としてコンプレッサーおよび真空ポンプを用いて、風切り音の能動的制御を試みた。外部制御装置により刃先への空気の吹出しおよび吸込みを行い、刃先周囲の流れおよび発生うずを抑制した。抑制対象のうずは、刃先後方の間げきに発生するうず、刃先先端に発生するうずであり、さらに刃先側面の境界層も制御した。このようにうずの発生位置の違いを考慮して、刃先の空気孔を4タイプ設計した。この4タイプの供試丸ノコによる、減音効果への影響を実験により明らかにした。

第8章 結論

本研究で得られた成果を総括する。

1 - 4 . 文 献

- (1) 日本音響材料協会編, 「騒音・振動対策ハンドブック」技報堂出版(1982), 47頁.
- (2) N.Hattori, T.Iida and M.Noguchi, "Noise of a circular saw made of a high-damping alloy," Acoust. Lett., Vol.10, No.9, (1987) pp151~153.
- (3) R.Chanaud, "Experimental study of aerodynamic sound from a rotating disc," J.Acoust.Soc.Am., Vol.45, No.2, (1969) pp392~397.
- (4) O.M.Phillips, "The intensity of aeolian tones," J.Fluid Mech., Vol.I, No.6, (1956) pp607~624.
- (5) F.Obermeier, "The influence of solid bodies on low mach number vortex sound," J.Sound Vib., Vol.72, No.1, (1980) pp39~49.
- (6) 坂井, 「チップソー」横書店(1974).
- (7) 日本工業規格, 「メタルソー」JIS B4219, (1981).
- (8) 竹山・中村監修, 「フライス加工ハンドブック」切削油技術研究会, (1988).
- (9) B.T.Martin and D.A.Bies, "On aerodynamic noise generation from vortex shedding in rotating blades," J.Sound Vib., Vol.155, No.2, (1992) pp317~324.
- (10) D.A.Bies, "Circular saw aerodynamic noise," J.Sound Vib., Vol.154, No.3, (1992) pp495~513.

- (11) R.C.Chanaud, "Basic mechanisms of noise generation by fluids ," in Noise and Fluids Engineering, ASME Fluids Engineering Division Symposium Volume, Am.Soc.Mech.Eng., New York, (1977) pp45~53.
- (12) R.F.Keltie and W.F.Reiter, Jr., "Dimensional analysis and scaling of the aerodynamic noise produced by idling circular saw blades ," Design Eng. Div. of ASME presentation at the Winter Annual Meeting, 76-WA/DE-11, New York, NY, (December 1976).
- (13) R.M.Slone, Jr. and J.E.Robertson, "Investigation of aerodynamic noise from circular saw blades," Wyle Laboratories, Huntsville, AL, (1975).
- (14) J.S.Stewart, "An experimental investigation of the aerodynamic noise produced by circular saw blades," Noise Control Services, Inc., Greensboro NC, (1977).
- (15) J.S.Stewart, "An investigation of the aerodynamic noise generation mechanism of circular saw blades," Noise Control Engineering, Vol.11, No.1, (July-August 1978) pp5~11.
- (16) Segal, R.S.Becker, R.M.Slone, and J.E.Robertson, "The quiet saw blade: a study of aerodynamic noise generation and reduction through geometric redesign, " presented at the Forest Product Research Society 31st Annual Meeting, Denver, Colorado, (July 1977).
- (17) J.D.Ffowcs Williams and L.H.Hall, "Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane," J.Fluid Mech., Vol.40, (1970) pp657~670.

- (18) J. Sharland, "Sources of noise in axial flow fans," J. Sound Vib., Vol. 1, (1968) pp302~322.
- (19) T. E. Siddon, "Surface dipole strength by cross-correlation method," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 53, (1973) pp619~633.
- (20) P. J. F. Clark and H. S. Ribner, "Direct correlation of fluctuating lift with radiated sound for an airfoil in turbulent flow," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 46, (1969) pp802~805.
- (21) Ho Chih-Ming and Leslie S. G. Kovasznay, "Sound generated by a single cambered blade in wake cutting," AIAA J., Vol. 14, (1976) pp763~765.
- (22) W. F. Reiter and R. F. Keltie, "On the nature of idling noise of circular saw blades," J. Sound Vib., Vol. 44, (1976) pp531~543.
- (23) H. S. Cho and C. D. Mote, Jr., "On the aerodynamic noise source in circular saws," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 65, No. 3, (1979) pp662~671.
- (24) M. J. Lighthill, "On the sound generated aerodynamically. I. General Theory," Proc. R. Soc. London, Ser. A, Vol. 211, (1952) pp564~587.
- (25) M. J. Lighthill, "On the sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound," Proc. R. Soc. London, Ser. A, Vol. 222, (1954) pp1~32.
- (26) N. Curle, "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," Proc. R. Soc. London, Ser. A, Vol. 231, (1955) pp505~514.

- (27) G.Pahlitzsch and E.Friebe, "Cause of discrete frequencies in the idling running noise spectrum of circular saw blades," Holz als Roh and Werkstoff, Vol.29, No.1, (1971) pp33~37.

- (28) M.C.Leu and C.D.Mote, Jr., "Vortex shedding: The source of noise and vibration in idling circular saws," Transactions of the ASME, Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, Vol.106, (1984) pp434~440.

- (29) K.B.Price and C.D.Mote, Jr., "Measurement of vortices in the wake of saw teeth," J.Acoust.Soc.Am., Vol.71, No.3, (1982) pp748~750.

- (30) D.S.Dugdale, "Discrete frequency noise from free running circular saws," J.Sound Vib., Vol.10, (1969) pp296~304.

- (31) S.Kimura and H.Fukui, "Circular saw noise, II," Journal of Japanese Wood Research Society, Vol.22, No.2, (1976) pp82~91.

- (32) M.Kinoshita and C.D.Mote, Jr., "A wind tunnel study on the noise generation of saw teeth," University of California, Forest Products Laboratory Technical Report No.35-01-106, (1972).

- (33) H.S.Cho, "Aerodynamically induced vibration and noise in circular saws," Ph.D. dissertation (Mechanical Engineering Department, University of California, Berkeley, CA 1977).

- (34) M.C.Leu and C.D.Mote, Jr., "Pressure fluctuations on the surface of a parallelogram prism protruding from a rotating circular disk," J.Acoust.Soc.Am., Vol.72, No.5, (1982) pp1583~1585.

- (35) R.Singh, "Case history: The effect of radial slots on the noise of idling circular saws," Noise Control Eng. J., Vol.31, No.3, (1988) pp167~172.
- (36) R.Singh, "Effect of laser-cut slots on the radiated noise of idling circular saw blades," Proc.Noise-Con 85,(1985) pp477~484.
- (37) 消音ブレード・スマイル, 大阪ダイヤモンド工業株式会社.
- (38) D.B.Caldwell, "Reduction of sawing noise through constrained layer damping," Proc.Inter Noise,Vol.82,No.2,(1982) pp449~452.
- (39) 大蔭・岩村, "薄板翼プロペラファンの低騒音化," 日本機械学会論文集 B 編, 54巻, 487号,(1987-3) pp917~921.
- (40) 深野・福原ほか 3 名, "プロペラファンの騒音低減化に関する実験的研究 (第 1 報, 空力特性)," 日本機械学会論文集 B 編, 56巻, 531号,(1990-11) pp3378~3382.
- (41) 深野・川越ほか 3 名, "プロペラファンの騒音低減化に関する実験的研究 (第 2 報, 騒音特性)," 日本機械学会論文集 B 編, 56巻, 531号,(1990-11) pp3383~3388.
- (42) 釜谷・金林, "小形軸流送風機の低騒音化," 日本機械学会論文集 B 編, 56巻, 531号,(1990-11) pp3408~3412.
- (43) 深野・児玉・妹尾, "低圧軸流送風機の乱流騒音について," 日本機械学会論文集 B 編, 41巻, 345号,(1975) pp1479~1488.

- (44) 児玉・深野, " 低圧軸流送風機の乱流騒音の流量特性とその音圧レベル予測, " 日本機械学会論文集 B 編, 53巻, 492号, (1987) pp2514~2519.
- (45) 深野・児玉ほか 2 名, " 低圧軸流送風機の騒音 (低流量域での離散周波数騒音), " 流体力学, Vol.12, No.9, pp43-51.
- (46) 深野, " 送風機の低騒音化設計の動向, " 騒音制御, 11巻 5 号, (1987) pp6~10.
- (47) 深野・児玉・高松, " 低圧軸流送風機の騒音に与える翼先端すきまの影響, " 日本機械学会論文集 B 編, 51巻, 463号, (1985) pp820~828.
- (48) 深野・児玉, " 低圧軸流送風機の騒音に与える翼先端すきまの影響 (すきま間に設置したリングの幅と位置および翼先端の形状による差異), " 日本機械学会論文集 B 編, 52巻, 475号, (1986) pp1316~1324.
- (49) 鶴飼・鈴木, " 送風機の低周波音とその対策, " 騒音制御, 8 巻, 3 号, (1984) pp43~45.
- (50) 真鍋・白国・森川, " 高速列車のバンタグラフ空力音対策, " 日本機械学会論文集 B 編, 51巻, 463号, (1985) pp959~964.
- (51) K.Kido, H.Kanai and M.Abe, "Active reduction of noise by additional noise source and its limit," Transactions of the ASME, Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, Vol.111, (Oct.1989) pp480~485.

- (52) G.H.Koopmann, W.Neise and W.Chen, " Active noise control to reduce the blade tone noise of centrifugal," Transactions of the ASME, Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, Vol.110, (July 1988) pp377~383.

- (53) M.Salikuddin, H.K.Tanna, R.H.Burrin and M.M.S.Khan, " Application of active noise control to model propeller noise," J.Sound Vib., Vol. 137, No.1, (1990) pp9~41.

- (54) 平岩・木下, " 低騒音丸のこの開発, " 木材工業, 30巻, 12号, (1975) pp21~24.

- (55) 滝・木村・福井・遠島, " 丸のこの騒音 (第1報 空転時の騒音について), " 木材学会誌, 21巻, 2号, (1975) pp68~75.

第2章 刃先近傍流れと風切り音 との相関⁽¹⁾

2-1. 緒言

丸ノコから放射される風切り音において、卓越した音源は従来の研究結果⁽²⁾からブレードの周囲に点在する双極子源としてモデル化される。しかし、その音の発生メカニズムについては、丸ノコが薄くかつ刃先が歯喉角⁽³⁾や歯背角⁽⁴⁾などを有した複雑な形状を呈しているために現在もまだ議論されている途上である。

この双極子源は、特に刃先側面における圧力の変動によるものであり、その引き金となるのが刃先に発生するうずであると定性的に理解されている。このため従来の研究では、風切り音の主な原因とされる強く周期的なうずの観測に重点が置かれていた。しかし、実際には刃先が薄く、また刃先周囲の流れが三次元的であるために強い周期性のうずの確認を容易に行えないのが現状である。

また、回転工具から放射される騒音に関する報告の多くが丸ノコの空転時におけるものであり⁽²⁾、刃先長さの工具直径に占める割合が、5.4%~7.0%と非常に小さい。このため回転円板の表面における流れ場を測定された例^(5,6)はあるが、刃先近傍における流れについてはまだその詳細は明らかにされていない。また、刃先形状の複雑さから刃先寸法が音場に対してどのように関与しているのか明確でない。

そこで、本章では刃先周辺に発生するうずと風切り音との相関を明確にすることを目的とする。そのために、流れに対して形状が二次元的な円柱を刃先モデルとして使用した。円柱刃先を用いることにより、刃先形状が直径と長さで決定され、さらに風切り音の原因であるうずの発生が容易に確認できる利点がある。

工具直径に対して刃先長さの占める割合が14.3%~47.6%と広い範囲の円柱刃先を用い、刃先付近の流れを測定した。また、刃先形状や刃間げきなどの刃形状が音場に及ぼす影響を調べる。さらに音源となる刃先後方に発生した後流うずのスペクトルと音場における風切り音のスペクトルとの関係を明らかにした。

2-2. 記号

本章で使用する主な記号を以下に示す。

- l : 円柱刃先の長さ
- d : 円柱刃先の外径
- t_o : ソーディスクの厚さ (22mm; 防振ゴムとカラーの厚さを含む)
- D : ソーディスクの直径 (220mm, 240mm)
- D_o : ソーモデルの直径
- N : 刃数
- l_o : 刃先先端の間げき $= \pi \cdot D_o / N - d$
- δ : 刃先の外径で無次元化した間げき $= l_o / d$
- U : ソーモデルの刃先先端の周速度
- x, y, z : 円柱刃先の中心、刃元を原点とする座標
- U_y : 流速 (y 方向成分)
- l_x : 刃先の長手方向の座標 (刃元を原点とする)
- R_o : レイノルズ数 $= U \cdot d / \nu$
- ν : 空気の動粘性係数 ($14.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, 0^\circ\text{C } 1\text{atm}$)
- f : 風切り音の卓越周波数
- S_t : ストローハル数 $= f \cdot d / U$

2-3. 実験方法

2-3-1. 実験装置および方法

本研究で使用した回転装置を図2-1に示した。装置のベースは、防振効果の高い鋳物で製作した。回転軸は二個の軸受けにより支持され、サーボモータにより駆動される。サーボモータは、定格出力2.2kW 定格トルク143kgcm で、無段変速が可能である。回転数はタコメータにより検出される。運転条件としては回転数を1000~4500rpm の範囲で変化させて測定を行い、駆動系およびソーモデルが共

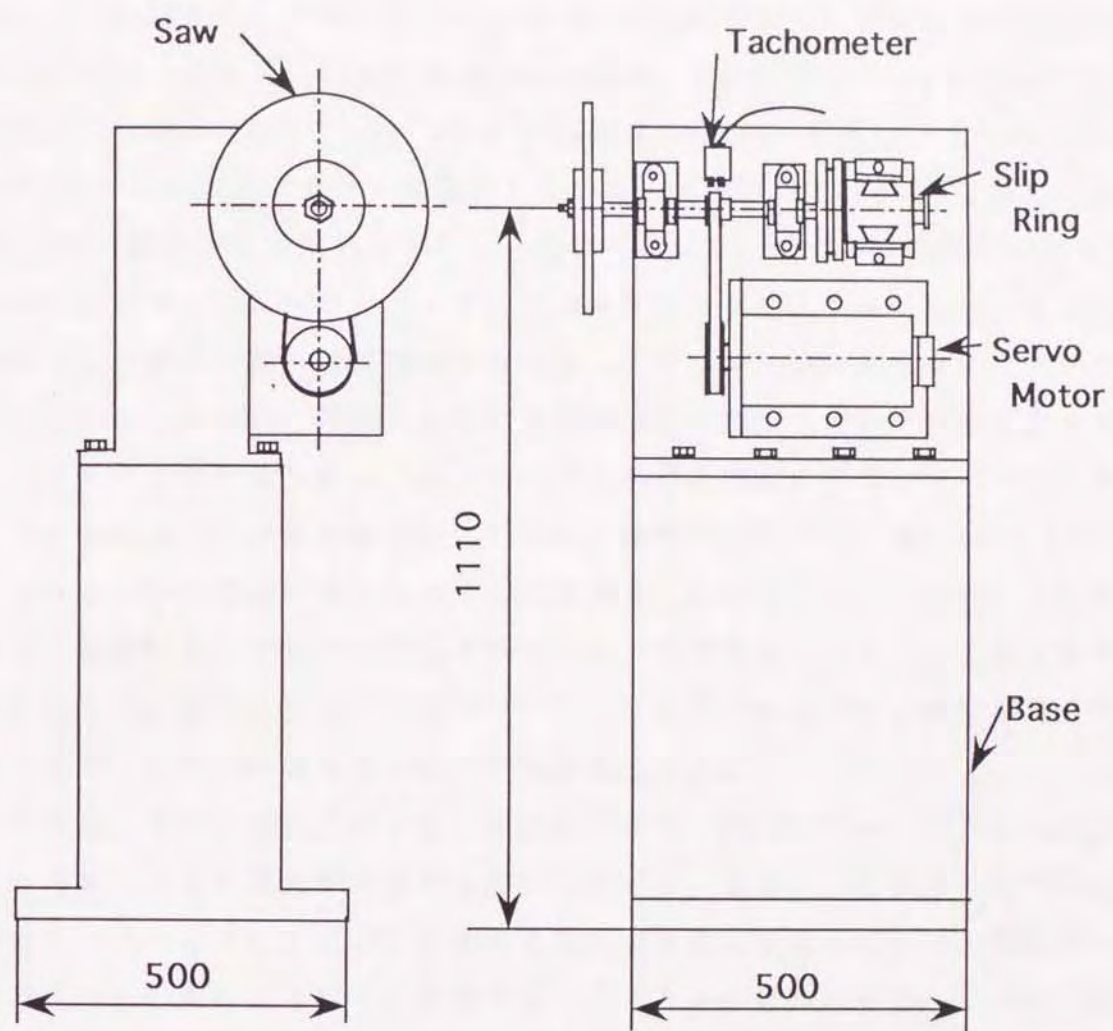


図2-1 回転装置

振しない条件を選んでいる。また、ソーモデルに取り付けた熱線風速計用プローブや振動加速度ピックアップからの信号線は、中空な回転軸を通してスリッピングに接続されている。

図2-2 に示したようにソーモデルは、直径220mmないし240mm、厚さ10mmのプラスチックの円板に、黄銅及びアルミニウムの丸棒を加工した円柱状の刃先を取り付けている。円柱刃先の長さは20mm~100mm、刃先の外径は3mm~12mmであり、特に記していない時は、ソーディスクの直径 $D=220\text{mm}$ 、厚さ $t_0=22\text{mm}$ 、円柱刃先の外径 $d=6\text{mm}$ のソーモデルを使用している。その概要を、表2-1に示した。

図2-3に、測定方法の概略を示した。風切り音はソーモデルから回転軸方向の300mmの位置で、1/2 インチコンデンサマイクロホンにより集音した。そして、音響信号は精密騒音計、周波数分析器を通してレベルレコーダ及びデータレコーダに記録される。また、円柱刃先後方の流れおよび発生うずの周波数を求めるため、ソーモデルに熱線プローブを取り付け、熱線風速計の信号からパーソナルコンピュータによって波形解析を行っている。熱線プローブは、図2-4に示したようにソーモデルの円板の縁から半径方向に設けられた穴に差し込まれ、さらにディスクの側面においてビスで固定されている。測定位置の移動は、このビスを緩めて行われる。また、プローブ本体はセラミック製であるため、破損を防止する意味でステンレス製のホルダーにより保護している。

刃先付近の流れの測定では、円柱刃先前方に取り付けたプローブ（図2-4(a)）により刃先への空気流入平均速度を測定している。また、刃先後方に取り付けた平行流形プローブ（図2-4(b)）により後流うずの測定を行っている。熱線プローブの校正は、円板に取り付けた状態でスリッピングを介して行っている（図2-5参照）。熱線プローブには既製品を用い、使用する度に校正を行っている。校正線図の一例を図2-6に示した。流速と出力電圧の関係は二次曲線で近似され、この近似式から流速を算出している。

また、ソーモデルの振動による発生音をできるだけ低減させるため、ソーモデルの両側から円板と同径の防振ゴム（厚さ1mm）及び厚さ5mmのアルミニウムの円板ではさんでいる。ソーブレードの側面に取り付けた小型振動加速度計により、各回転数におけるブレードの振動を周波数分析した結果、振動の卓越周波数は風切り音の卓越周波数に比べて十分低い所に現れ、レベルも小さいことが確認され

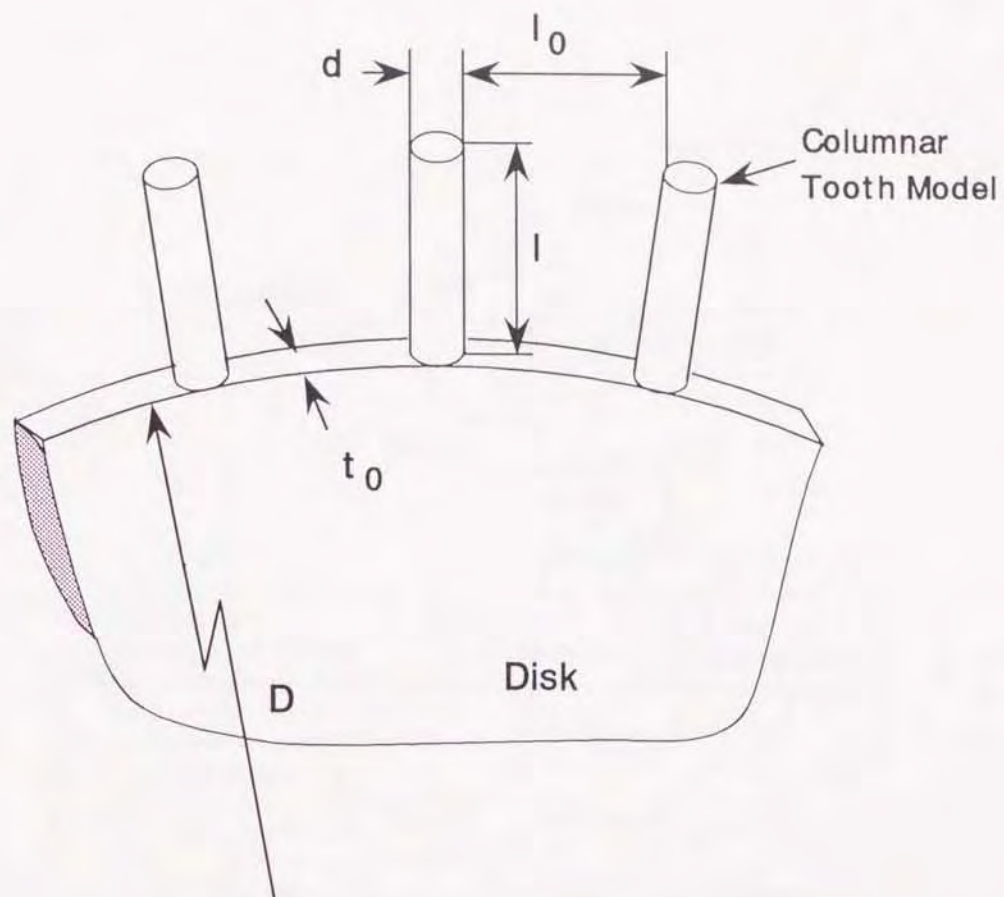


図2-2 ソーモデルの概略図

表2-1 使用したソーモデルの寸法および概要

Disk Diameter D (mm)	Thickness t_0 (mm)	Tooth Length l (mm)	Tooth Diameter d (mm)
220	22	20 ~ 100	3 ~ 12
240	22	20 ~ 100	3 ~ 12

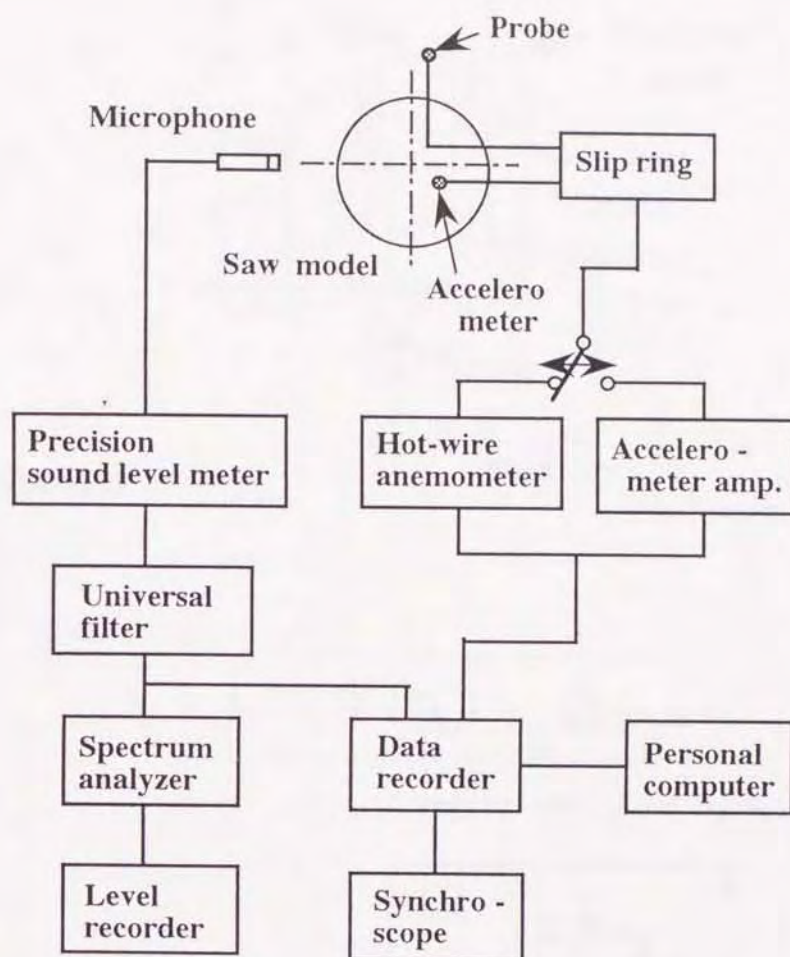
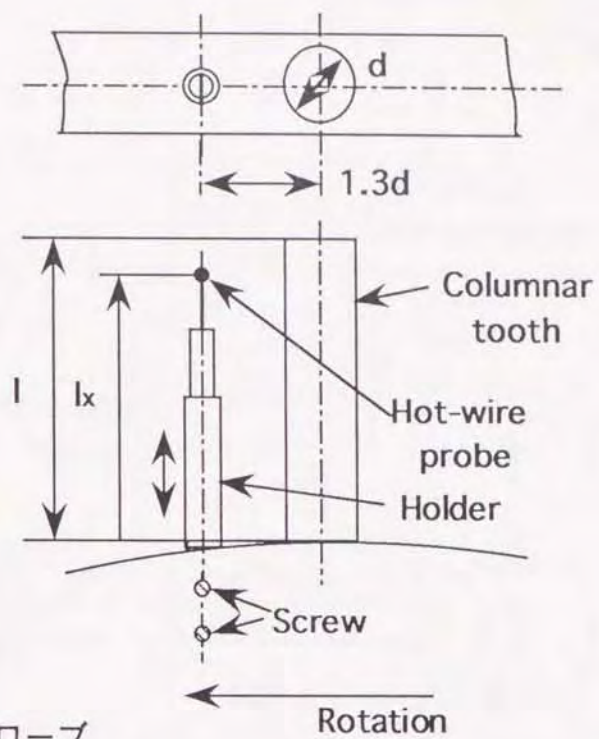
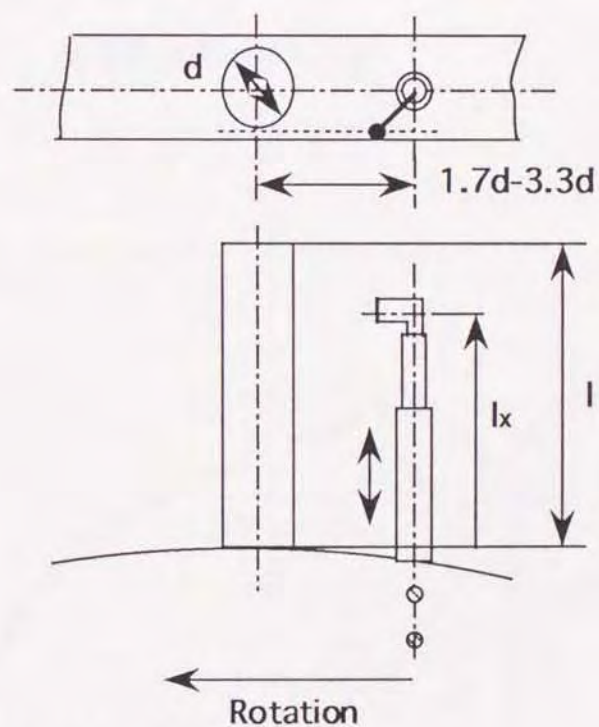


図2-3 測定方法のブロック図



(a) 標準直線プローブ



(b) 平行流形プローブ

図2-4 熱線プローブの取付方法

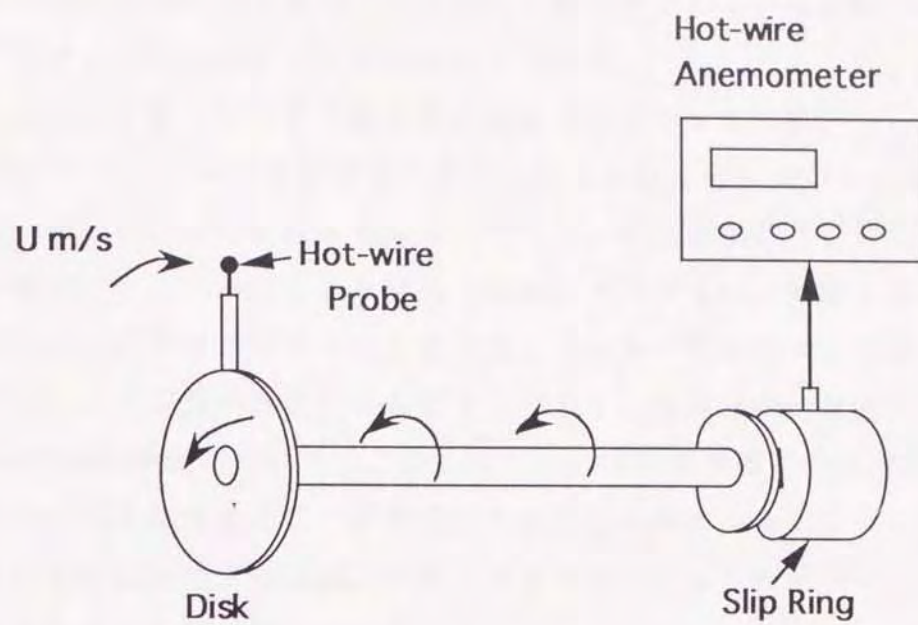


図2-5 熱線風速計の校正方法

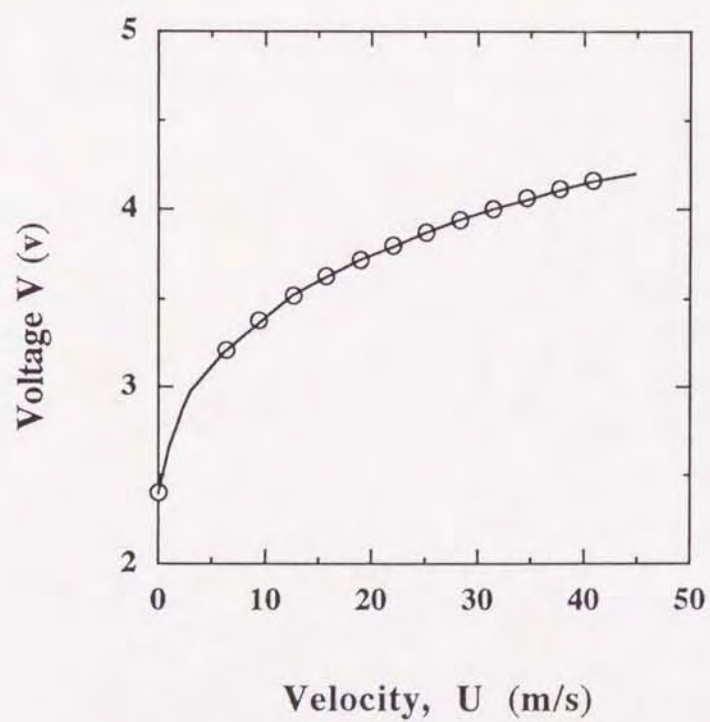
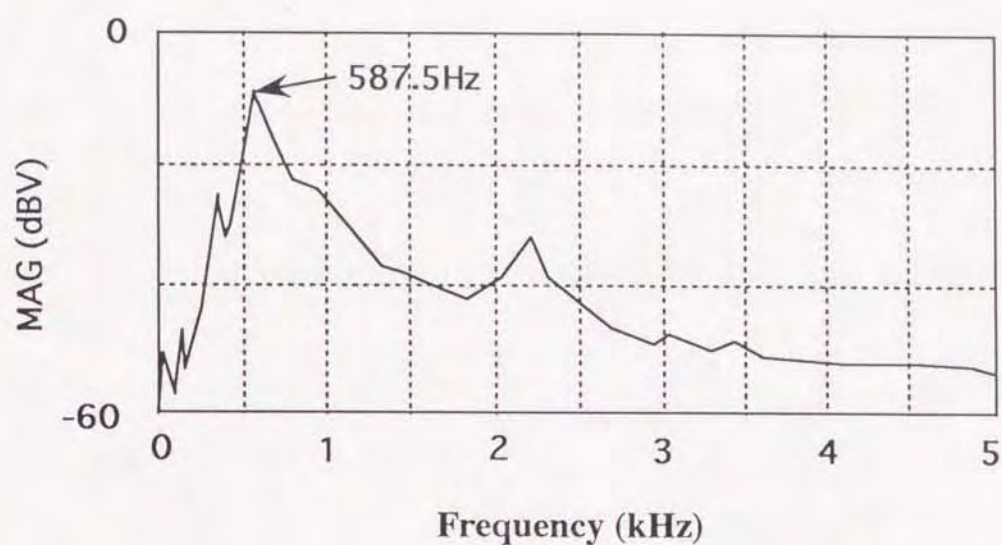


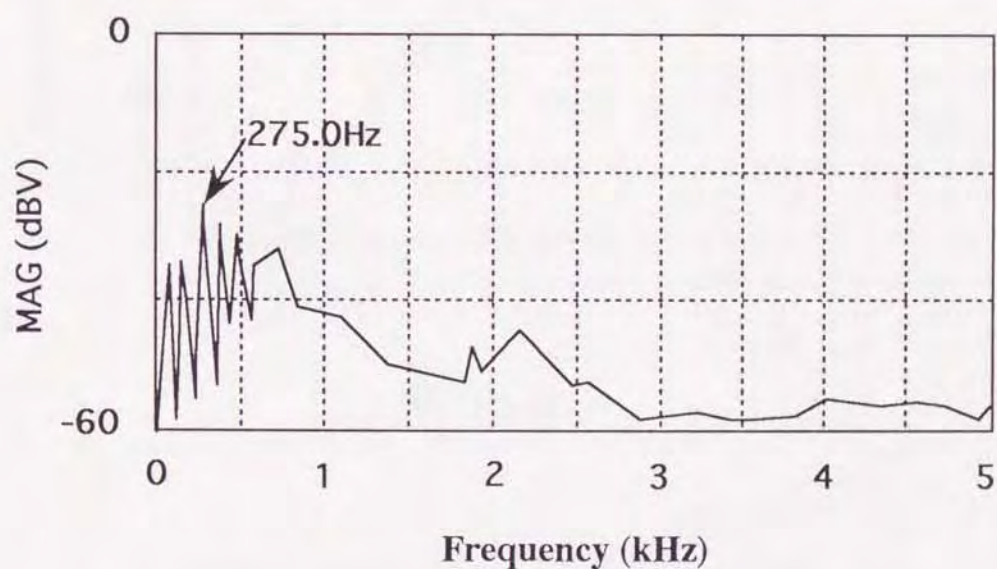
図2-6 校正線図

ている（図2-7参照）。また、このサンドイッチ構造によりうず励振によるロックイン現象が防止された。図2-8 は、防振をほどこした場合とそうでない場合のソーモデルからの風切り音の卓越周波数の変化を示している。明らかに、防振したソーモデルではロックイン現象が消えている。

音を測定する際、モータや軸受等の駆動音を遮音するため、ソーモデルは、内寸法 $1.7 \times 1.7 \times 1.7 \text{ m}^3$ の半無響室の中に入れて実験を行っている。製作した簡易無響室の構造は、図2-9 のようになっている。内壁側面および天井は、グラスウール吸音ボード（20mm厚）と空気層（30mm）で構成され、外壁を遮音シートで覆っている。床面のみコンクリート床となっている。図2-10は、本簡易無響室の吸音特性として逆二乗特性を測定したものである。各周波数の純音において、ほぼ6dB/ddで距離減衰している。このことから、本簡易無響室では音源から約60cmまでは十分に自由音場として使用可能であることがわかる。また、図2-11に示したように回転装置の駆動音は、対象となる風切り音に比べ十分レベルが小さく、その卓越周波数も低い値となっている。



(a) Aerodynamic Noise



(b) Saw Disk Vibration

図2-7 風切り音とソーディスクの振動の周波数分析結果
 (主軸回転数 $n=3000\text{rpm}$, ソーディスク径 $D=220\text{mm}$,
 刃数 $N=10$, $d=10\text{mm}$, $l=40\text{mm}$)

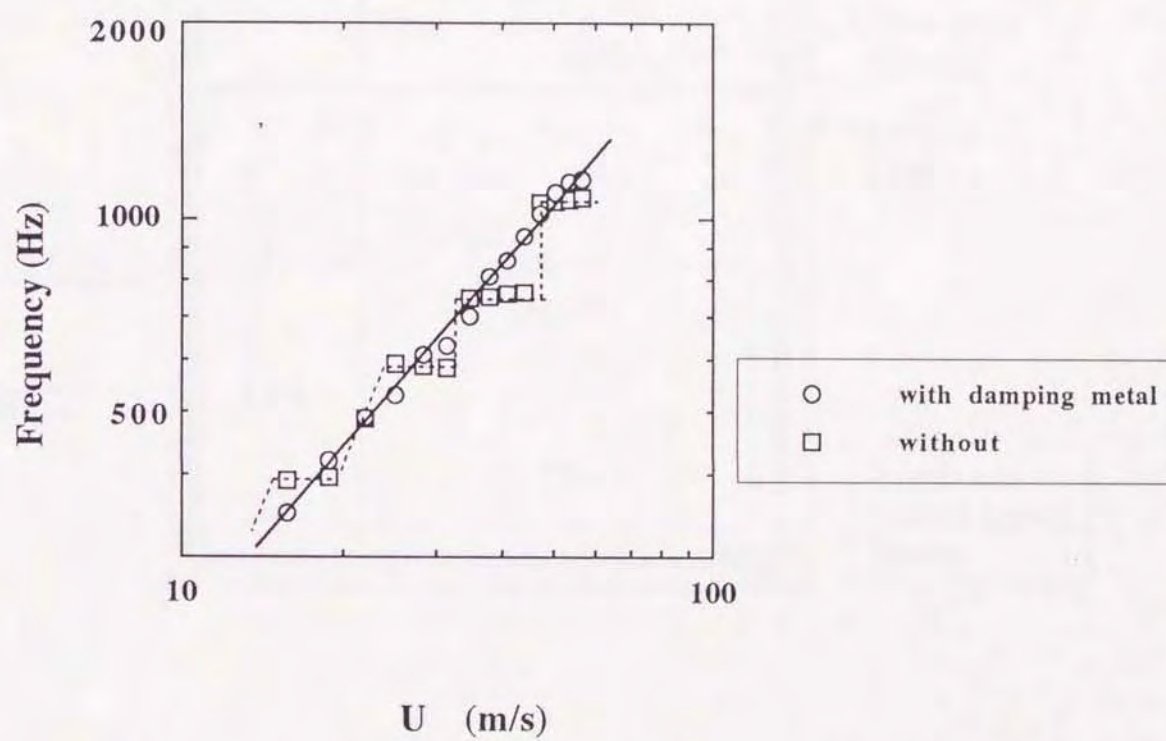


図2-8 防振によるロックイン現象の消滅

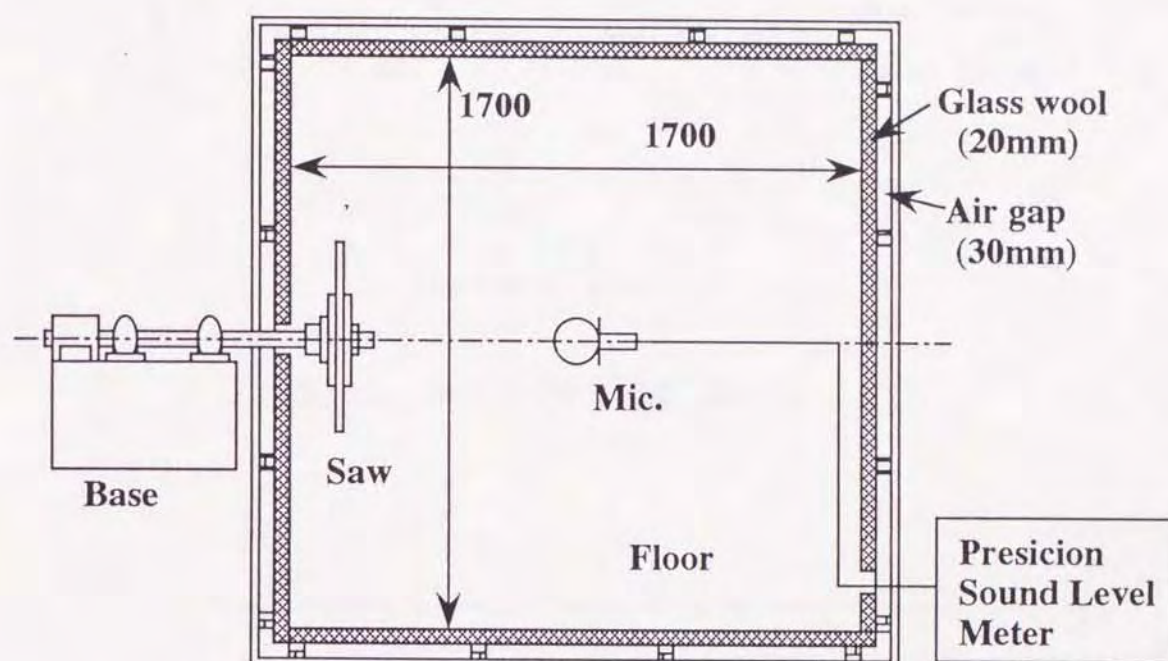


图2-9 简易无响室

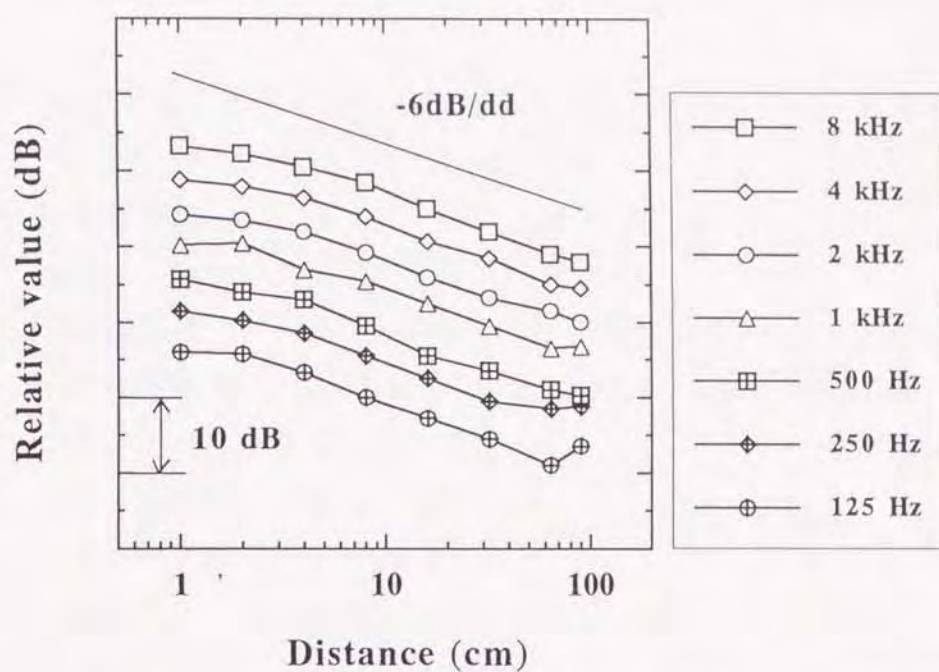


図2-10 本簡易無響室の逆二乗特性

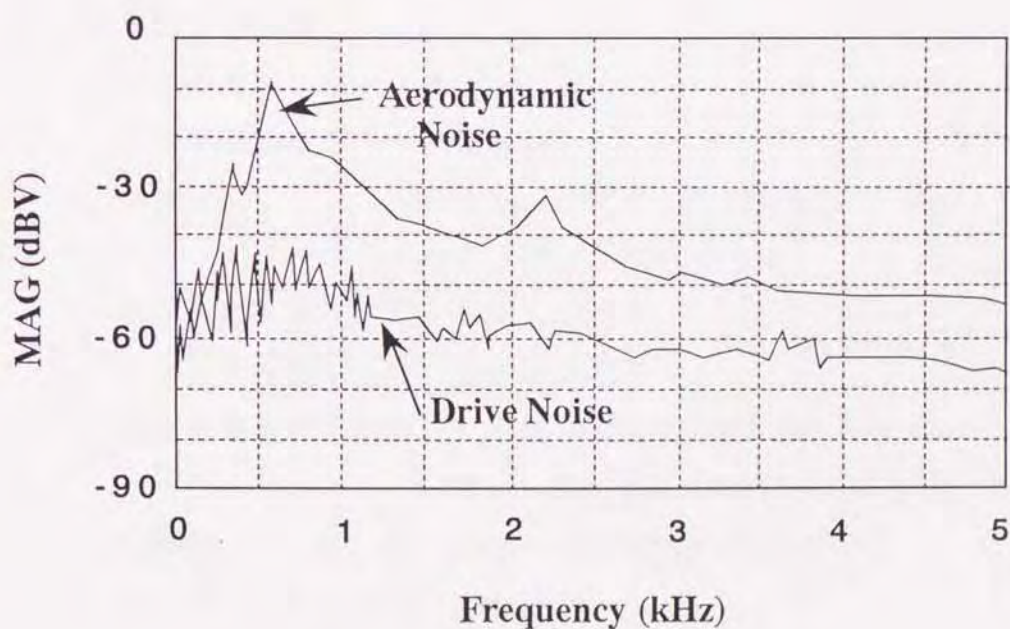


図2-11 回転装置の駆動音の影響
 (主軸回転数 $n=3000\text{rpm}$, 刃数 $N=10$, 刃先外径 $d=10\text{mm}$,
 刃先長さ $l=40\text{mm}$)

2-3-2. 測定機器

本章および本研究に使用した主な測定機器および使用器具は、以下の通りである。

(1) 精密騒音計

リオン社製	NA-40
測定範囲	音圧レベル 35~130dB(A, FLAT, 20~20kHz)
周波数特性	2~70kHz ±3dB(A, FLAT, 20~20kHz)

(2) コンデンサ マイクロホン

リオン社製	UC-30
外径	1/2インチ
感度	-26dB (0dB=1V/Pa)
容量	18pF (pV200V)
周波数特性	10~20kHz (±1dB)

(3) スピーカ

FOSTEX社製	FD101
直径	100mm

(4) 雑音信号発生器

リオン社製	SF-05
信号周波数範囲	20~20kHz
発生雑音	ホワイトノイズ、ピンクノイズ、オクターブバンドノイズ

(5) FFT デジタル スペクトラム アナライザ

小野測器社製	CF-930
チャンネル数	2チャンネル
周波数軸分析レンジ	1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1k, 2k, 5k, 10k, 20k, 40k(15レンジ)
分解能	分析レンジの1/400 (1024点)
ダイナミックレンジ	72dB以上

(6) 音響インテンシティ計測装置

構成： 小野測器社製 FFT デジタル スペクトラム アナライザ CF-930
 音響インテンシティプロブ CM-202
 マイクロホンアンプ、リモートボックス CF-902T
 H P 社製 PS-9000, 216 デスクトップ・コンピュータ
 拡張解析ソフトウェア(AI-110)
 マイクホン： 1/2, 1/4 インチ型コンデンサマイクホン対面配置
 50~10kHz
 測定点数 最大 400 点

(7) 振動加速度計

PCB ピエゾトロンクス社製 PCB-303A
 アンプ 内蔵型
 重量 2g
 周波数範囲 1~10kHz
 固有振動数 70kHz (取付け時)

(8) 熱線風速計

日本科学工業社製 KANOMAX SYSTEM 7106
 チャンネル数 1 チャンネル
 周波数特性 100kHz(100m/sec時)リニアライズ出力
 140kHz(100m/sec時)ノンリニアライズ出力
 最大加熱電流 1.2A 空気300m/sec(5 μ φタングステン)

(9) 熱線プローブ

日本科学工業社製 MODEL 0251-T5
 プローブタイプ 標準直線プローブ
 線材 5 μ φタングステン
 センサ長さ 1mm

(10) 熱線プローブ

日本科学工業社製 MODEL 0248-T5
 プローブタイプ 平行流形プローブ
 線材 5 μ φタングステン

- | | |
|-------|------|
| センサ長さ | 1 mm |
|-------|------|
- (11) スリップリング
- | | |
|----------|---------|
| 日本電気三栄社製 | 9E06-S1 |
| 入出力端子 | 5 ch |
| 最高回転数 | 7500rpm |
- (12) データレコーダ
- | | |
|--------|----------------------------|
| SONY社製 | NFR-3730 |
| チャンネル数 | データ専用 8 ch データ/ANN 1 ch |
| テープ速度 | 76.20, 38.10, 9.52 cm/sec |
| 周波数特性 | DC~10kHz(76.20 cm/sec時) |
| (S/N) | 51dB |
| 歪率 | 2.0%以下(全帯域) |
| 入力レベル | ±1V~±10V peak 10段ステップ |
| 出力レベル | ±1V peak |
- (13) テクニカルコンピュータ
- | | |
|--------|-------------------------------|
| TEAC社製 | PS-9816 |
| CPU | ヒトロ-ラMC68000 (クロック8MHz、32bit) |
| メモリ | 2.5M バイト |
| 使用言語 | BASIC 5.1 |
- (14) 周波数分析器
- | | |
|-------|--------------|
| リオン社製 | SA-35 |
| 方式 | 能動形狭帯域フィルタ |
| 周波数範囲 | 2~20kHz 連続可変 |
- (15) 万能分析器
- | | |
|-------|--|
| リオン社製 | SA-33D |
| フィルタ | ALL-PASS, LOW-PASS, HIGH-PASS, BAND-PASS |
| 周波数範囲 | 1.8~22.4kHz |
| 周波数特性 | DC~200kHz ±1dB以内 |

(16) オシロスコープ

ケンウッド社製	CS-4025
チャンネル数	2ch
感度	1mV・2mV/div \pm 5%, 5mV \sim 5V/div \pm 3%
周波数特性	DC:DC \sim 20MHz, -3dB以内 (5mV \sim 5V/div) AC:10Hz \sim 20MHz, -3dB以内 (1mV \sim 2mV/div)

(17) 回転計

シンボ工業社製	DT-5AP
デジタル式回転計	
測定範囲	10 \sim 99999rpm
測定精度	\pm 0.008% 1digit

(18) サーボモータ

神鋼電機社製	ACサーボモータ	BLS-E-22-A
定格出力	2.2kW	
定格トルク	143Kgc \cdot m	
最大許容回転数	1800rpm	

(19) サーボドライバ

神鋼電機社製	SSDE-WS-22A
仕様	速度制御
主電源	AC3相
制御電源	AC単相

(20) フローコントローラ

小島製作所社製	サーマルマスフローコントローラ	MODEL HFC-203C
流量レンジ	0 \sim 300 NLPM	
気体	AIR	

(21) 流量計

小島製作所社製	MODEL RK 1900V
方式	面積式流量計
流量レンジ	0 \sim 300 l/min
精度	フルスケール \pm 5%以内

(22) エア コンプレッサ

日立製作所社製	2.2U-7V 5/6
運転方式	自動アンローダ式
最大使用圧力	6.68×10^5 Pa
吐出容積	310 l/min

(23) 真空ポンプ

佐藤真空機械工業社製	UST-300
排気量	300 l/min

2-4. 実験結果および考察

2-4-1. 刃先近傍における流れ

丸ノコのディスク上の流れは、回転円板表面上の流れとほとんど同じと考えられる。Gregoryら⁽⁶⁾は、回転時の滑面円板表面上における流れ場の測定を行い、 $Re_r = r^2 \Omega / \nu > 1.9 \times 10^5$ では境界層は不安定になり、 $Re_r > 2.8 \times 10^5$ で乱流になることを示した。ここで、 Re_r は円板の半径 r 、角速度 Ω を基にしたレイノルズ数である。彼らの行った円板周囲における流れ場の測定結果の概略を図2-12に示した。円板上の空気は、円板の回転に伴って引きずられるようにして円板の外周方向に流されていく。そのため軸方向からの流れが円板表面へ流入される。回転方向の流速 V_θ は、円板の表面に近いほどまた外周へ行くほど大きくなっている。半径方向の流速 V_r は、円板上方のある点で最大となっている。また円板の周辺部では、この V_r は回転方向の流速 V_θ に比べると非常に小さくなっている。

刃先における流れを観察するために、油膜法による可視化を行った。光明丹をタービン油で溶いたものを刃先表面に塗布し、そして一定時間回転させた後に紙へ転写して流線を観察した。その刃先表面の空気の流れの様子を図2-13(a)に、転写図を図2-13(b)に示した。図2-13(b)左に示したように、比較的刃間げきの大きい $\delta = 38.3$ ($N = 4$) の場合の転写図を見ると、刃先に付着した空気はある角

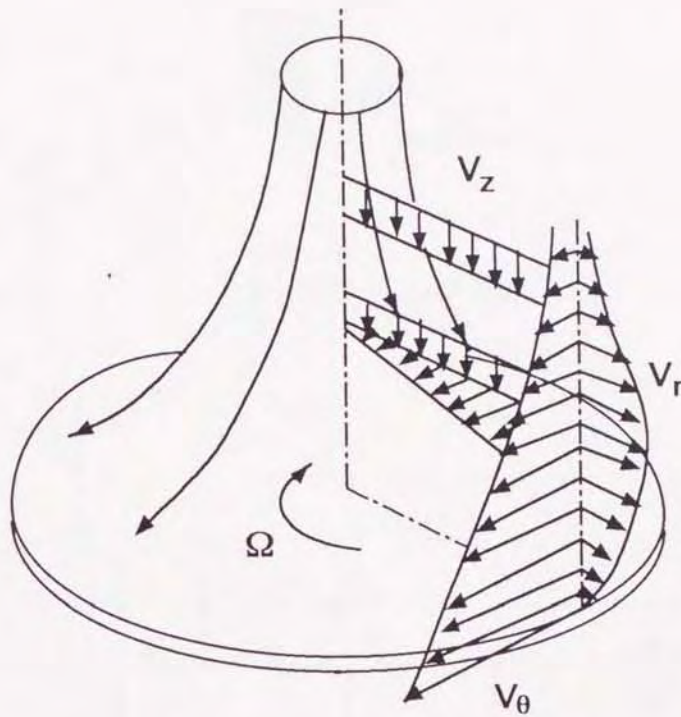
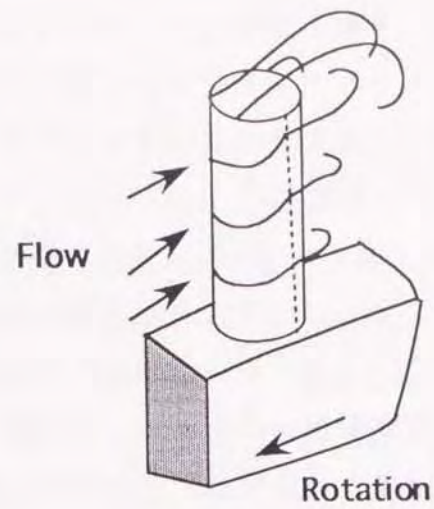
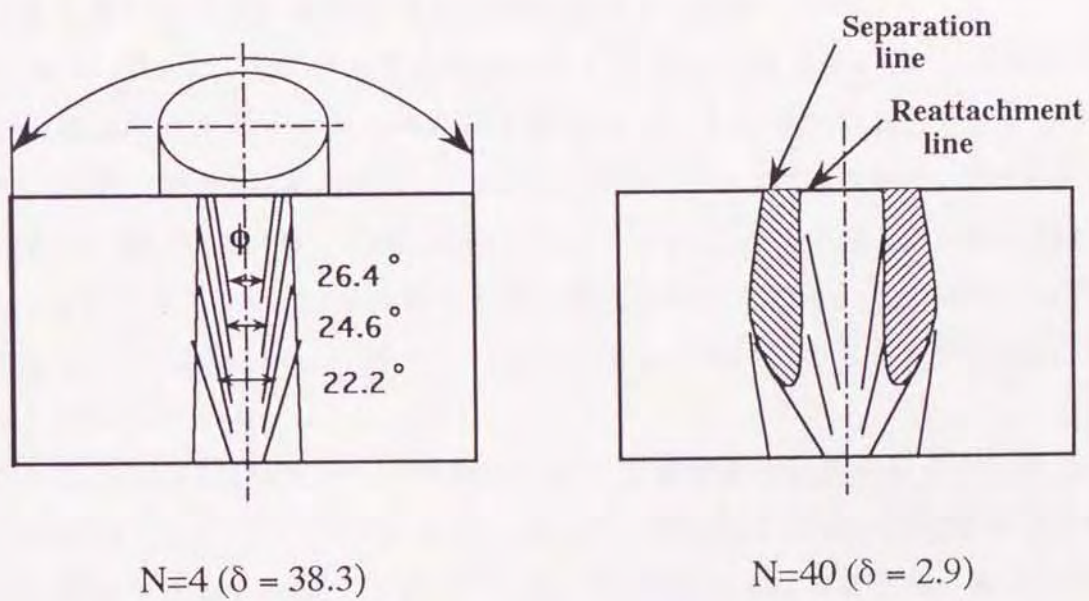


図2-12 円板状工具のディスク表面上の流れ
(Gregoryら⁽⁶⁾による；流速 V_θ V_r V_z
は、絶対速度)



(a) 刃先における流れ



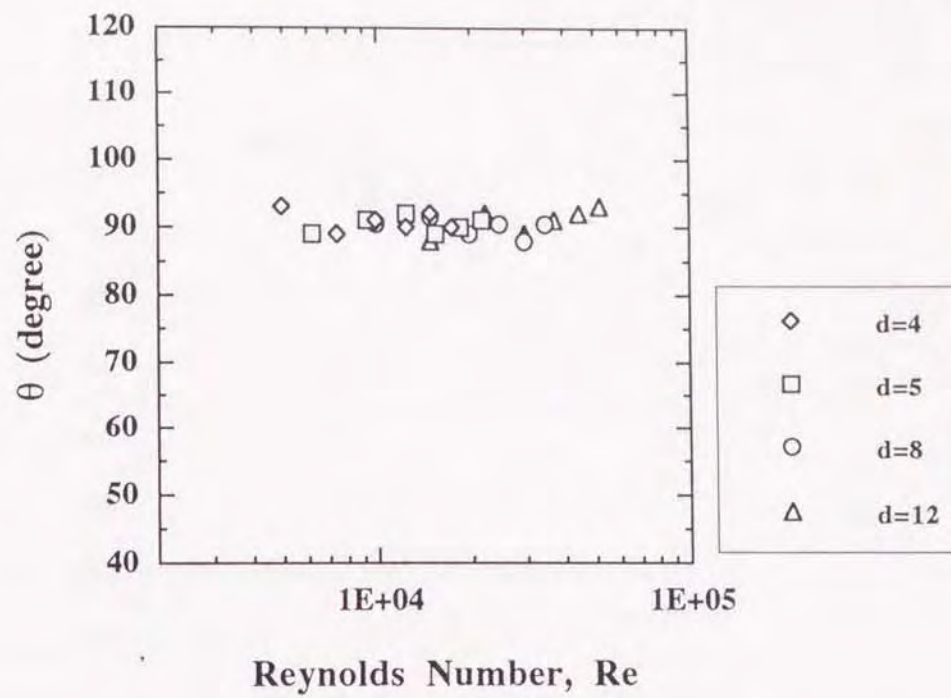
(b) 刃先表面の流れの転写図

図2-13 刃先における流れの様子

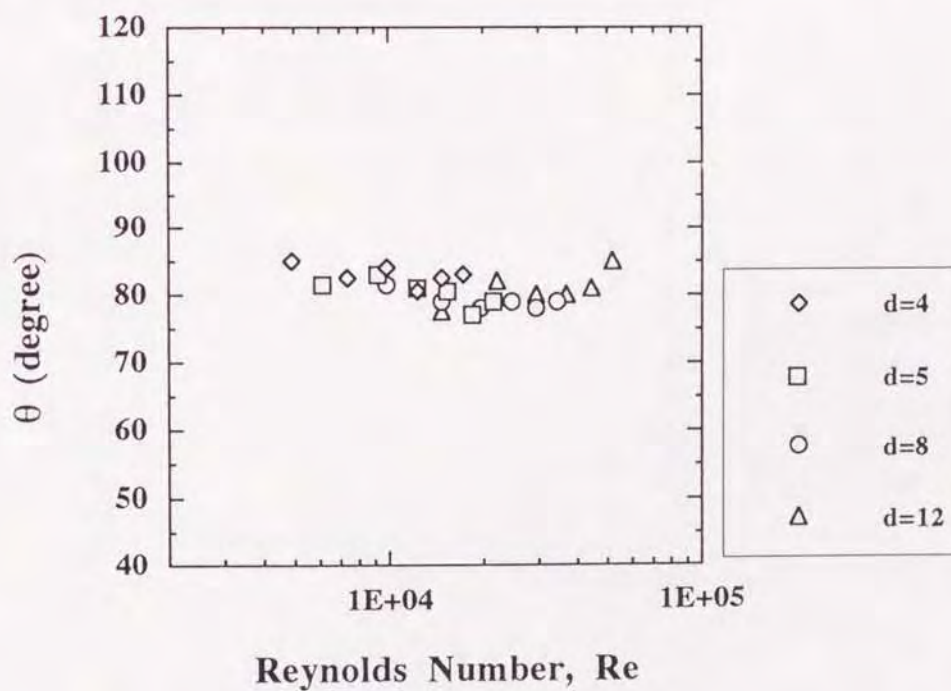
度 ϕ で刃先先端に向って流れ、その後はく離することがわかる。また、この角度 ϕ は刃先の先端に近づくほど大きくなっている。これらのことから、刃先では回転方向の流れのほかに半径方向の流れも大きく、また流れのはく離位置は刃先先端ほど早くなっている。また、図2-13(a)に示したように円柱刃先先端では、二次元流中に置かれた有限円柱⁽⁷⁾と同じように、円柱先端のエッジからはく離した流れが刃先後方に縦うずを形成していると考えられる。さらに、図2-13(b)右に示したように、刃間げきが小さい $\delta = 2.9$ ($N = 40$) の場合では、刃先先端の $l_x/l = 0.25 \sim 1.0$ の範囲で、流れの再付着が観察された。これらの観察結果は、二次元流れの中に置かれた直列円柱群まわりの流れ特性に良く一致している。例えば、直列2円柱まわりの流れ特性の研究によれば、ある2円柱中心軸間隔で流れの諸特性が急変する臨界間隔が存在する⁽⁸⁾。すなわち、比較的刃間げきが大きい $\delta = 38.3$ のような臨界間隔以上では、上流側円柱刃先からはく離せん断層は、下流側の刃先前方に巻き込み、後流うずが形成される。これに対し、刃間げきが小さい $\delta = 2.9$ のような臨界間隔以下では、はく離せん断層は下流側の円柱刃先に再付着し、刃先と刃先の間には準定常うずが形成される。

図2-14(a), (b)は、刃間げきの影響が少ない条件(刃数 $N = 2$) で、刃先の外径および周速を種々変化させたときのはく離角を示したものである。レイノルズ数は、 $Re = 4.9 \times 10^3 \sim 5.2 \times 10^4$ ($Re_r = 2.6 \times 10^4 \sim 9.1 \times 10^4, r = 150$ において) の範囲にある。図2-14(a)は、刃元に近い $l_x/l = 0.25$ におけるはく離角を、図2-14(b)は、刃先先端 $l_x/l = 0.94$ におけるはく離角を示している。このレイノルズ数の範囲では、刃元に近いところではく離角はほぼ $\theta \approx 90^\circ$ となり、刃先先端では $\theta \approx 80^\circ$ となっている。

さらに図2-15(a), (b)は、はく離角に対する刃間げきの影響を示したものである。図2-15(a)に示したように、刃元付近($l_x/l = 0.25$) では、刃間げきが比較的大きい範囲でほぼ $\theta \approx 90^\circ$ を示し、刃間げきが小さくなるほどはく離点が後退し、はく離角は大きくなっている。また、図2-15(b)に示したように刃先先端付近($l_x/l = 0.94$) では、刃間げきが大い範囲でほぼ $\theta \approx 80^\circ$ を示し、刃間げきが小さくなるにつれてはく離角は大きくなる。刃先先端付近では、流れの再付着が、刃間げき $\delta \leq 9.5$ の範囲で観察された(図中の記号 Δ)。この再付着点は、刃間げきが小さくなるほど後退している。以上のように刃間げきが小さくなり、

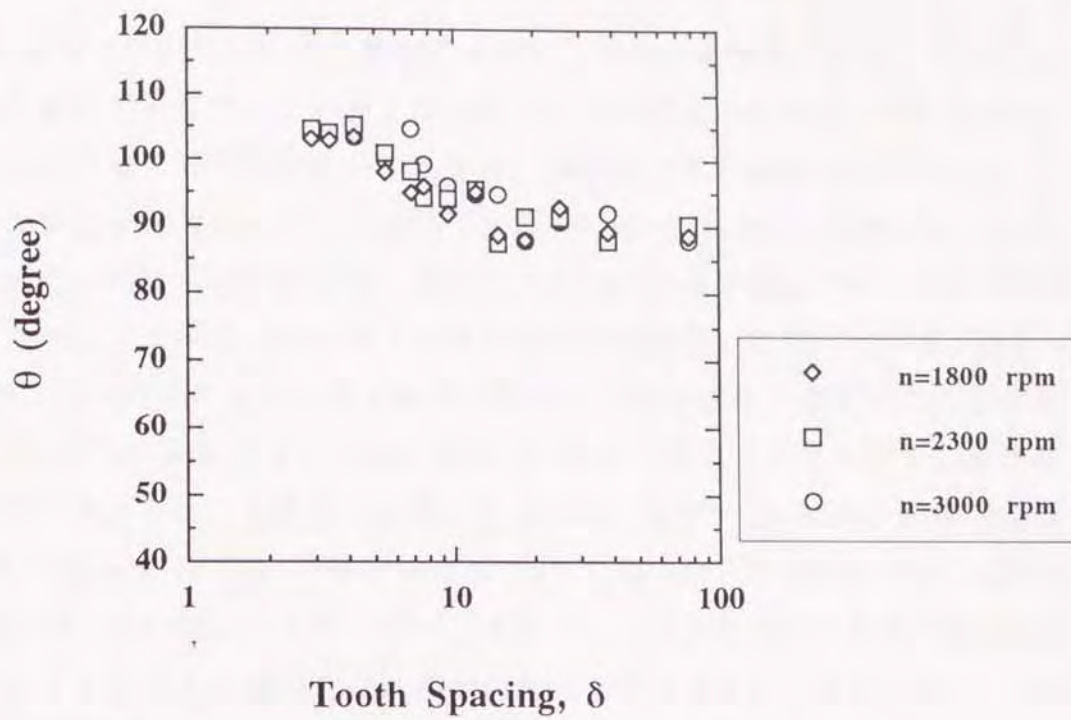


(a) 刃元付近($l_x/l=0.25$)におけるはく離角

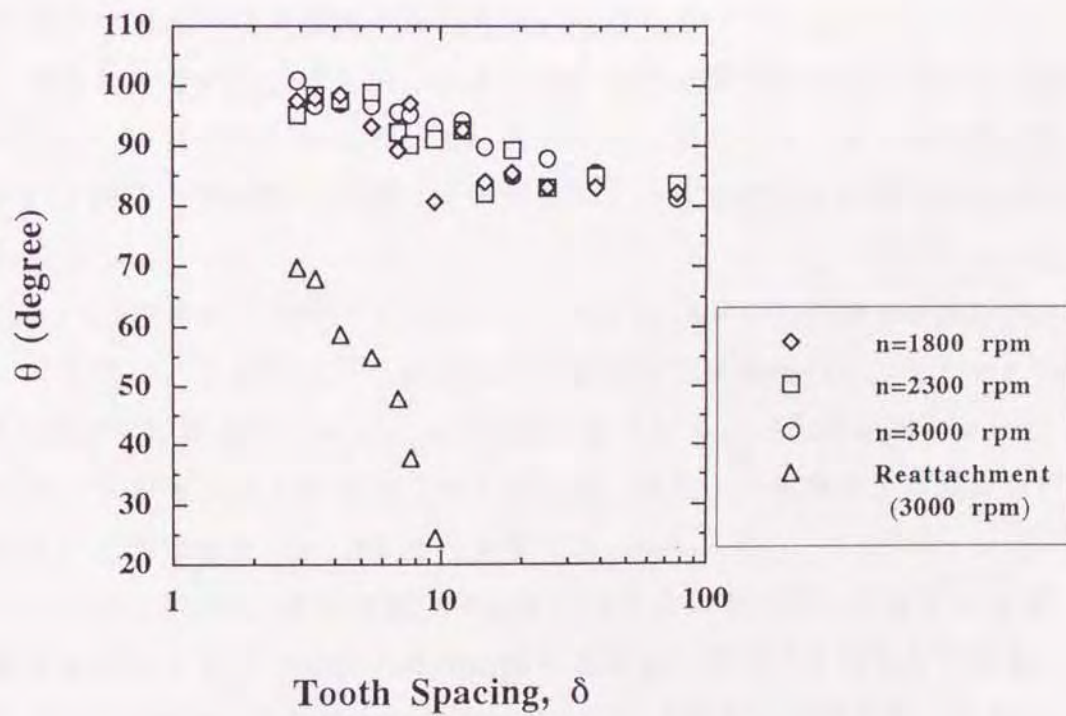


(b) 刃先先端付近($l_x/l=0.94$)におけるはく離角

図2-14 レイノルズ数に対するはく離角の変化
(ソーモデルの直径 $D_0=340\text{mm}$, 刃数 $N=2$, 刃先長さ $l=50\text{mm}$)



(a) 刃元付近 ($l_x/l=0.25$) におけるはく離角



(b) 刃先先端付近 ($l_x/l=0.94$) におけるはく離角

図2-15 刃間げきに対するはく離角の変化

(ソーモデルの直径 $D_0=300\text{mm}$, 刃先長さ $l=40\text{mm}$, 刃先外径 $d=6\text{mm}$)

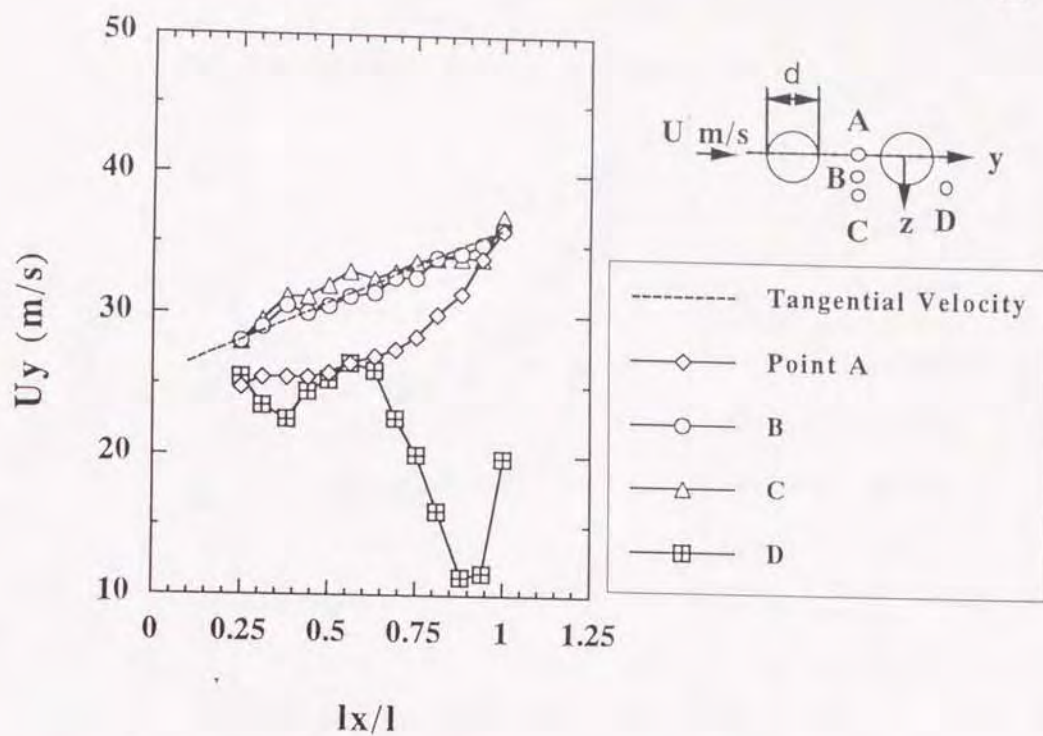
$\delta \leq 9.5$ の範囲では、刃間げきの減少にともなってはく離角は大きくなる。この流れのはく離点の後退は、刃先の上流側に広く死水領域が形成されるとともに、また刃先の下流側でも死水領域が形成され、静圧が上昇するため⁽⁹⁾である。

刃先への空気の流入および流出速度を図2-4に示した方法で、熱線プローブにより測定した。円柱刃先の長手方向に対して2.5mm 間隔で熱線プローブを平行移動することによって平均流速分布（回転方向の速度成分）を調べている。図2-16(a),(b)は、刃先付近における流入速度分布および流出速度分布を示したもので、周速 $U = 36.1 \text{ m/s}$ 、刃先長さ $l = 40 \text{ mm}$ 、外径 $d = 6 \text{ mm}$ の刃先を用いている。測定点は図中に示したように、刃先の中心線上のA点 ($z = 0, y = -1.33d$)、接線方向のB点 ($z = 0.5d, y = -1.33d$)、外側のC点 ($z = 1.0d, y = -1.33d$) および下流側のD点 ($z = 0.5d, y = 0.85d$) とした。なお、座標 y, z は測定対象となる円柱刃先の中心を原点として刃先の接線方向及び法線方向の座標である。また破線は、刃先の各測定点における接線速度を示したものである。

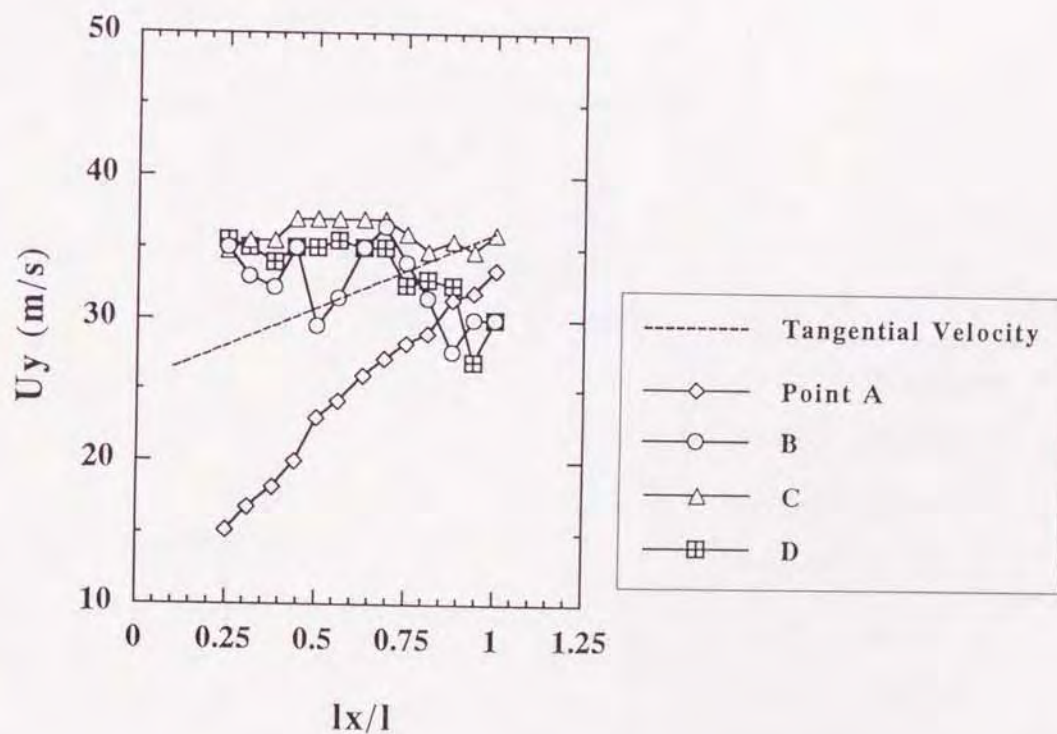
図2-16(a)に示したように刃数が少なく刃間げきが比較的大きい $\delta = 38.3 (N = 4)$ の場合、B点およびC点における流入速度分布は、ほぼ刃先の接線速度に一致している。A点では刃先先端で速度が接線速度に一致しているものの、刃元へ行くに従って、低くなっている。刃先後方におけるD点での流出速度は、刃先の先端ほど小さくなり $l_x/l = 0.875 \sim 0.938$ で、大きく落込んでいる。これは刃先の先端面からの吹き降ろし流れによる縦うずの影響により流出速度が相殺されるためと考えられる⁽⁷⁾。

これに対し、刃数が多く刃間げきが小さい $\delta = 4.2 (N = 30)$ の場合を図2-16(b)に示した。この場合、B点およびC点における速度は刃先先端付近 ($l_x/l = 0.75 \sim 1.0$) で接線速度にほぼ等しいか、または低下している。刃先の中ほどから刃元にかけては、接線速度よりも大きくなっている。また、刃先後方のD点における流出速度も、刃間げき $\delta = 38.3$ に比べ大きくなっている。

さらに図2-17(a),(b)は、流入速度（A点およびB点において）に対する刃間げきの影響を調べたものである。A点への流入速度は、刃間げきが大きい場合、例えば $\delta = 38.3 (N = 4)$ では刃先の先端において流入速度は接線速度と一致し、刃元に行くに従って低くなっている。刃間げきの値が小さくなるに従って流入速度分布も低くなっていくが、 $\delta = 12.1 (N = 12)$ より小さくなると流入速度は、

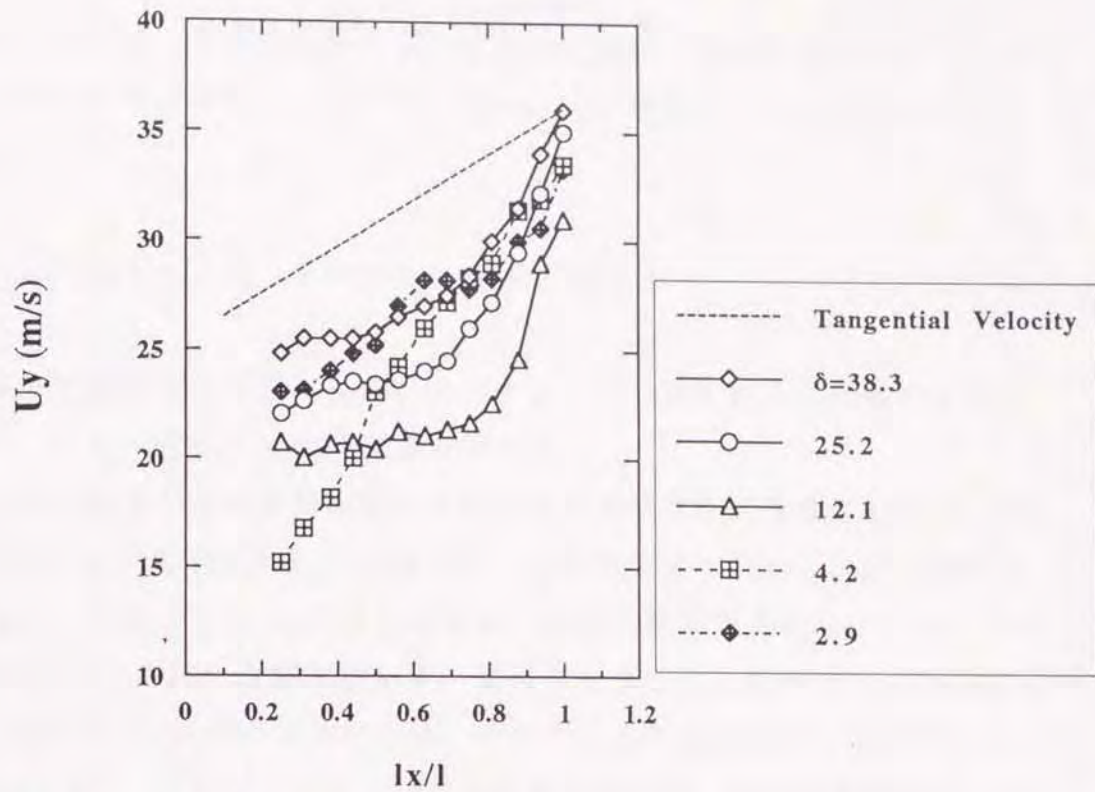


(a) 刃間げきが大きい $\delta=38.3$ ($N=4$) の場合

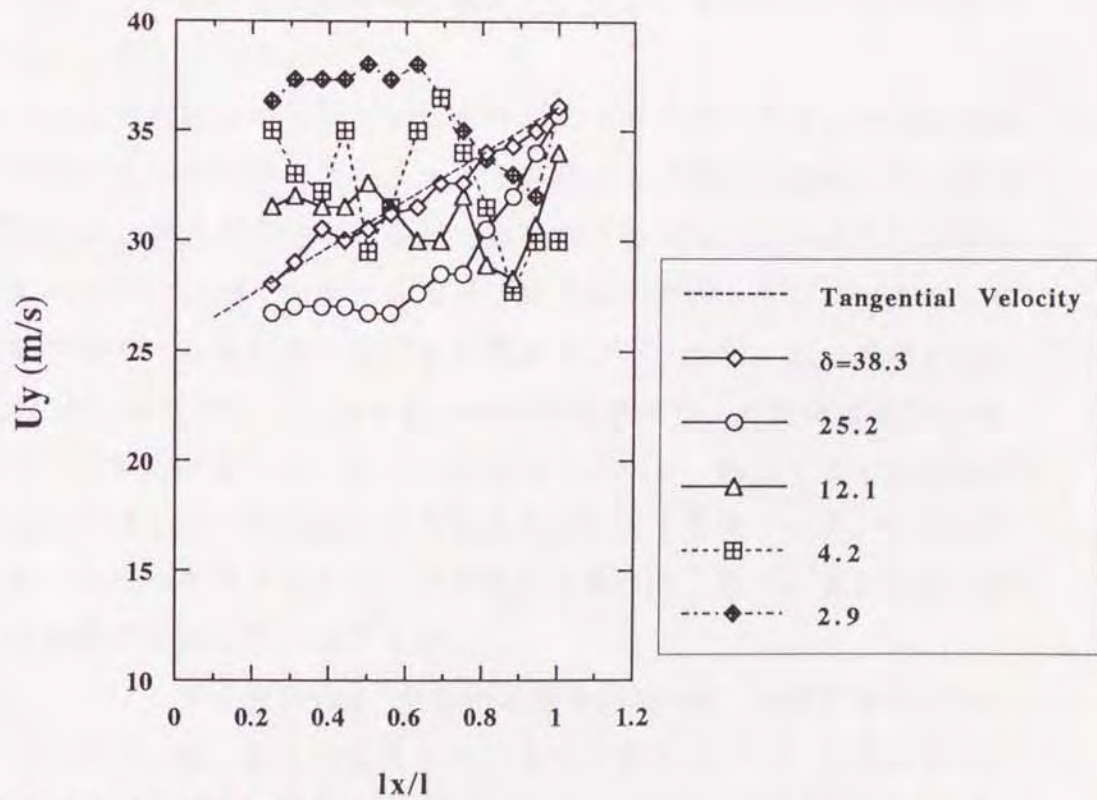


(b) 刃間げきが小さい $\delta=4.2$ ($N=30$) の場合

図2-16 刃先付近における空気の流入, 流出速度
(回転数 $n=2300$ rpm, ソーモデル直径 $D_0=300$ mm,
刃先長さ $l=40$ mm, 刃先外径 $d=6$ mm)



(a) A点における流入速度



(b) B点における流入速度

図2-17 流入速度に対する刃間げきの影響

(回転速度 $n=2300\text{rpm}$, ソーモデルの直径 $D_0=300\text{mm}$,
刃先長さ $l=40\text{mm}$, 刃先外径 $d=6\text{mm}$)

かえって上昇している。接線方向のB点への流入速度は、刃間げきが小さくなるにつれて刃元から中間にかけて ($l_x/l=0.25\sim0.63$) 増加し、接線速度より大きくなっている。

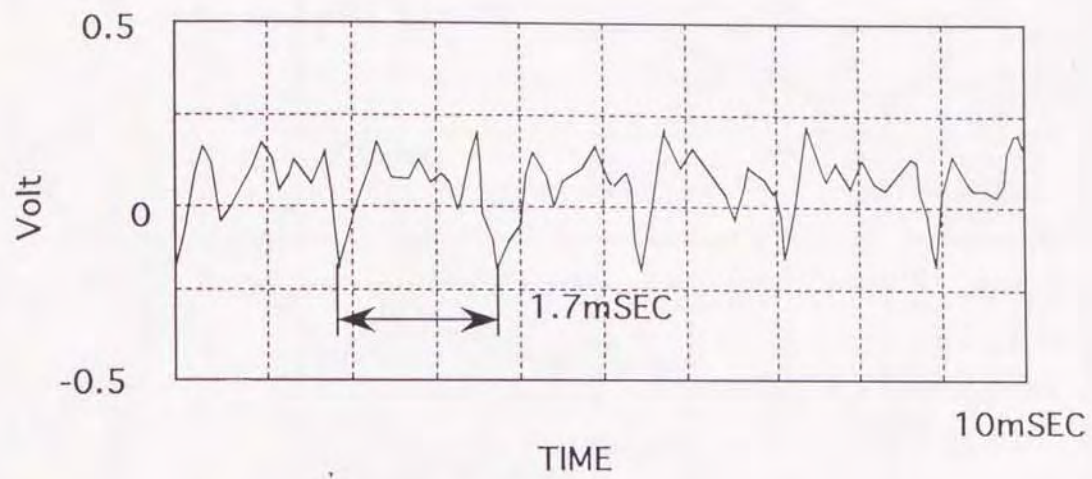
2-4-2. 刃先後方のスペクトル分布と音場との相関

次に、音源の主要因である刃先後方に発生するうずの周波数と、音場における風切り音のスペクトル分布との相関関係を調べた。

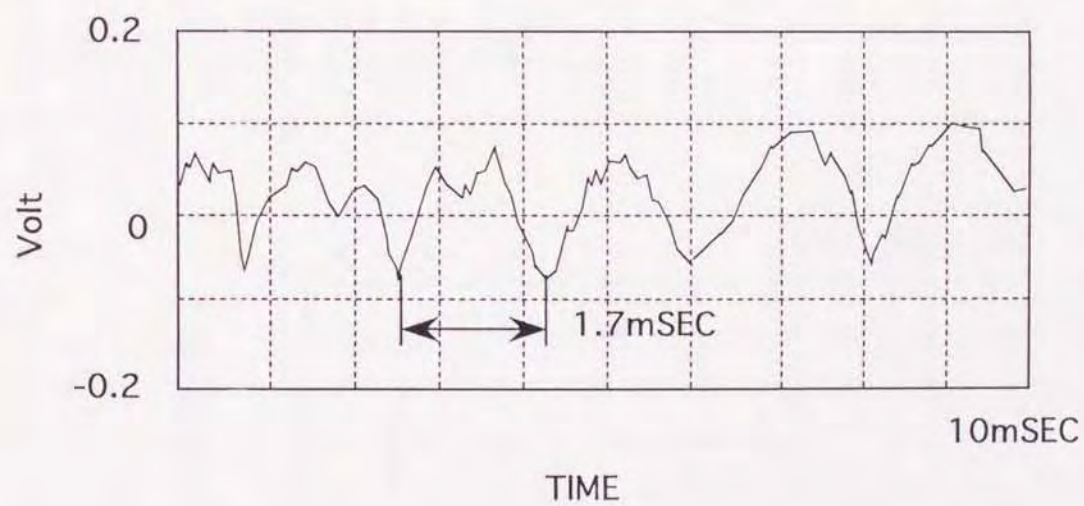
図2-18は、刃先後方の速度変動波形とそのときの風切り音の信号波形を示している。ソーブレードの径は240mm、刃数10枚、円柱刃先長さ40mm、外径10mmのソーモデルを用い、周速 $U=38.5\text{m/s}$ としている。速度変動は刃先後方のD点、刃先の長手方向 $l_x/l=0.88$ で測定している。速度変動波形と風切り音の信号の周期は、ほぼ一致し約1.7msecとなっている。これらの信号波形に対するパワースペクトルを図2-19に、クロススペクトルを図2-20に示した。速度変動波形および風切り音の周波数のピークはともに 585.9Hzを示し、一致している。クロススペクトルにおいても、この周波数が最も強く現れている。この周期的な速度変動は、うずが原因であると考えられる。

以上のことから、刃先後方の長手方向に分布するうずと風切り音との相関を調べることで、音場における風切り音のスペクトル分布との関係が明確になると考えられる。図2-21は、刃先長手方向の各測定点におけるクロススペクトル分布の変化を調べたものである。刃先先端から刃元へ行くにしたがって、ピークを示す周波数の値は低下するとともに他の周波数も現れている。特に、刃先先端の $l_x/l=1.0$ および 0.88におけるピーク周波数は強い相関を示し、その値は風切り音の卓越周波数 585.9Hzと一致している。これらのことから、風切り音の卓越周波数の原因となるうずは、刃先先端付近から発生していると推測される。このように、クロススペクトル分布におけるピーク周波数を調べることで、風切り音と相関の強いうずの周波数を知ることができる。

図2-22は、ソーブレードの径240mm、主軸回転数を2300rpm、刃間げき $\delta=38.3$ と一定にし、刃先長さを種々変化させたときの風切り音のスペクトル分布を示したものである。刃先長さが小さい $l/D=0.083$ の場合、750Hzに狭帯域のピーク



(a) 流れの速度変動の波形



(b) 風切り音の音圧信号

図2-18 流れの速度変動と風切り音の時間信号

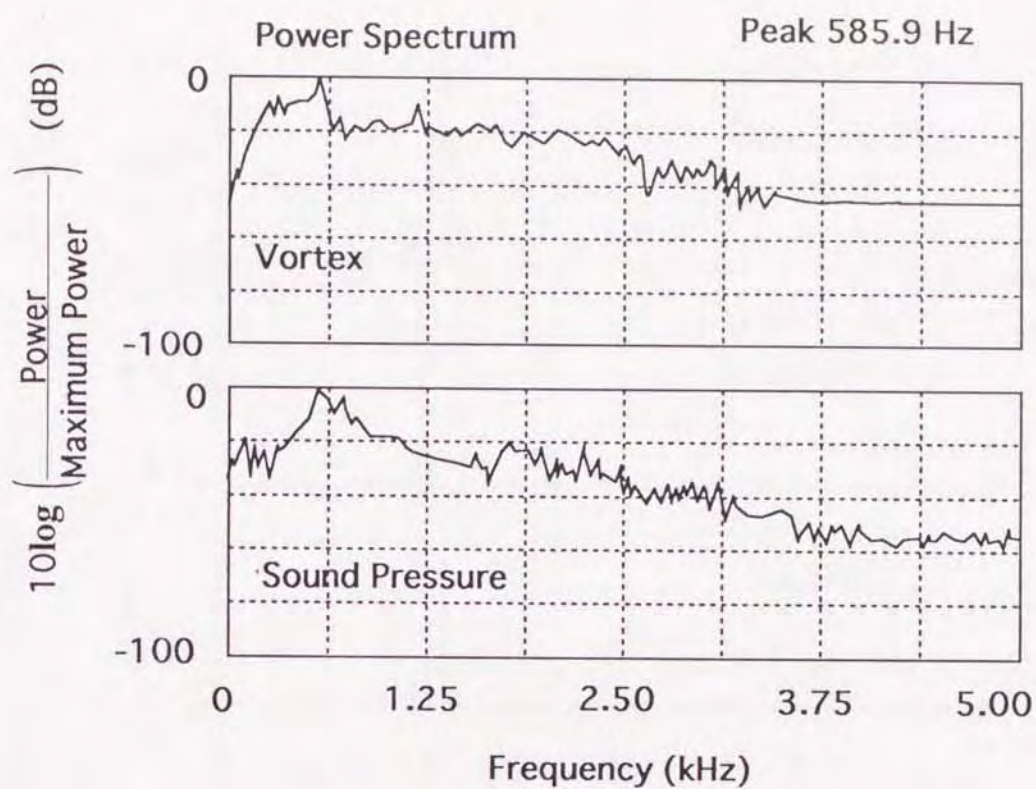


図2-19 パワースペクトル

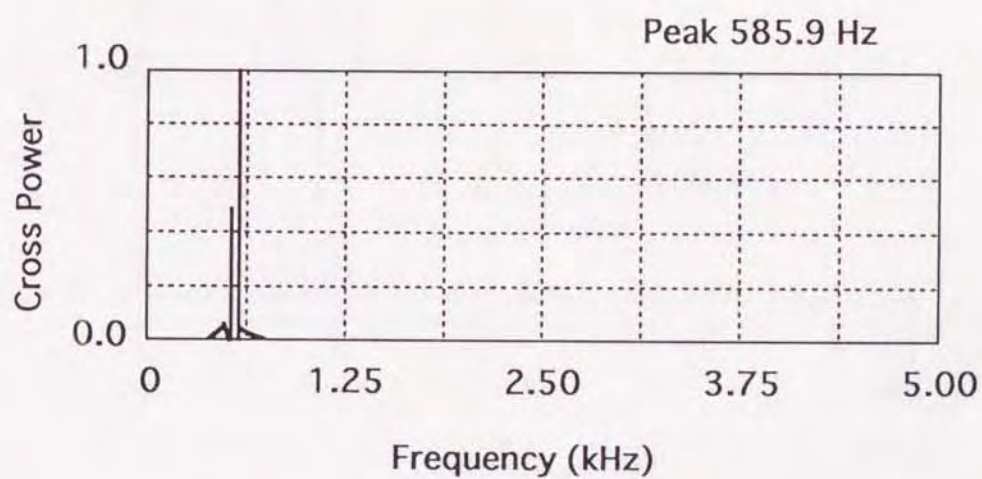


図2-20 音とうずの信号のクロススペクトル

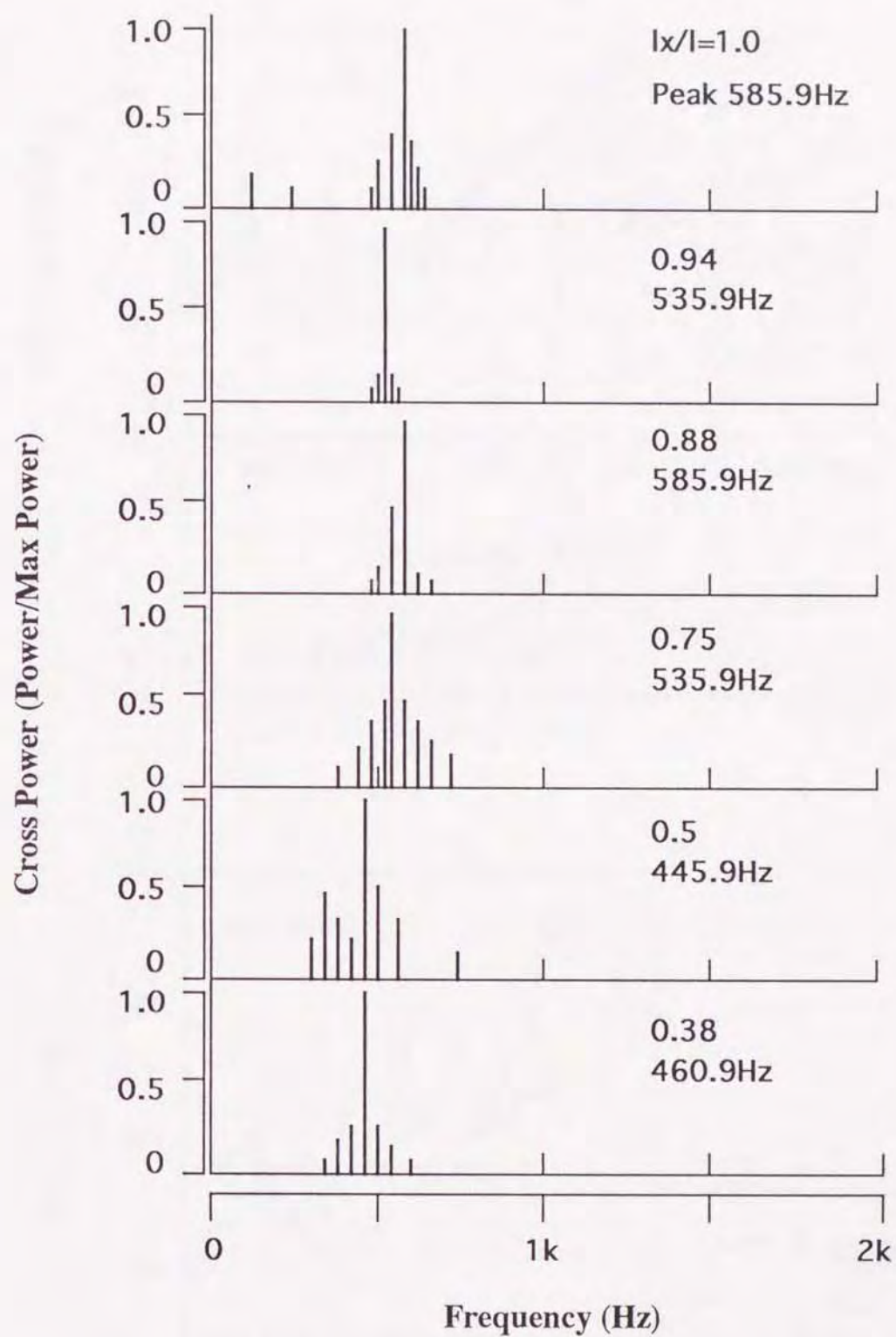


図2-21 刃先の長手方向におけるクロススペクトル分布の変化
 (刃数 $N=10$, 刃先長さ $l=40\text{mm}$, 刃先外径 $d=10\text{mm}$,
 周速度 $U=38.5\text{m/s}$)

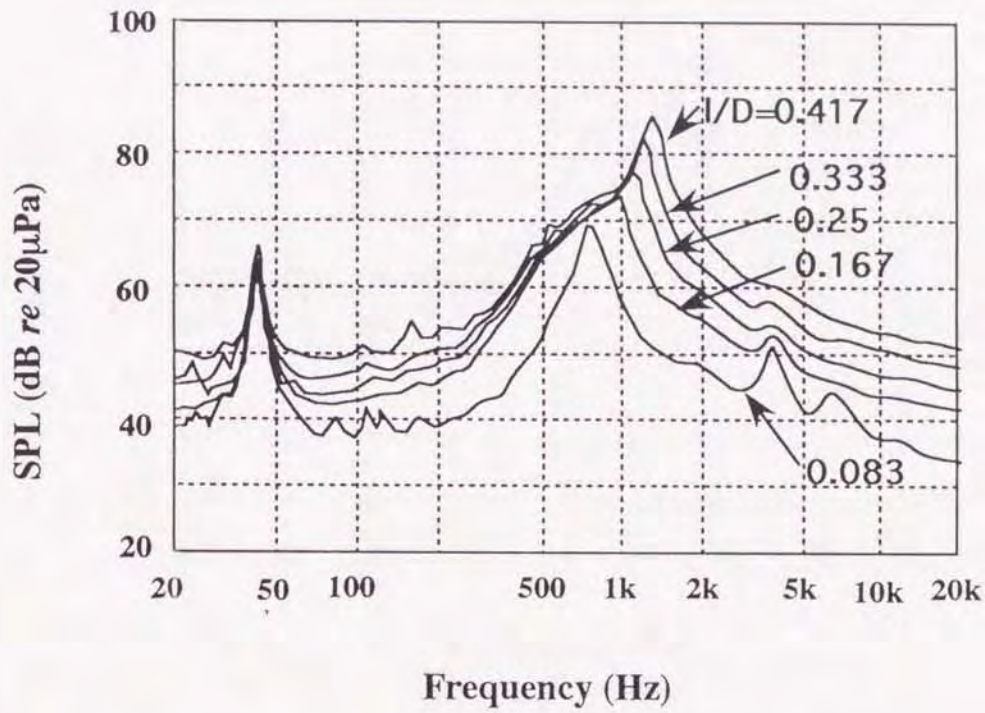


図2-22 風切り音のスペクトル分布
(主軸回転数 $n=2300\text{rpm}$, 刃数 $N=4$, ソーデディスク径 $D=240\text{mm}$, 刃先外径 $d=6\text{mm}$)

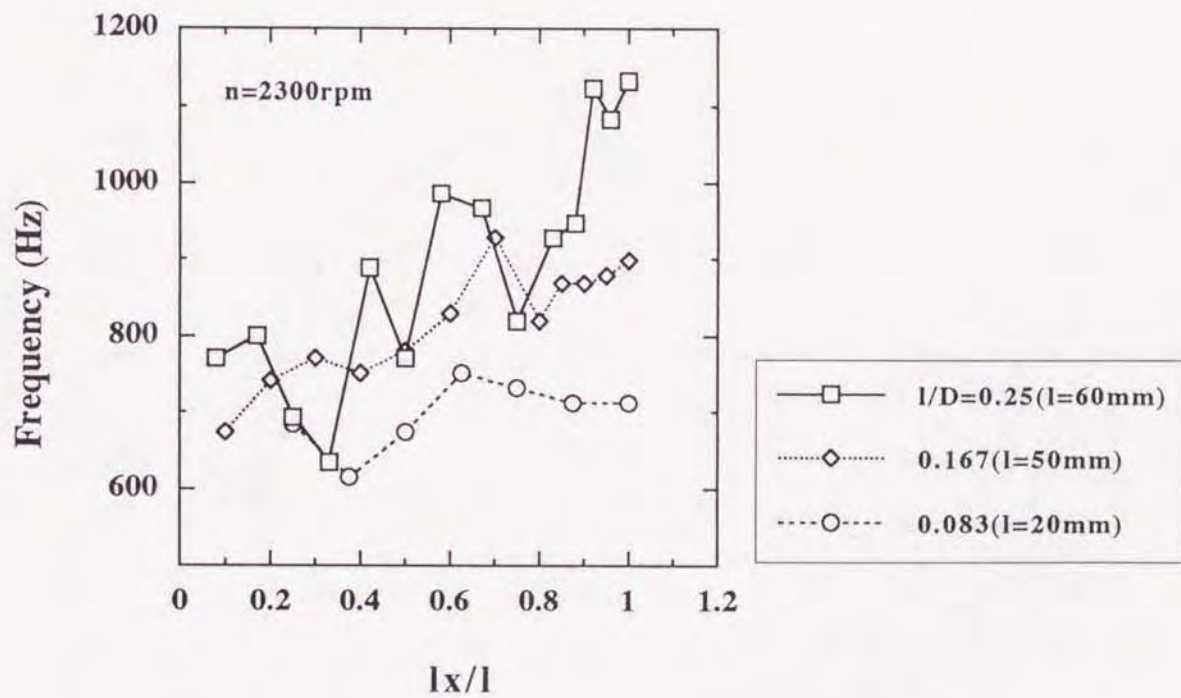


図2-23 風切り音と相関の強いうず周波数の刃先長手方向における分布

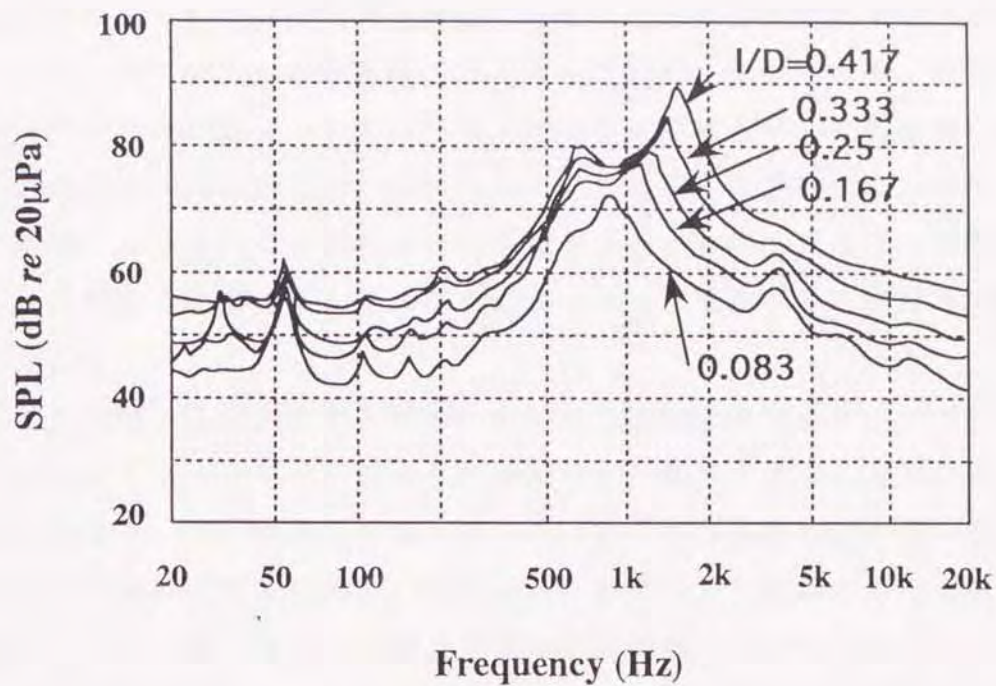


図2-24 高速時における風切り音のスペクトル分布
(主軸回転数 $n=3000\text{rpm}$, 刃数 $N=4$, ソーデディスク径 $D=240\text{mm}$, 刃先外径 $d=6\text{mm}$)

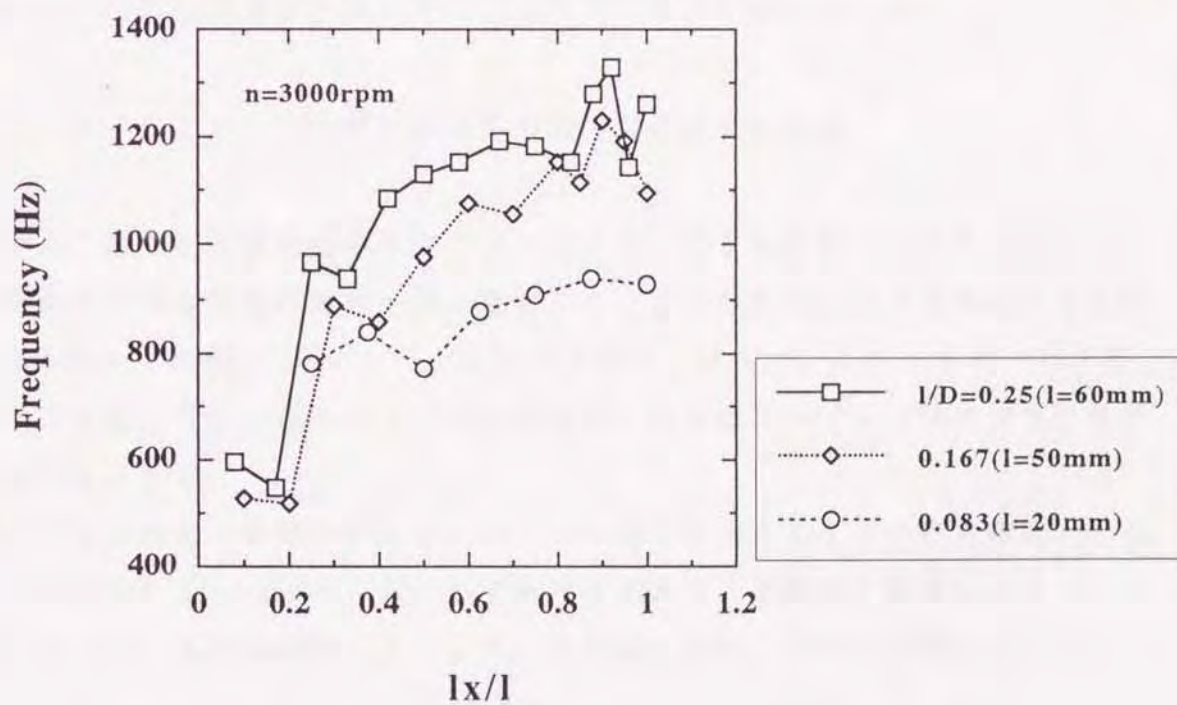


図2-25 高速時における相関の強いうず周波数の分布

が現れている。そして、刃先長さが長くなるにつれ卓越周波数は高い方へ移動するとともに、スペクトルの分布幅も広がっている。このときの、風切り音と相関の強いうずの周波数（クロススペクトル分布におけるピーク周波数）の、刃先の長手方向における分布を図2-23に示した。この刃先後方のクロススペクトル分布と、音場における風切り音のスペクトル分布との対応を見ると、刃先後方のスペクトルは刃先の先端に行くほど周波数が上昇し、風切り音の卓越周波数に一致している。

また図2-24は、主軸回転数を3000rpmにした場合の風切り音のスペクトル分布を示したものである。この図のように回転数が比較的大きく、刃先の長さがある程度長くなると、ピークが二個現れてくる。比較的周波数の値が低い第一のピークは、600~700Hz付近に存在し、刃先の長さを変化してもほとんどその周波数の値は変化しない。第二のピークは、刃先の長さが長くなるにつれてピーク周波数も高い値へ移行する。このときの刃先後方のスペクトル分布を図2-25に示した。刃先の長さが50mm および60mm の分布をみると、刃元付近の $l_x/l=0.08\sim0.31$ におけるうずの周波数と第一のピーク（低次）が対応し、刃先の先端 $l_x/l=0.81\sim1.0$ 付近の周波数と第二のピーク（高次）が対応している。

以上のことから、刃数が少なく刃間げきの影響が小さい場合、風切り音の卓越周波数は、刃先の先端付近から発生されるうずが原因であることがわかる。また、回転が比較的高速な場合では、刃元からのうずも強い騒音源になっている。

2-4-3. ストローハル数に及ぼす刃先・刃形寸法の影響

このように刃先先端後方から放出されるうずの発生周波数と風切り音のスペクトル分布における卓越周波数とが一致することから、刃先先端の周速度をもとにしたストローハル数 $S_t = f \cdot d / U$ を計算する。そこで、このストローハル数におよぼす刃先寸法（刃先長さ、刃先の外径）および刃形寸法（刃間げき）の影響を明らかにする。

図2-26は、刃先長さに対するストローハル数の変化を示したものである。刃先の長さに対し、ストローハル数はわずかではあるが、上昇する傾向にあり、 $S_t = 0.141\sim0.156$ の範囲の値をとっている。また図2-27に、刃先の外径に対するスト

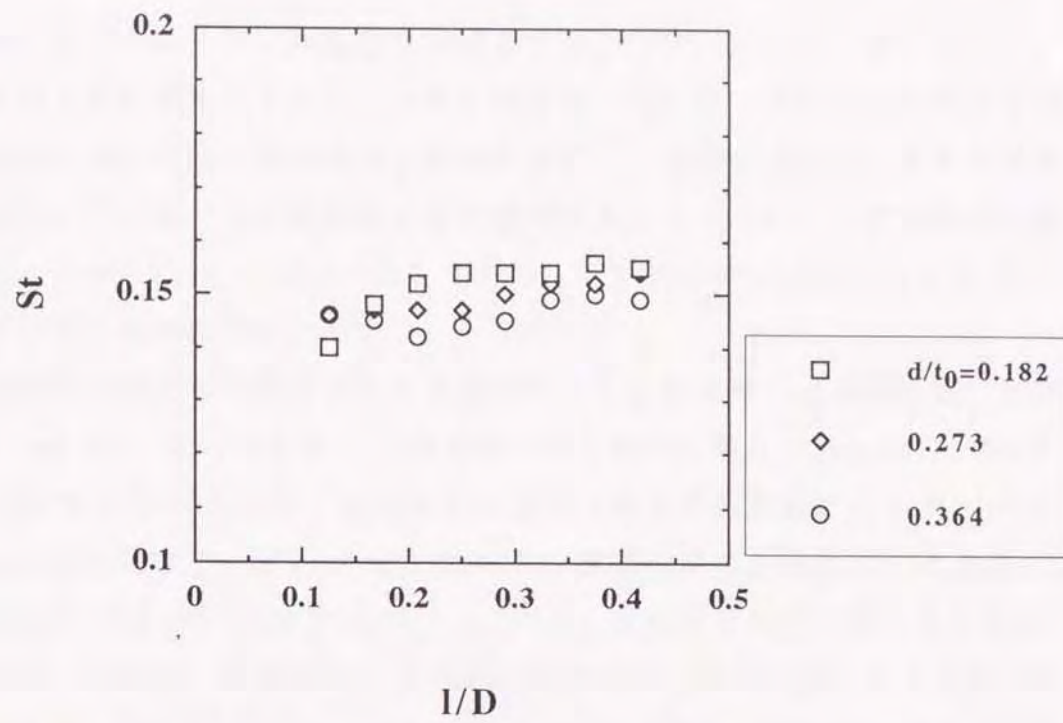


図2-26 刃先長さに対するストローハル数の変化
(ソーディスクの直径 $D=240\text{mm}$, 厚さ $t_0=22\text{mm}$)

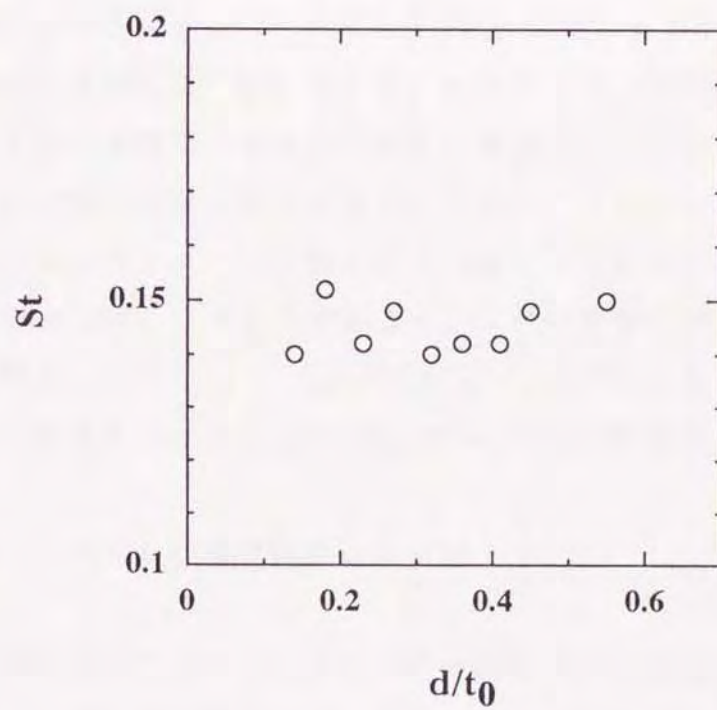


図2-27 刃先の外径に対するストローハル数の変化
(ソーディスクの直径 $D=240\text{mm}$, 刃先長さ $l=50\text{mm}$)

ローハル数の変化を示した。外径変化に対しては、ほぼ一定となっている。

次に刃間げきに対するストローハル数の変化を、図2-28に示した。刃間げきが $\delta < 20$ の範囲では、刃間げきの増加に伴いストローハル数は減少し、ある刃間げきで跳躍する。そして、その後減少しまた跳躍する。ストローハル数の跳躍現象は、刃間げき $\delta = 6.9, 12.1, 18.6$ で生じている。 $\delta > 20$ の範囲では、ストローハル数は刃間げきの増加に伴い上昇する。

この跳躍現象の起きる刃間げきとその前後における周速度～卓越周波数の関係を、図2-29(a), (b), (c)に示した。ソーモデルの主軸回転数を1000rpm～3700rpmの範囲で100rpmずつ変化させ、そのときの風切り音の卓越周波数のうちレベルの大きいものから順に f_1, f_2, f_3 としている。跳躍現象の前後における刃間げき：図2-29(a) $\delta = 7.7$ と 図2-29(c) $\delta = 5.5$ では、卓越周波数がほぼ一本の直線に乗っているのに対し、跳躍現象の生じる図2-29(b) $\delta = 6.9$ では二本の直線が現れている。また、図2-30はこのときの刃先後方のスペクトル分布の変化および風切り音との対応を示したものである。刃間げきが $\delta = 7.7$ では、風切り音の卓越周波数770Hzは刃先先端付近の値と一致している。これより刃間げきが少し小さくなり、跳躍現象の生じる $\delta = 6.9$ では刃先先端付近($l_x/l = 0.81 \sim 1.0$)が890Hzに、刃元から中間付近($l_x/l = 0.25 \sim 0.75$)にかけて550Hzに一致している。さらに刃間げきが小さくなった $\delta = 5.5$ では、刃先の刃元から中間付近にかけて風切り音の卓越周波数と一致している。このように、刃間げきの変化にともない、風切り音の主要な音源の位置は変化する。跳躍現象の生じる刃間げき $\delta = 6.9$ では、この変化の移行状態にあると考えられる。

以上のことからストローハル数の跳躍現象は、比較的刃間げきが大きい範囲では刃先と刃先との間にできるうず構造や、うずの放出パターンが変化することによるものと考えられる⁽⁸⁾。一方、刃間げき $\delta = 6.9$ のように小さい範囲における跳躍現象は、風切り音における主要な音源の位置が変化するためと考えられる。

2-4-4. 刃先における音源分布の予測

刃先に分布する音源を予測することは、風切り音の音場を予測する上で重要である。そこで、実験から求めたデータをもとに刃先後方のスペクトル分布の予測

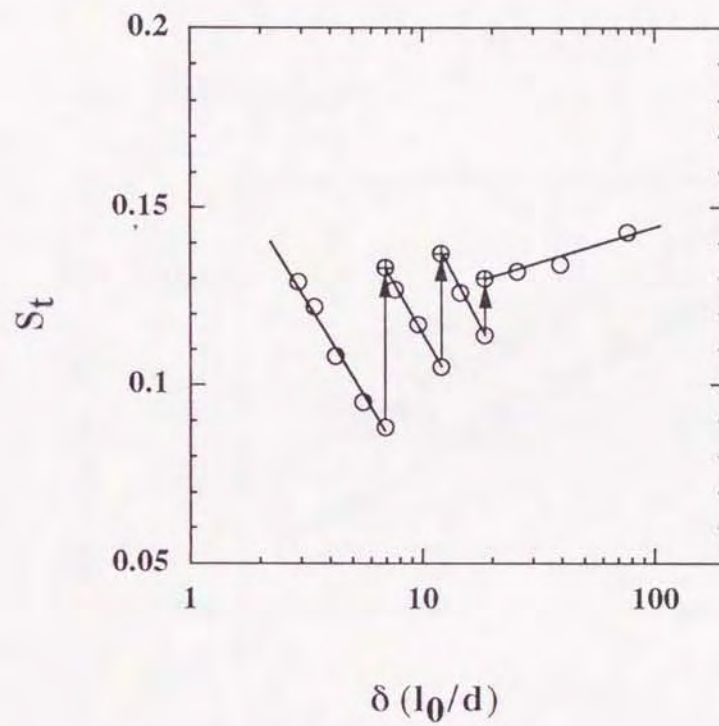
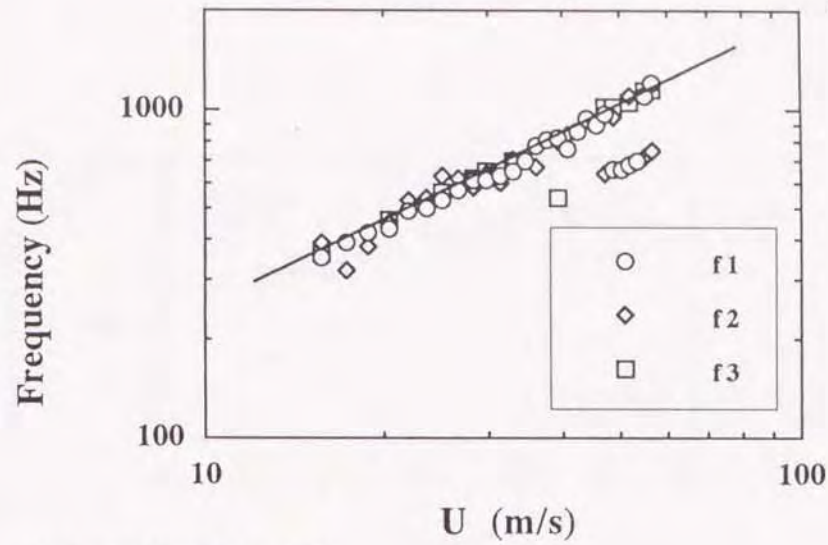
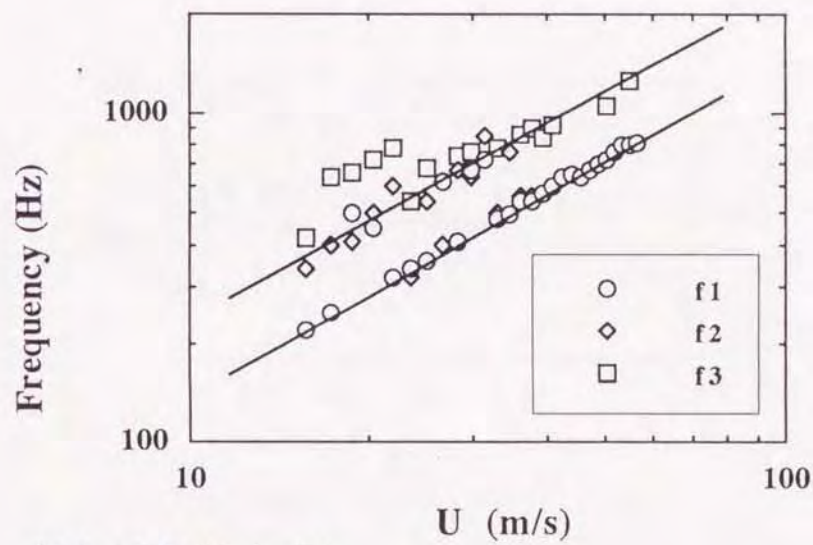


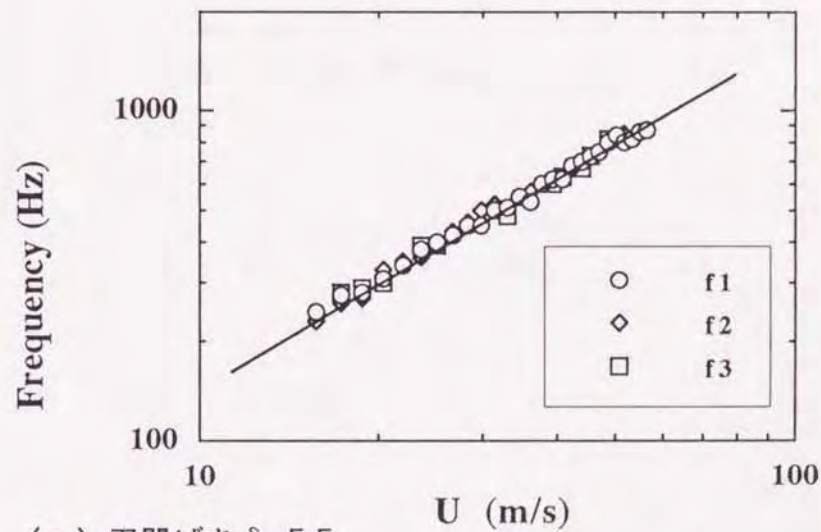
図2-28 刃間げきに対するストローハル数の変化
(ソーモデルの直径 $D_0=300\text{mm}$, 刃先の外径 $d=6\text{mm}$)



(a) 刃間げき $\delta=7.7$

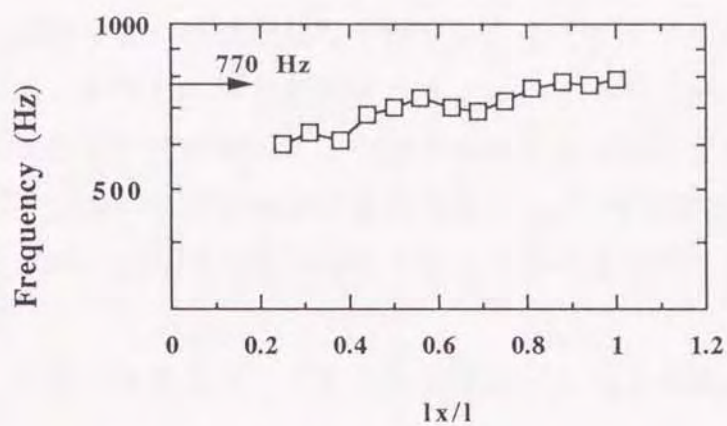


(b) 刃間げき $\delta=6.9$

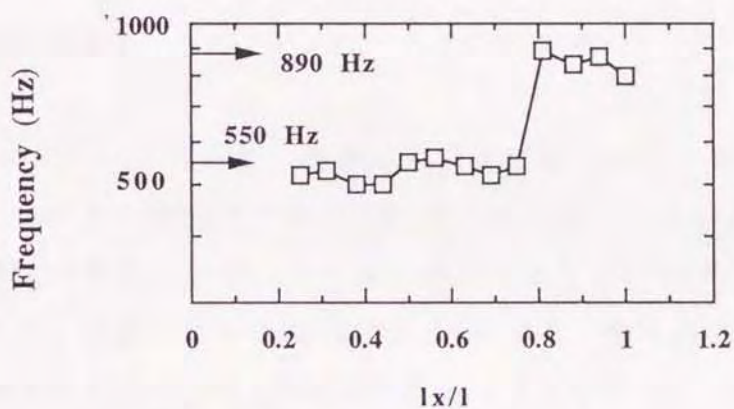


(c) 刃間げき $\delta=5.5$

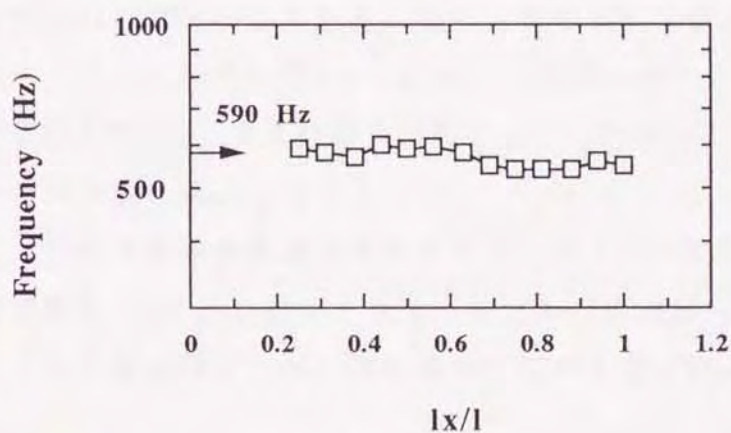
図2-29 ストローハル数の跳躍現象およびその前後の刃間げきにおける周速度～卓越周波数の関係



(a) $\delta = 7.7$



(b) $\delta = 6.9$



(c) $\delta = 5.5$

図2-30 跳躍現象およびその前後における音源分布の変化

を行った。

音場における風切り音の卓越周波数を測定から求め、この卓越周波数と刃先先端の周速度からストローハル数が計算される。このストローハル数が、刃先の長手方向から放出されるうずにおいて、一様であるものと仮定する。この仮定にもとづき、刃先長手方向の各点における接線速度 U_{Tan} 、および刃先の接線方向の流入速度 U_{VB} (B点) から刃先後方のスペクトル分布を計算し、測定値との比較を行う。

接線速度および流入速度をもとにした周波数は、次式となる。

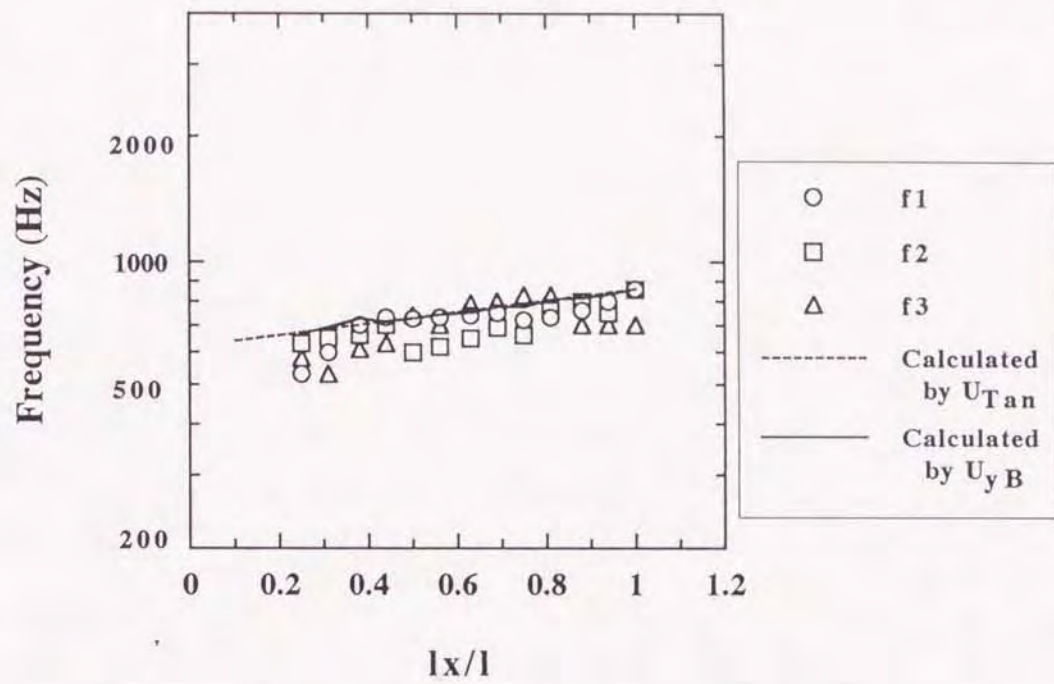
$$f_{Tan} = S_t \cdot U_{Tan} / d \quad (2.1)$$

$$f_{VB} = S_t \cdot U_{VB} / d \quad (2.2)$$

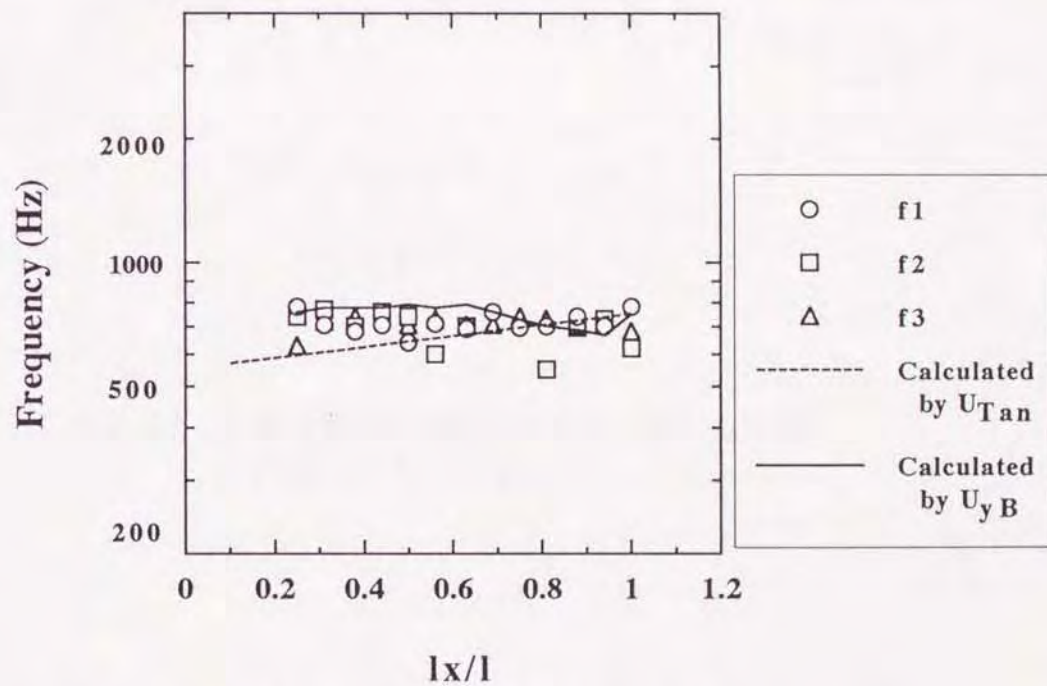
図2-31(a), (b)は上式を用いて、接線速度および流入速度分布から刃先の後方スペクトル分布を計算した結果である。計算には、図2-16に示した接線速度およびB点の流入速度分布を用いた。また実験から求めた発生うずと風切り音とのクロススペクトルを、卓越している場合には f_1 のみを、複数ある場合にはレベルの大きい順に周波数 f_1, f_2, f_3 を図中にプロットしている。

図2-31(a)に比較的刃間げきが大きい $\delta = 38.3$ の場合を示した。この場合、流入速度 U_{VB} は、ほぼ接線速度 U_{Tan} に一致しているため、式(2.1)、式(2.2)から計算された周波数は同じ値を示している。その分布傾向および周波数の値は、測定値と比較的良好一致している。図2-31(b)は、刃間げきが小さい $\delta = 3.4$ の場合を示している。接線速度 U_{Tan} および流入速度 U_{VB} から計算された周波数分布は、測定値の上限または下限に対応している。

図2-32は、ストローハル数が跳躍現象を示す刃間げき $\delta = 6.9$ の場合である。この場合、接線速度 U_{Tan} と二つのストローハル数から周波数分布を計算した。この計算された二つの周波数分布は、測定値の上限および下限にそれぞれ対応している。



(a) 刃間げきが比較的大きい $\delta=38.3$ ($N=4$) の場合



(b) 刃間げきが小さい $\delta=3.4$ ($N=36$) の場合

図2-31 刃先後方における音源スペクトル分布の予測
(回転速度 $n=2300\text{rpm}$, 刃先長さ $l=40\text{mm}$, 刃先外径 $d=6\text{mm}$)

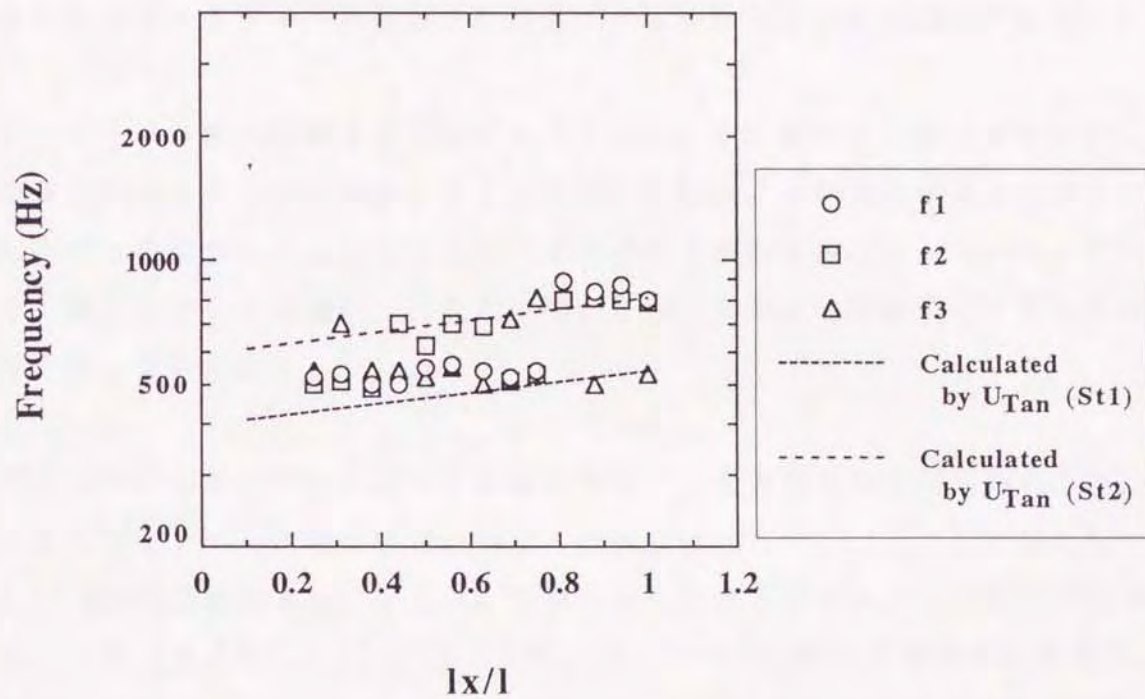


図2-32 跳躍現象時の音源スペクトル分布の予測
(刃間げき $\delta=6.9$, $N=20$)

2-5. 結 言

刃先周辺に発生するうずと風切り音との相関を明確にすることを目的として、実験を行った結果、以下の結論を得た。

(1) 刃先後方において、風切り音の卓越周波数と相関の強いうずの発生が確認された。また、発生うずの卓越周波数の刃先長手方向における分布と、音場における風切り音のスペクトル（卓越周波数付近における分布）は、ほぼ対応した。

(2) ストローハル数が跳躍する刃間げき（ $\delta = 6.9$ ）の前後の刃間げきにおいて音源探査（クロススペクトル法による）を行った結果、この刃間げきより少し大きな刃間げきの場合、刃先先端付近のうずが最も主要な音源となっていた。これに対し刃間げきが小さな場合、刃先の間から刃元にかけて発生するうずが主要な音源となっていた。

(3) 刃先形状のストローハル数への影響について、刃先長さおよび刃先の外径変化に対するストローハル数の変化は小さく、例えば、 $\delta = 77.5 (N=2)$ の場合 $S_t = 0.141 \sim 0.156$ の範囲にあった。また、刃間げきに対するストローハル数の変化は、大きく、刃間げき $\delta = 6.9, 12.1, 18.6$ の時、ストローハル数の跳躍現象が現れた。音源探査の結果、 $\delta = 6.9$ における跳躍現象は、刃先における主要な音源の位置が変化する移行状態にあることがわかった。

(4) 刃先への流入速度および接線速度から刃先における音源の分布を計算した結果、測定値とほぼ対応した。このことから、刃先に分布する音源のスペクトル分布は、ストローハル数が既知な場合、流入速度分布および接線速度から簡易的に予測可能である。

2-6. 文 献

- (1) 柳本・荻野・一宮, "円板状工具から放射される風切り音に関する研究(刃形近傍流れと風切り音の相関)," 日本機械学会論文集C編, 54巻, 508号, (1988) pp3090~3094.
- (2) 例えば H.S.Cho and C.D.Mote, Jr., "On the aerodynamic noise source in circular saws," J.Acoust.Soc.Am., Vol.65, No.3, (1979) pp662~671.
- (3) 滝・木村・福井・遠島, "丸のこの騒音(第1報)空転時の騒音について," 木材学会誌, 21巻, 2号, (1975) pp68~75.
- (4) 木村・福井・前田, "丸のこの騒音(第2報)空転時の騒音について(その2)," 木材学会誌, 22巻, 2号, (1976) pp82~91.
- (5) R.C.Chanaud, "Measurements of mean flow velocity beyond a rotating disk," Transactions of ASME, Journal of Basic Engineering, (June-1971) pp199~204.
- (6) N.Gregory, J.T.Stuart and W.S.Walker, "On the stability of three-dimensional boundary layers with application to the flow due to a rotating disk," Philosophical Transactions of Royal Society, Series A, No.248, (1955) pp155~198.
- (7) Kawamura.T., M.Hiwada, T.Hibino, I.Mabuchi and M.Kumada, "Flow around a finite circular cylinder on a flat plate (Cylinder height greater than turbulent boundary layer thickness)," JSME Int.J., Vol.27, No.232, (1984) pp2142~2151.

- (8) 五十嵐, " 直列2円柱まわりの流れ特性, " 日本機械学会論文集B編, 46巻, 406号, (1980) pp1026~1036.
- (9) 石谷・西川, " 円管群に直交する管外流れの構造に関する研究 (第2報, 一行, 一列および二列管群における流動), " 日本機械学会論文集 (第2部), 40巻, 337号, (1974) pp2599~2608.

第3章 風切り音の予測

3-1. 緒言

回転工具から放射される騒音を設計の段階で予測できれば、機械の防音及び騒音低減の観点から対策をとることが可能となる。前章では、刃先近傍の流れと風切り音との相関関係を明らかにし、刃先に分布する主要な音源のスペクトル分布の予測方法を明らかにした。この結果を基に、本章では音場における風切り音の予測⁽¹⁾を行う。

ジェット騒音のような流れが原因で生じる音場の研究は、M.J.Lighthill^(2,3)により、初めて音響学的アナロジーを用いることにより解析された。この考えは、N.Curle⁽⁴⁾により固体壁が存在する場合に拡張され、流れの中の物体による空力音について理論を展開している。これらの空力音響理論をもとに H.S.Cho⁽⁵⁾は、丸ノコの空転時に放射される空力騒音の解析を行った。さらに実験から、刃先の幾何学的形状と刃先に働く変動揚力係数との関係を見出し、刃先寸法に対する音源強さの決定を行った。C.D.Mote, Jr.⁽⁶⁾は、丸ノコの双極子音源による音響パワーが、 U^6 から偏差し $U^{4.9} \sim U^{6.0}$ で比例する問題について実験値を用いた解析的検討を行った。一方、深野らは⁽⁷⁾ 低圧の軸流送風機から放射される騒音について、回転翼から放出される後流うずの大きさから騒音の予測が可能なることを示している。

本報告は、H.S.Cho と C.D.Mote, Jr.らが空力騒音理論に基づいて導いた風切り音の基礎式⁽⁵⁾に、刃先後方から放出されるカルマンうずの生成モデルを導入することにより、風切り音の予測を行なった。まず最初に、前章で明らかにされた円柱刃先における近傍流れと音源との相関をふまえ、流れに対して形状が二次元的な円柱刃先に対する風切り音の計算および測定を行った。特に、刃先長さ、刃先の外径、周速に対する風切り音の予測を行った。また、刃間げきに対する変化を予測するために、うずの循環の推定法を用いた。さらに本予測法により、実際の丸ノコに対する風切り音の予測を行ない、滝⁽⁸⁾、木村⁽⁹⁾、J.S.Stewart⁽¹⁰⁾らの行った測定値との比較を行った。

3-2. 記号

本章で使用する主な記号を以下に示す。

\underline{X} : 受音点の座標 直交座標 (x_1, x_2, x_3)

\underline{Y} : 音源の座標 円筒座標 (y_1, y_2, y_3)

\tilde{r} : 音源と受音点との距離 $|\underline{X} - \underline{Y}|$

P_{Σ} : 受音点 (\underline{X}, t) における音圧

t : 時間

$\frac{\partial P_i}{\partial t}$: 音源となる変動圧力 $\left(\frac{\partial P_1}{\partial t}, \frac{\partial P_2}{\partial t}, \frac{\partial P_3}{\partial t} \right)$

c : 音速 $331.5 + 0.6T$ (空気の温度 T °C)

ρ_o : 空気密度

F_L : 揚力

F_L' : 変動揚力

C_L : 揚力係数

C_D : 抗力係数

U : ソーモデルの刃先先端の周速度

U_t : 刃先の接線速度

l : 円柱刃先の長さ

d : 円柱刃先の外径

D : ソーディスクの直径

D_o : ソーモデルの直径 $= D + 2l$

t_o : ソーモデルの厚さ

N : 刃数

l_o : 刃先先端の間げき $= \pi D_o / N - d$

δ : 無次元化された刃間げき $= l_o / d$ 、

実刃先の場合は $= l_o / t_o$

f_m : 刃先の m 番目の分割要素から発生するうずの周波数

S_t : ストローク数

- S_{km} : 刃先要素 m における、音源と相関のある面積
 Γ : 円柱刃周囲の循環
 γ : うずの循環
 Λ : 比例係数
 r_v : うずの半径
 v_θ : うずの半径 r_v における接線速度
 α : 速度指数
 C_{pb} : 背圧係数 $= 2(P_b - P_o) / \rho_o U^2$
 P_b : 背面静圧
 P_o : 主流静圧

3-3. 理 論

3-3-1. 風切り音の基礎式

剛体な丸ノコの回転によって放射される音圧は、自由空間の受音点に音波が伝播したとして、次式のような非同次の波動方程式によって表わされる。

$$\left(\frac{1}{C^2}\right) \frac{\partial^2 P_s}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 P_s}{\partial x_i \partial x_j} = g(\underline{Y}, t) \quad (3-1)$$

ここで、 $i, j = 1, 2, 3$ である。

右辺の $g(\underline{Y}, t)$ は、音源を示しており一般的に次式のように表わせる。

$$g(\underline{Y}, t) = \frac{\partial Q}{\partial t}(\underline{Y}, t) - \frac{\partial P_i}{\partial x_i}(\underline{Y}, t) + \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}(\underline{Y}, t) \quad (3-2)$$

ここで、 Q [$\text{kg}/\text{m}^3\text{s}$] は単位体積当り空気質量の変動による点音源強さであり、

P_i [N/m^3] は丸ノコの刃先およびディスク周囲の空気に働く単位体積当りの力で、双極子源強さである。そして、 T_{ij} [N/m^2] は Lighthill の乱流応力テンソルで、四極子源強さを示している。

非同次波動方程式(3-1)の一般解は、遅滞ポテンシャルを用いた Kirchhoff の方法⁽¹¹⁾により、次式のようにになる。

$$P_\Sigma(\underline{X}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{\tilde{r}} g\left(\underline{Y}, t - \frac{\tilde{r}}{c}\right) d\tau(\underline{Y}) \quad (3-3)$$

ここで $\tilde{r} = |\underline{X} - \underline{Y}|$ は、音源から観測点までの距離であり、 τ はすべての音源によって占められる全体積である。また音源 g は、時間 $(t - \tilde{r}/c)$ における遅滞値を表している。式(3-2)を式(3-3)へ代入することにより次式が得られる。

$$P_\Sigma(\underline{X}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_1} \frac{\partial [Q]}{\partial t} \frac{1}{\tilde{r}} dV_1 - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S_1} \frac{[P_i]}{\tilde{r}} dS_1 \\ - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{S_2} \frac{[P_i]}{\tilde{r}} dS_2 + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{V_2} \frac{[T_{ij}]}{\tilde{r}} dV_2 \quad (3-4)$$

ここで、 V_1 は刃の回転によって変位した空気体積であり、 V_2 は丸ノコの周囲に発生した後流の体積である。また S_1 、 S_2 は、丸ノコのディスクおよび刃先側面の表面積である。式中の $[]$ は、遅滞値を示す。また、音の観測点が音源から十分離れていて $\tilde{r} \approx |\underline{X}|$ であり、かつ $|\underline{X}|$ が卓越した音の波長 λ に比べ十分大きい場合は、式(3-4)は次式のように表せる。

$$P_\Sigma(\underline{X}, t) = \frac{1}{4\pi |\underline{X}|} \int_{V_1} \frac{\partial [Q]}{\partial t} dV_1 + \frac{x_i}{4\pi c |\underline{X}|^2} \int_{S_1} \frac{\partial [P_i]}{\partial t} dS_1 \\ + \frac{x_i}{4\pi c |\underline{X}|^2} \int_{S_2} \frac{\partial [P_i]}{\partial t} dS_2 + \frac{x_i x_j}{4\pi c^2 |\underline{X}|^3} \int_{V_2} \frac{\partial^2 [T_{ij}]}{\partial t^2} dV_2 \quad (3-5)$$

式(3-5)は、回転時において剛体な丸ノコから放射される空力音の、音場におけるトータルな音圧を示している。特に、双極子源および四極子源は、それぞれ $x_i / |X|$, $x_i x_j / |X|^2$ なる指向性を有し、また点音源を含めたこれらの音源は、 $1 / |X|$ で距離減衰することを示唆している。

3-3-2. 音源モデル

丸ノコなどの刃付円板状工具から放射される風切り音の発生要因は、以下のよう考えることができる。

- [1] 回転する刃が回転軌跡上のある一点を通過する際、刃によって空気の体積変化が生じる。これによって空気の密度変化は、点音源となる。
(式(3-5)右辺第1項)
- [2] 丸ノコのディスク表面では、乱流境界層の変動および乱流うずのはく離が生じる。また刃先では、Leading-edge, Trailing-edge からのうずのはく離、およびはく離うずの Leading-edge への衝突が引き起こされる。これらが原因で、ディスクおよび刃先表面には圧力変動が生じ、双極子源となる。(式(3-5)右辺第2, 第3項)
- [3] 丸ノコの周辺に流出した後流では、乱流応力の変動が生じる。丸ノコの回転が高速になればなるほど、ジェット騒音のように Lighthillの応力テンソル T_{ij} は大きくなると予想される。しかし、通常の丸ノコの回転速度範囲では、流れが等エントロピで、しかも粘性応力 τ_{ij} はレイノルズ応力 $\rho v_i v_j$ に比べてはるかに小さい⁽¹²⁾。よって、Lighthillの応力テンソルは、 $T_{ij} \approx \rho v_i v_j$ と近似される⁽⁵⁾。丸ノコでは、このレイノルズ応力の変動が、四極子源となる。(式(3-5)右辺第4項)

丸ノコの空力騒音に関する報告^(5,6,10)によれば、丸ノコの通常の回転速度範囲 500~5500rpm (周速12.6~139.1m/s) においては、音場におけるその放射音

は双極子源の性質を示すことが明らかにされている。特にこの双極子源は、刃先からのはく離うずによる刃先表面の圧力変動に起因している⁽⁵⁾。また、この圧力変動は、刃先の揚力および抗力の変動に等しい⁽⁵⁾。以上のことから、丸ノコに代表される刃付円板状工具から放射される風切り音の音源は、双極子源としてモデル化される⁽⁶⁾。また、風切り音の音圧は、式(3-5)から次式のように近似される⁽⁵⁾。

$$P_{\Sigma}(\underline{x}, t) = \frac{x_i}{4\pi c |\underline{x}|^2} \int_{S_2} \frac{\partial [P_i]}{\partial t} dS_2 \quad (3-6)$$

ここで、 i は 1, 2, 3 の値をとる。また S_2 は、音源となる変動圧力が分布している面積で、ほぼ刃先の表面積と考えることができる。図3-1に、ソーモデルおよび音源の座標系を示した。音源となる変動圧力 $\partial P_i / \partial t$ の成分のうち、法線方向成分 $\partial P_3 / \partial t$ が他の成分に比べて支配的であることより $\partial P_i / \partial t \approx \partial P_3 / \partial t$ と近似される⁽⁵⁾。また、音源の近郊における音圧の距離減衰を考慮して、 $|\underline{x}| = \tilde{r}$ と書き改めると式(3-6)は $i = 3$ の成分のみを用いて次式で表せる。

$$P_{\Sigma}(\underline{x}, t) = \frac{|x_3 - y_3|}{4\pi c \tilde{r}^2} \int_{S_2} \frac{\partial [P_3]}{\partial t} dS_2 \quad (3-7)$$

さらに瞬時を考えた場合、図3-2に示したように音源は、丸ノコの周囲に分布する刃数 N 個に等しい数の静止双極子源の和として近似される。よって、 k 番目の刃先における双極子源を P_{3k} 、相関面積を S_k とすると、式(3-7)は次式となる。

$$P_{\Sigma}(\underline{x}, t) = \frac{|x_3 - y_3|}{4\pi c \tilde{r}^2} \sum_{k=1}^N \frac{\partial [P_{3k}]}{\partial t} S_k \quad (3-8)$$

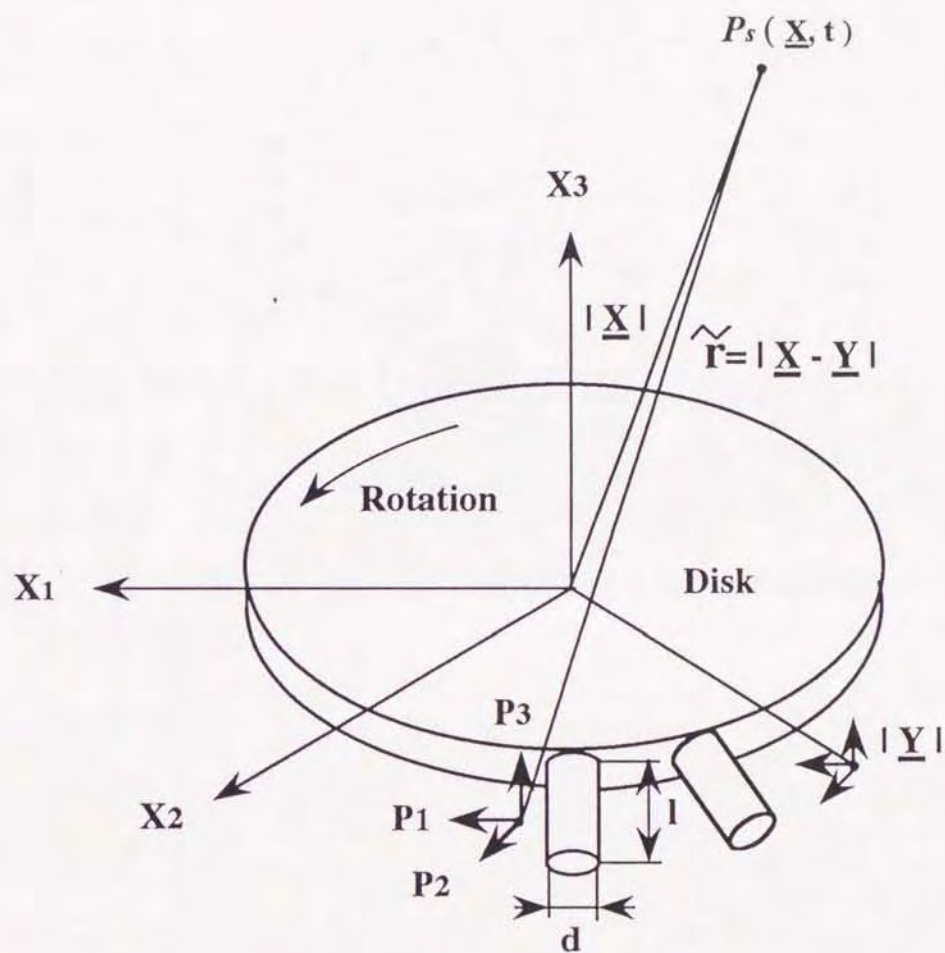


図3-1 円板状工具の座標系

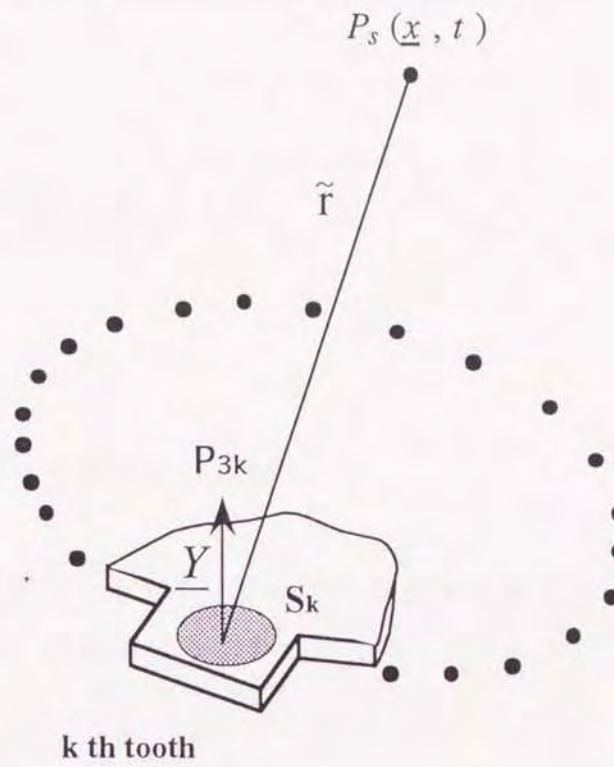


図3-2 丸ノコの周囲に点在する静止双極子源

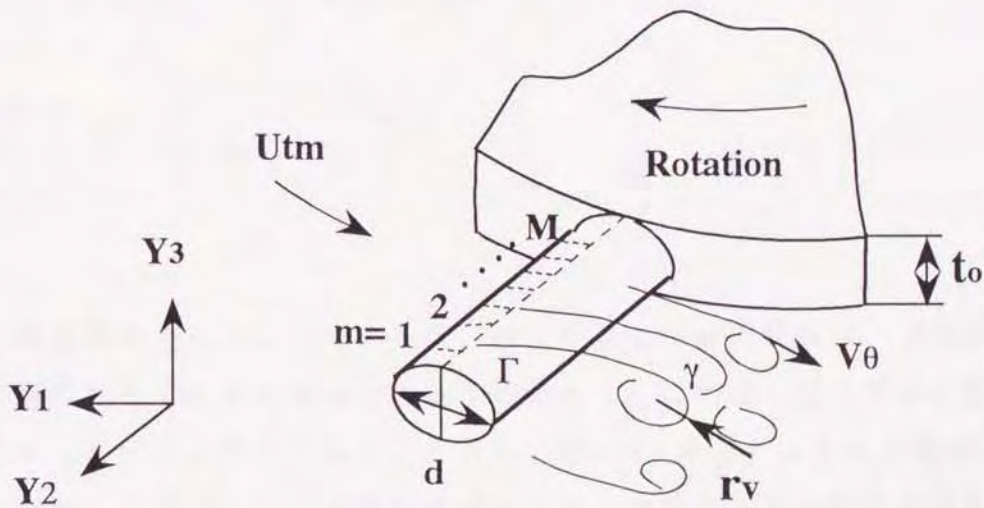


図3-3 刃先の分割要素から放出されるカルマンうずモデル

また、各刃先における双極子源の大きさおよび位相が、同じであると仮定すると、音圧の二乗平均値は、

$$\overline{P_s^2} = N \frac{|x_3 - y_3|^2}{16\pi^2 c^2 \tilde{r}^4} \overline{\left[\frac{\partial (P_3)}{\partial t} \right]^2} S_k^2 \quad (3-9)$$

となる。

3-3-3. カルマンうずモデルの導入

一刃当りの双極子源強さ P_3 は、刃先の単位面積あたりの揚力変動に等しいと考えられる。そこで、単位面積あたりの揚力を $F_L = (\rho_o U^2 C_L)/2$ とすると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_3}{\partial t} &= \frac{\partial F_L}{\partial t} \\ &= \frac{1}{2} \rho_o U^2 \frac{\partial C_L}{\partial t} + \rho_o U C_L \frac{\partial U}{\partial t} \end{aligned} \quad (3-10)$$

ここで $\partial U / \partial t \ll U$ の場合を考えて、

$$\frac{\partial P_3}{\partial t} \approx \frac{1}{2} \rho_o U^2 \frac{\partial C_L}{\partial t} \quad (3-11)$$

となる。

また第2章で明らかにしたように、風切り音の卓越周波数は、刃先からはく離れた周期的なうずによるものと結論づけられた。このはく離うずが、揚力変動の原因となっていると考えられる。さらに、図3-3に示したように刃先を長手方向に微小分割した場合、その各分割要素から放出されるうずの発生周波数は、各分割要素に流入する空気の流入速度および各分割要素の空気に対する接線速度から

計算できることが明らかになった。

以上のことから、微小分割要素において、分割要素から発生するうずは、分割要素では一様な二次元的なうずモデルとして考えることができる。そして、さらには刃先後方から放出されるうずは、この二次元的なうずが刃先の長手方向に分布しているものと仮定される。

そこで式(3-11)の揚力係数の変動 $\partial C_L / \partial t$ を考えていくうえで、本解析では刃先後方に生成されるカルマンうずモデルを導入した。つまり、音源は刃先後方に発生したカルマンうずによる刃先の揚力変動が、音のエネルギーに変換されることに起因すると考えた。

いま図3-3に示したように、円柱刃先の各分割要素において m 番目の要素に働く変動揚力を考える。なお、 m 番目の要素に関係したものは添字 m を付けている。刃先の分割要素の長手方向 Y_2 の単位長さあたりの変動揚力を、

$$F_{Lm}' = \rho_o U_{tm} \Gamma_m \sin(2\pi f_m t) \quad (3-12)$$

とすると、揚力係数は、変動揚力 F_{Lm}' を動圧 $(\rho_o U_{tm}^2 d)/2$ で割り次式となる。

$$\begin{aligned} C_{Lm} &= F_{Lm}' / \left(\frac{1}{2} \rho_o U_{tm}^2 d \right) \\ &= 2 \Gamma_m \sin(2\pi f_m t) / U_{tm} d \end{aligned} \quad (3-13)$$

また、円柱刃先周囲の循環 Γ とうずの循環 γ との間には比例関係がなりたつと考えられるので比例係数を Λ とし、うずの循環 γ をうずの半径 r_v とうずの接線速度 v_θ で表すと、分割要素 m では次式が成立する。

$$\begin{aligned} \Gamma_m &= (\Lambda \gamma)_m \\ &= (\Lambda 2\pi r_v v_\theta)_m \end{aligned} \quad (3-14)$$

したがって、変動揚力係数の二乗時間平均値は、式(3-13), 式(3-14)から次式となる。

$$\overline{\left[\frac{\partial C_L}{\partial t} \right]_m^2} = 32 \pi^4 \Lambda_m^2 f_m^2 \left(\frac{v_\theta}{U_t} \right)_m^2 \frac{r_{vm}^2}{d^2} \quad (3-15)$$

さらに、各分割要素において放出されるうずのストローハル数 S_t が同値であることと⁽¹³⁾、また抗力係数 C_D も各分割要素で一様な値をとると仮定して、カルマンうずモデルの大きさを次のように定義した⁽¹⁴⁾。

$$r_{vm} = \sqrt{0.315 U_{tm} d (\sqrt{C_D} - 0.707)^2 / f_m} \quad (3-16)$$

$$f_m = S_t U_{tm} / d \quad (3-17)$$

したがって、分割要素の m 番目の要素から放射される音圧の二乗平均値は、式(3-9), 式(3-11)および式(3-15)~式(3-17)から次式となる。

$$\begin{aligned} \overline{P_{s^2}(X, t)_m} &= \frac{0.315 \rho_o^2 \pi^2}{2 c^2 d^2} \left(\frac{|x_3 - y_3|}{\tilde{r}^2} \right)_m^2 \Lambda_m^2 S_t \\ &\times U_{tm}^6 \left(\frac{v_\theta}{U_t} \right)_m^2 (\sqrt{C_D} - 0.707)^2 S_{km}^2 \end{aligned} \quad (3-18)$$

ここで、 S_{km} は圧力変動に起因している m 番目の分割要素の面積で、刃先の片側から放出されるうずでは、はく離点までの刃先の片側の表面積を考え、はく離点を θ_m (rad)、刃先の長手方向の分割要素の長さを l_m とすると次式で表すことができる。

$$S_{km} = \frac{1}{2} d \theta_m l_m \quad (3-19)$$

さらに、式(3-18)において速度の項を速度指数 α を用いて次式で表す。

$$U_{tm}^6 \left(\frac{v_\theta}{U_t} \right)_m^2 = U_{tm}^\alpha \quad (3-20)$$

したがって、式(3-18)へ式(3-19), 式(3-20)を代入し、 N 個の刃先にそれぞれ M 個の分割要素があるとする、受音点における音圧の二乗平均値は次式となる。

$$\begin{aligned} \overline{P_s^2(\underline{x}, t)} &= N \sum_{m=1}^M \overline{P_s^2(\underline{x}, t)_m} \\ &= \frac{0.315 \rho_o^2 \pi^2}{8 c^2} N S_t (\sqrt{C_D} - 0.707)^2 \\ &\quad \times \sum_{m=1}^M \left(\frac{|x_3 - y_3|}{\tilde{r}^2} \right)_m^2 \Lambda_m^2 \theta_m^2 U_{tm}^\alpha l_m^2 \quad (3-21) \end{aligned}$$

また、受音点における音圧レベルは次式となる。

$$L_P = 10 \log_{10} \frac{\overline{P_s^2(\underline{x}, t)}}{P_o^2} \quad (\text{dB re } 20 \mu \text{Pa}) \quad (3-22)$$

ここで、 P_o は音圧の基準値で $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ である。

3-4. 実験装置および実験方法

3-4-1. 音場における風切り音の測定

実験に使用した回転装置は、第2章で示したものと同一である。

ソーモデルとしては、工業用プラスチックの円板を防振ゴム及び防振合金板でサンドイッチ形にした、直径 $D=220\text{mm}$ 、厚さ $t_0=22\text{mm}$ のディスクにアルミニウム材から加工した円柱刃先を取り付けたものを使用した。また、円柱刃先の寸法は、刃先長さ $l=30\text{mm}\sim 100\text{mm}$ 、刃先の外径 $d=5\text{mm}\sim 12\text{mm}$ の範囲のものを使用した。

風切り音の測定は半無響室の中で行ない、ソーディスクからソーモデルの回転軸線方向に 300mm の位置において、1/2インチコンデンサマイクロホンで集音している。一方、回転工具からの風切り音の放射状況や、音の分布を調べるために音響インテンシティ測定装置を使用した。

また、刃先から放出されるうずのはく離は、油膜法により観察した。

3-4-2. 風洞実験による測定

刃先から放出されるうずの循環を推定する目的で、風洞実験を行った。風洞実験では、刃先の抗力係数および背圧係数を測定している。また、刃先から放出されるうずのはく離角は、油膜法により測定した。

実験に使用した風洞を図3-4に示す。通風路の寸法は、 $300\text{mm}\times 450\text{mm}\times 1800\text{mm}$ となっている。風洞内には、刃先として有限円柱が、寸法 $60\text{mm}\times 50\text{mm}\times 1800\text{mm}$ のベース上に等間隔で直列に配列されている。

風洞の風速は $5\text{m/s}\sim 25\text{m/s}$ の範囲で変化される。使用した円柱刃先の寸法は、直径 20mm 、長さ 100mm で、 Re 数は $6.9\times 10^3\sim 3.4\times 10^4$ となっている。音の測定データと比較するために Re 数が一致する条件を用いた。

抗力係数および揚力係数は、直列に並べられた真ん中の円柱により、二分力計で測定される。また、背圧係数の測定は、図3-5に示した背圧測定用の円柱により行った。背圧測定用の円柱には、円柱軸の軸方向に直径 3mm 、円柱の下流側の

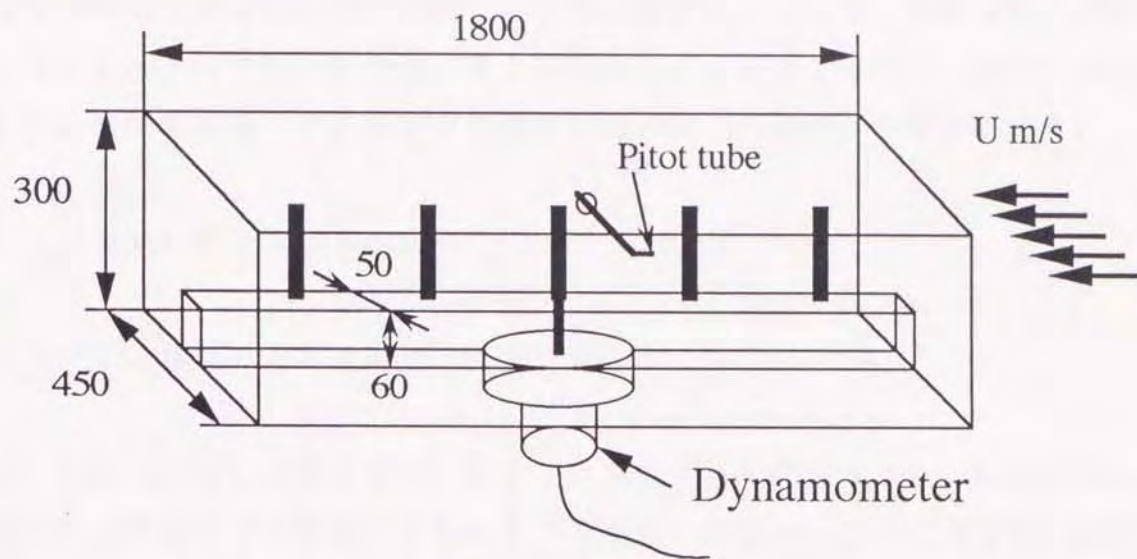


図3-4 風洞実験装置の概略図

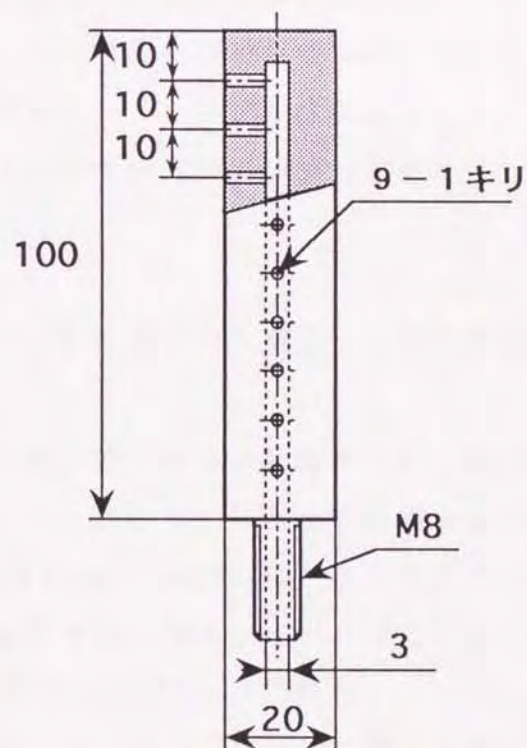


図3-5 背圧測定用円柱の概要

側面に10mmピッチの測定用の直径1mmの穴が設けられている。各測定点の背圧はマノメータによって測定される。また風洞内にピトー管を設置し、静圧を測定している。背圧係数は、この静圧と円柱の背面の圧力との差から算出される。

3-5. 実験結果および予測結果

3-5-1. 音場における風切り音の分布

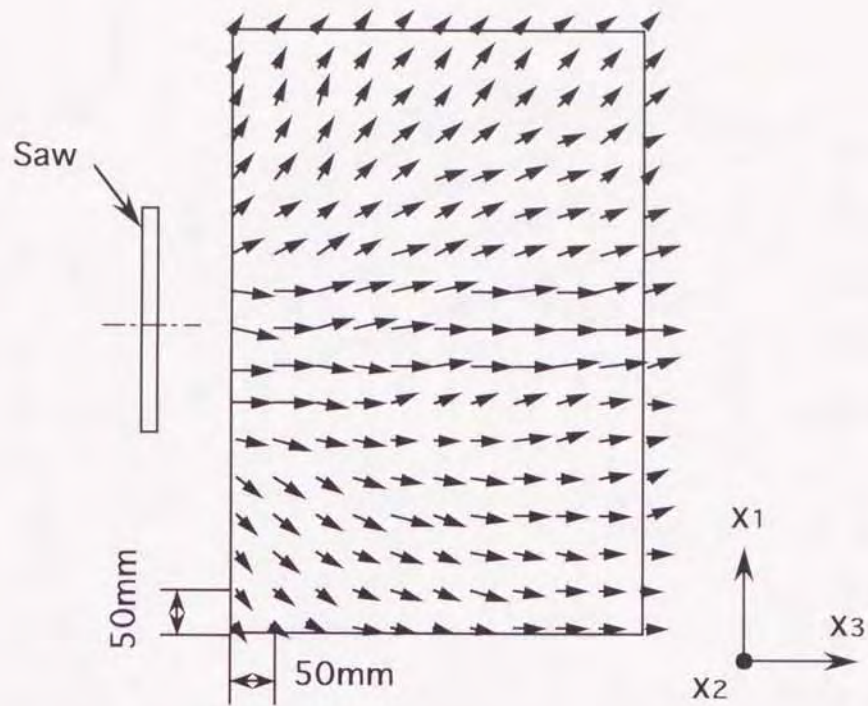
図3-6(a),(b)は、音響インテンシティ計測によって測定された、回転工具から放射される風切り音の状況を示したものである。測定は、工具の回転軸を通り回転面に対し垂直な平面で行っている。使用したソーモデルは、刃数20, 刃先長さ40mm, 刃先外径10mmで、周速 $U=40.8\text{m/s}$ である。この条件における風切り音の卓越周波数は、約800Hzにあった。このため、トレース周波数は750Hz~850Hzとしている。

図3-6(a)は、音響インテンシティのベクトルマップである。工具のディスク面からは、面に対し垂直方向に強い音の流れが表れている。また、ディスクの周囲からは周辺に向かった音の流れが表れている。さらに、図3-6(b)はこのときにおけるコンターマップを示している。この図から、トレース周波数(750Hz~850Hz)における等音圧線は、回転軸方向に強い指向性を示し、工具の周辺で密になっている。

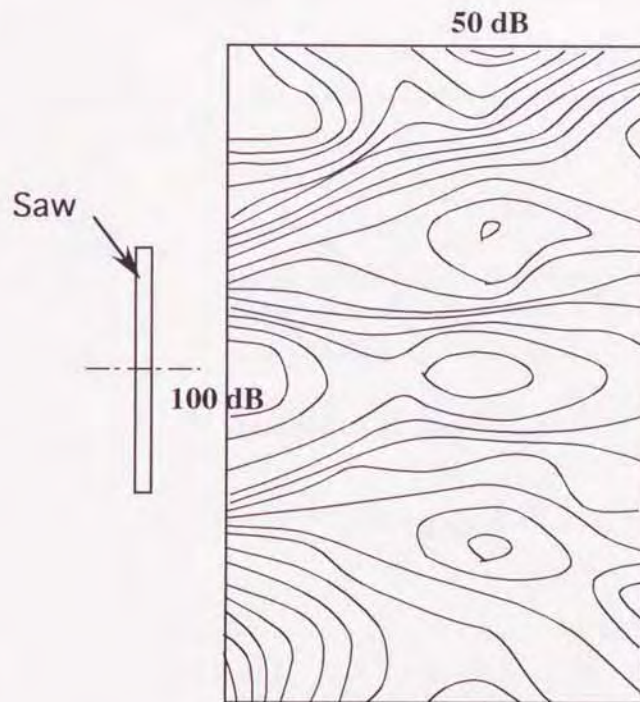
3-5-2. 風切り音に及ぼす刃先形状・刃数の影響

風切り音の予測結果と測定値との比較を行い、特に円板状工具の刃先形状および刃数(刃間げき)が、風切り音に及ぼす影響を調べた。

図3-7は、刃先長さ40mm、外径6mmの円柱刃先モデルを用い、刃数を $N=2\sim40$ の間で種々変化させたときの音圧レベルの変化を示したものである。音圧レベルは、刃数の増加に伴いほぼ直線的に上昇し、この変化を直線近似すると、音圧の二乗値平均値 $\overline{P_s^2}$ は、 $N^{1.05}\sim N^{1.35}$ に比例しており、風切り音の予測式(3-21)が刃数 N に比例していることとほぼ一致している。しかし、ソーモデルの周速度



(a) S I Vector Map



(b) S I Contour Map

図3-6 音響インテンシティによる風切り音の計測
(トレース周波数: 750-850 Hz, レベル: Min: 50.0/Max: 100.0(dB))

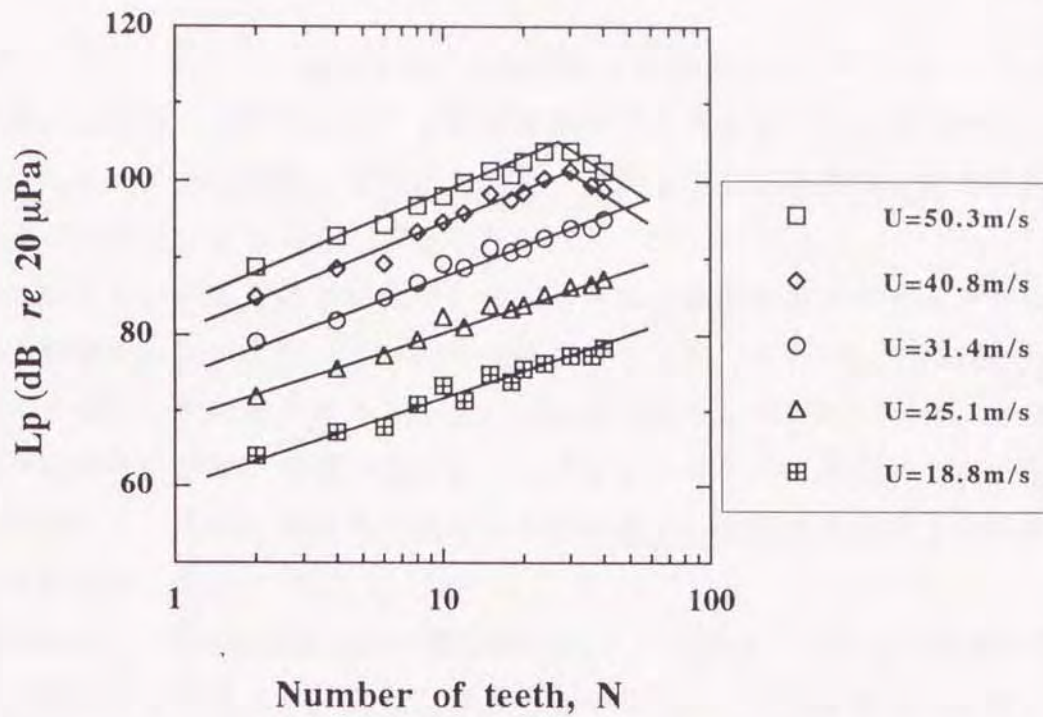


図3-7 刃数に対する音圧レベルの変化
(ソーデディスクの直径 $D=220\text{mm}$, 刃先長さ $l=40\text{mm}$, 刃先外径 $d=6\text{mm}$)

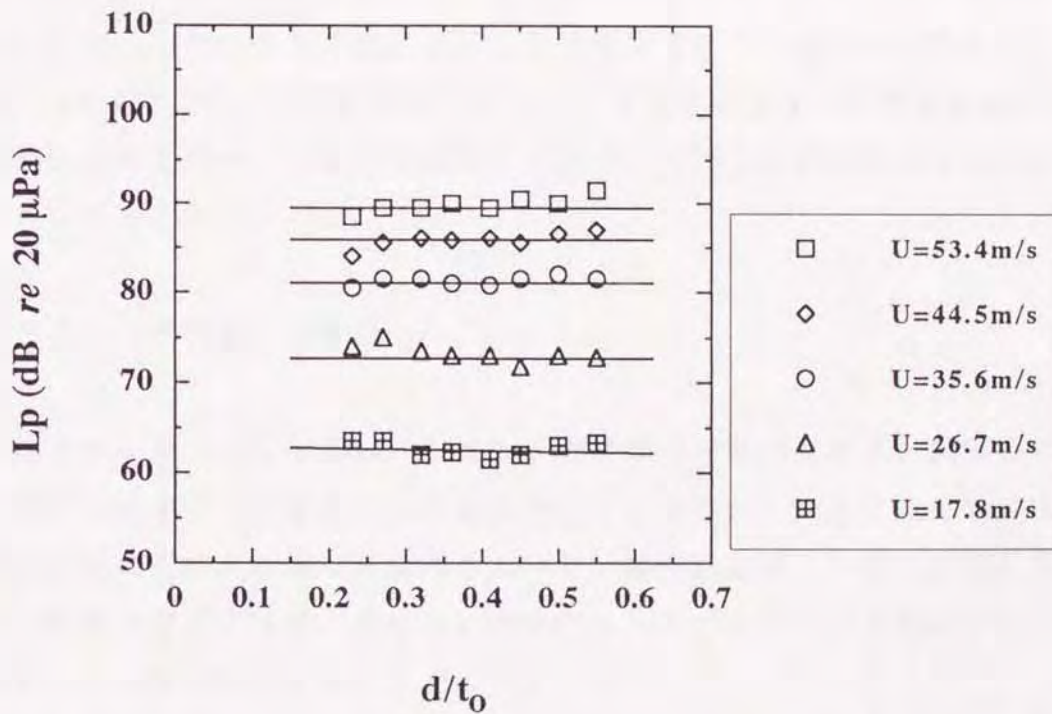


図3-8 刃先の外径に対する音圧レベルの変化
(刃数 $N=2$, ソーデディスク径 $D=240\text{mm}$, 刃先長さ $l=50\text{mm}$)

が大きい $U = 40.8 \text{ m/s}, 50.3 \text{ m/s}$ では、刃数が多くなると音圧レベルは、逆に低下している。これは、刃数が増えて刃間げきが小さくなるために、刃先に働く空気抵抗や刃先周囲の流れ特性、また圧力変動に起因している面積等、数々の要因の変化が大きいことによるためと考えられる。

刃先の外径および刃先長さ変化が、風切り音に及ぼす影響を調べるために、刃間げきの影響の少ない刃数 $N = 2 \sim 4$ で実験を行なった。図3-8は、刃先の外径を種々変化させたときの音圧レベルを示したものである。音圧レベルは、刃先の外径変化の影響を受けず、ほぼ一定値をとっている。このことは風切り音の予測式(3-21)において、式中に刃先の外径を示す項が明らかな形で含まれておらず、測定値と定性的に一致している。

また図3-9は、刃先長さ変化の影響を調べたものである。刃先長さを種々変化させ、刃先先端の周速度が一定の条件のもとで音圧レベルの変化を示している。音圧レベルは刃先長さの増加に伴って上昇し、その変化を直線近似すると、音圧の二乗値 $\overline{P_g^2}$ は、 $l^{0.35} \sim l^{0.45}$ に比例している。一方、予測式(3-21)は Σl_m^2 に比例しているので、このように刃先長さ変化に対して音圧の二乗値の変化が小さいことは、刃先の長手方向の各分割要素における圧力変動がすべて音圧にはならず、刃先の長手方向の各要素における音源寄与度が異なっているためと考えられる。これは、刃先の長手方向における各分割要素の圧力変動の位相がランダムであることや(15, 16)、分割要素から放出されるうずの循環が分割要素周囲の循環の変動に及ぼす割合、つまり比例係数 Λ が刃先の長手方向の各要素で異なっているためと考えられる。

3-5-3. 比例係数 Λ の算出

本解析では、刃先の長手方向における圧力変動が同位相であると仮定しているので、前節の理論値と実験値との相違を次のように考えた。つまり刃先の長手方向の各分割要素における音源寄与度のちがいを、各分割要素から放出されるうずの循環が分割要素周囲の循環の変動に及ぼす割合 Λ のちがいによるものとし、この比例係数 Λ を実験値から計算して求めた。

刃先の各分割要素中心から放出されるうずの周波数は、測定で求められた卓越

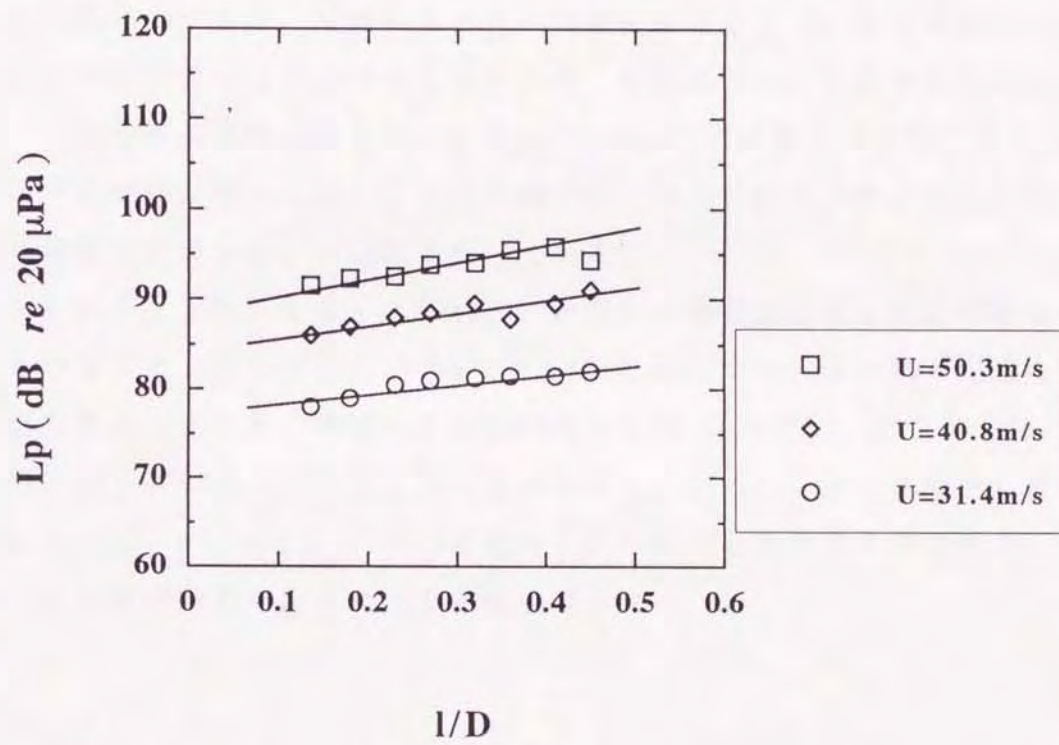


図3-9 刃先の長さに対する音圧レベルの変化
(刃数 $N=4$, ソーデディスクの径 $D=220\text{mm}$, 刃先外径 $d=8\text{mm}$)

周波数のストローハル数 S_t から、式 (3-17) を用いて図3-10のように計算されるので、この分割要素中心の周波数に対応する音圧レベルを風切り音のスペクトル分布から読みとり（図3-11, 12を参照）、式(3-21), 式(3-22)から Λ を逆算した。計算に用いた諸係数及び実験値は表3-1に示したとおりで、うずのはく離角は各要素におけるはく離角の平均値 $\bar{\theta}$ を用いた。抗力係数 C_D については、T. Okamoto ら⁽¹⁷⁾ の行なった有限円柱の実験値 $\overline{C_D}$ を使用した。また速度指数 α は、図3-13に示したように、 $N=4, d=8\text{mm}$ のソーモデルでは $\alpha \approx 6.0$ と仮定することができる。

図3-14は、周速度を $U=30\text{m/s}$ と一定とし、刃先長さを変化させたときの比例係数 Λ の計算結果である。横軸には刃先の先端を原点として、各分割要素中心の距離と刃先の外径との比 l_x/d をとっている。分割要素の刃先長手方向の長さは、熱線プローブの移動距離に合せて、 2.5mm とした。比例係数 Λ は、刃先長さの変化によらずほぼ同じ傾向を示し、刃先先端付近で最大の値をとり、刃元に行くに従って双曲線的に減少し、一定値となっている。

また図3-15は、刃先長さを $l=50\text{mm}$ と一定にし、周速度に対する比例係数 Λ を示したものである。周速度 U が 33.5m/s および 43.6m/s では、図3-14と同様に双曲線的な傾向を示している。周速度が比較的大きな 50.3m/s では、刃先の中ほどの $l_x/l=0.45\sim 0.65$ で Λ の値は上昇の傾向を示しているが、その後減少し全体的な傾向としては、 33.5m/s と 43.6m/s の場合と同じ傾向と見ることができる。

次にこの比例係数 Λ を次式により曲線近似した。

$$\Lambda = a l_x^{-b} \quad (3-23)$$

ここで、 l_x は刃先の長さ方向において、刃先の先端を原点とする座標である。図3-16は、比例係数 Λ の実験値と近似値を示したもので、式(3-19)の係数はそれぞれ $a=1.05, b=0.25$ となっている。刃先先端の要素中心 ($l_x=1.25$) においてほぼ $\Lambda=1$ となっており、刃元に行くに従って Λ の値は双曲線的に減少し一定値に近づいている。

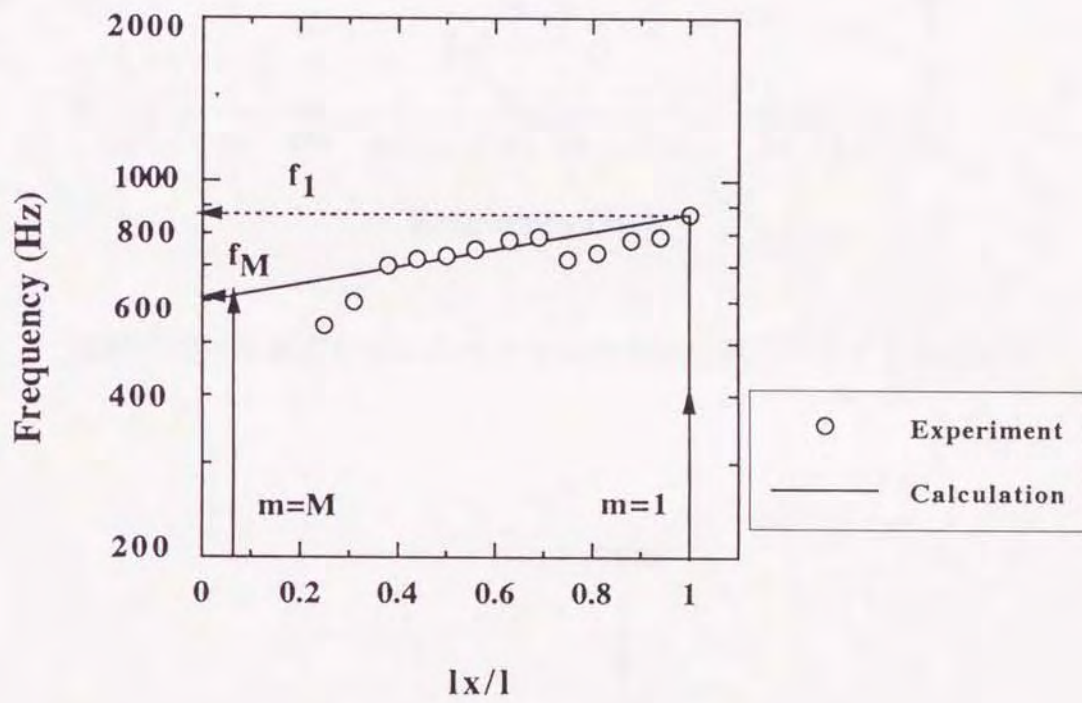


図3-10 刃先の各分割要素における音源周波数の予測
 (周速 $U=36.1\text{m/s}$, ストローハル数 $St=0.139$, 刃先長さ $l=40\text{mm}$,
 刃先外径 $d=6\text{mm}$)

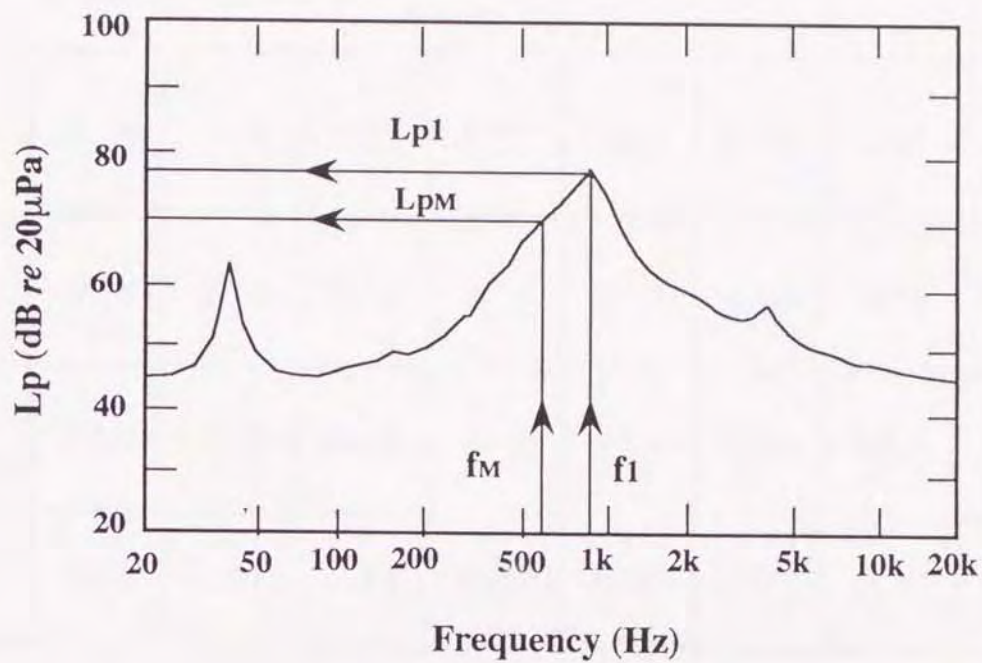


図3-11 音場における風切り音のスペクトル分布と音源スペクトルとの対応

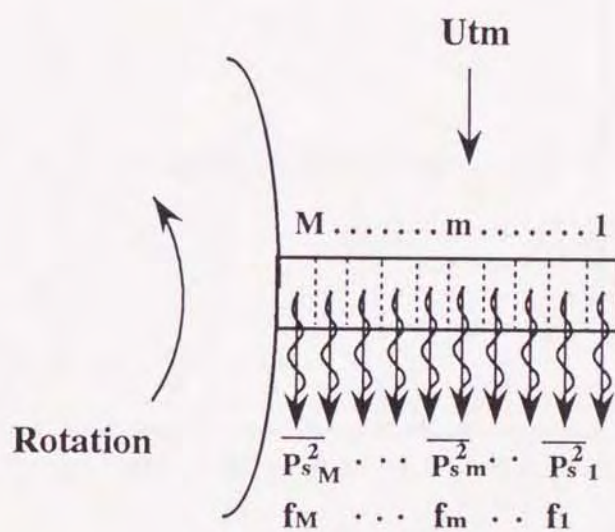


図3-12 刃先の分割要素と音源

表3-1 計算に用いた諸係数

l/D	0.14	0.18	0.23	0.27	0.32	0.36	0.41	0.45
S_t	0.14	0.13	0.13	0.14	0.14	0.15	0.14	0.14
$\bar{\theta}$ (degree)	80.0	81.8	85.2	84.5	84.5	84.5	84.5	84.8
$\overline{C_D}$	0.80	0.81	0.84	0.87	0.90	0.91	0.93	0.95

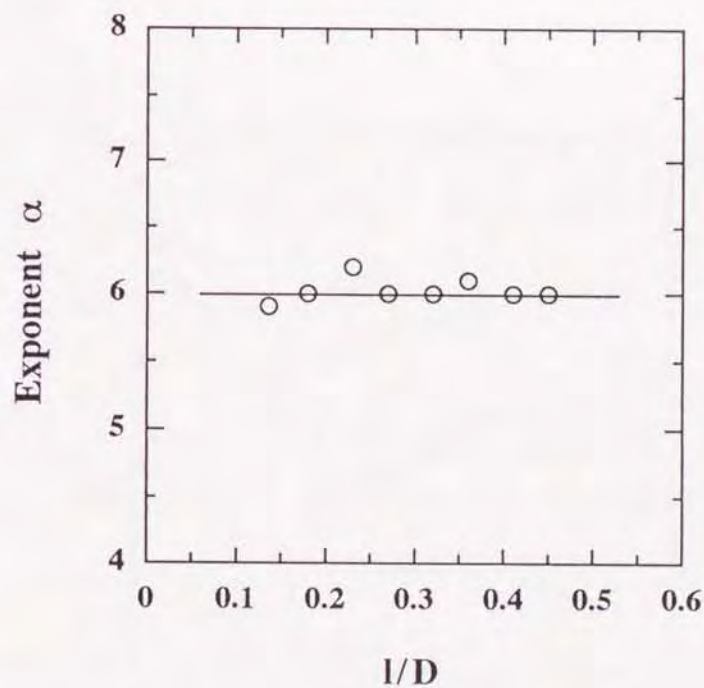


図3-13 刃先長さに対する速度指数の変化
(刃数 $N=4$, ディスク直径 $D=220\text{mm}$, 刃先の外径 $d=8\text{mm}$)

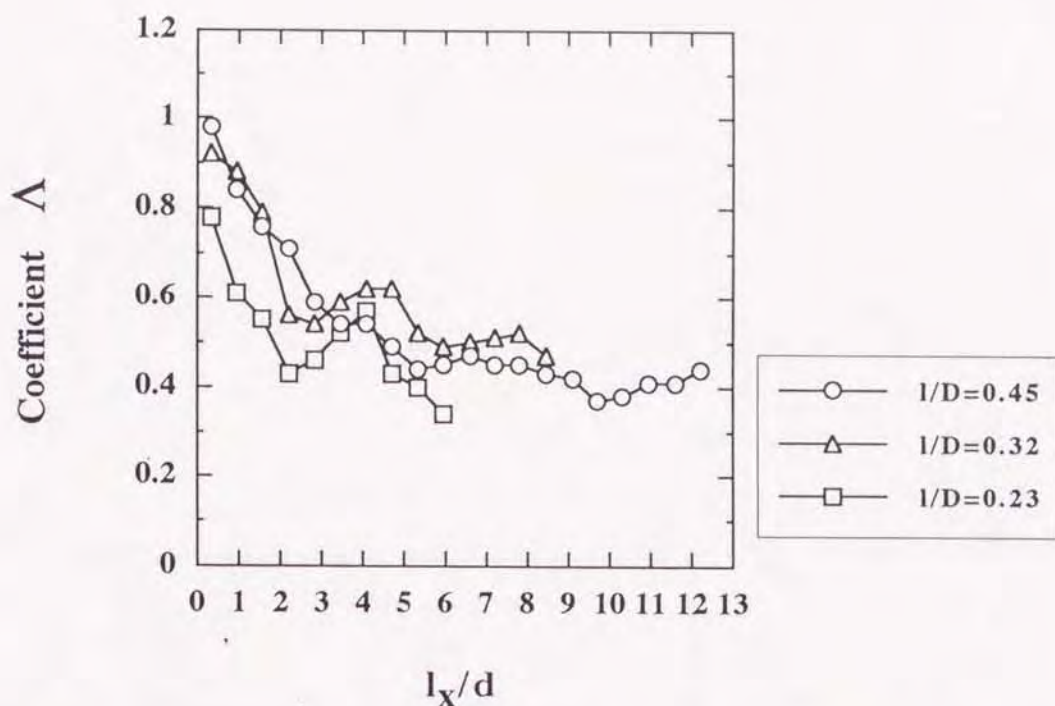


図3-14 刃先の長手方向における比例係数 Δ の分布
(刃数 $N=4$, ディスク直径 $D=220\text{mm}$, 刃先の外径 $d=8\text{mm}$, 周速 $U=30\text{m/s}$)

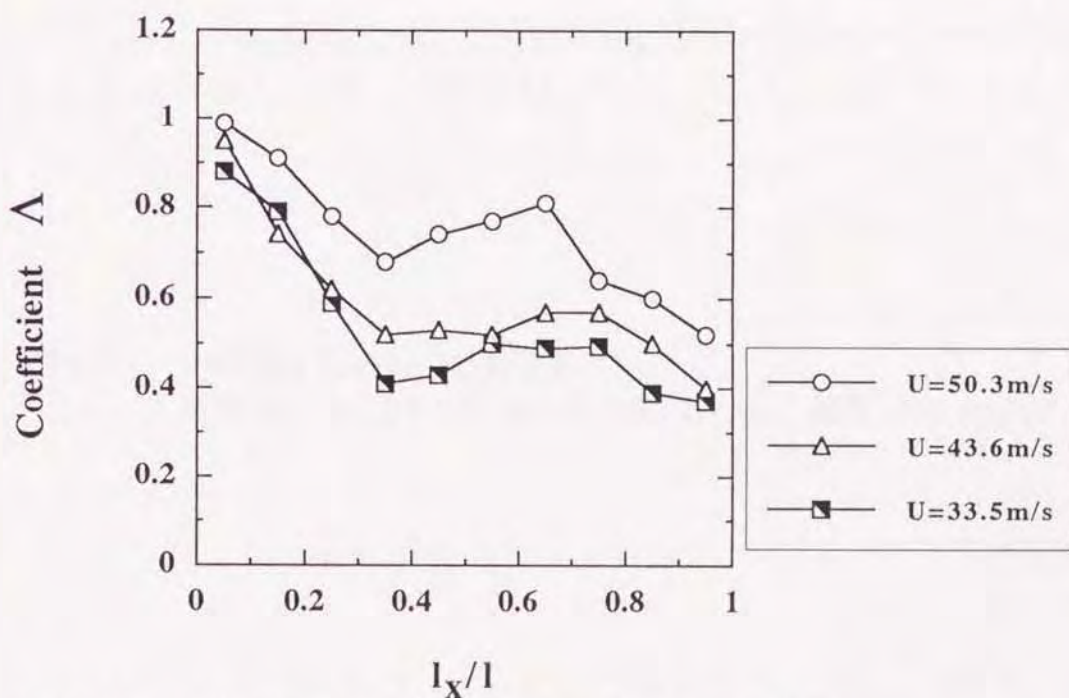


図3-15 刃先先端の周速度に対する比例係数 Δ の変化
(刃数 $N=4$, ディスク直径 $D=220\text{mm}$, 刃先の外径 $d=8\text{mm}$, 刃先長さ $l=50\text{mm}$)

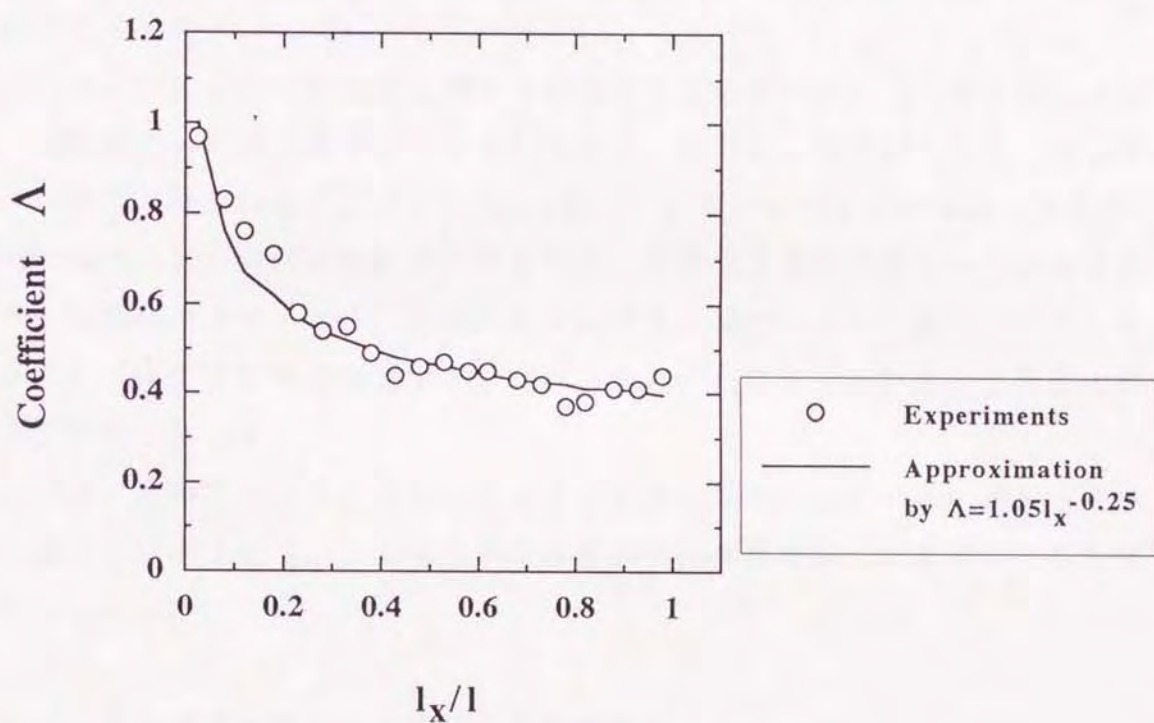


図3-16 比例係数 Λ の近似計算結果
 (刃先長さ $l=100\text{mm}$, 刃先の外径 $d=8\text{mm}$, 周速 $U=30\text{m/s}$)

3-5-4. 予測結果

前項で示した比例係数 Λ の近似式(3-23)を式(3-21)へ代入することにより音圧レベルの予測を行なった。

刃先形状が風切り音に及ぼす諸条件として、表3-1の値および図3-13の速度指数 α の値を用いた。比例係数 Λ については、各刃先形状すべての刃先先端の要素において $\Lambda = 1$ となるように、式(3-23)の係数を $a = 1.05$ 、 $b = 0.25$ としている。また、刃先の長手方向の要素分割は、刃先後方から放出されるうずの測定を、熱線風速計により長手方向2.5mmきざみで行なっているため、これに対応させるために要素の長さを $l_m = 2.5\text{mm}$ としている。

図3-17は、刃先先端の周速度に対する風切り音の音圧レベル L_p を計算したもので、比較のために測定値もプロットしてある。計算値と測定値はよく一致しており、音圧の二乗平均値 $\overline{P_s^2}$ は、 U^6 に比例している。さらに図3-18は、刃先長さ変化に対する音圧レベルを計算したもので、刃先長さ変化に対してそれほど音圧レベルの変化は大きくなく、計算値と実験値との傾向がよく一致している。また、音圧レベルの計算値と実験値との差は、2 dB以内にあり計算値と実験値は比較的よく一致している。

図3-19は、音場における風切り音の分布の計算結果を示している。図に示された計算値および測定値は、ともにその分布形状が馬蹄形を示し、そのレベルもほぼ一致している。

3-6. うずの循環推定法による風切り音の予測

風切り音の音圧レベルは、刃数 N の変化に対して $N^{1.05} \sim N^{1.35}$ の範囲で比例して上昇する傾向を示した。しかし、刃数が増加して刃間げきがある値より小さくなった場合、さらに周速が高速になった場合、風切り音の音圧レベルは減少する傾向を示した。予測式(3-21)では、これらの刃間げきの影響を予測するまでにはいたらなかった。

そこで、うずの循環を推定することで、刃間げきに対する風切り音の変化の予測を行う。つまり、式(3-14)におけるうずの循環 γ を推定することにより、刃先

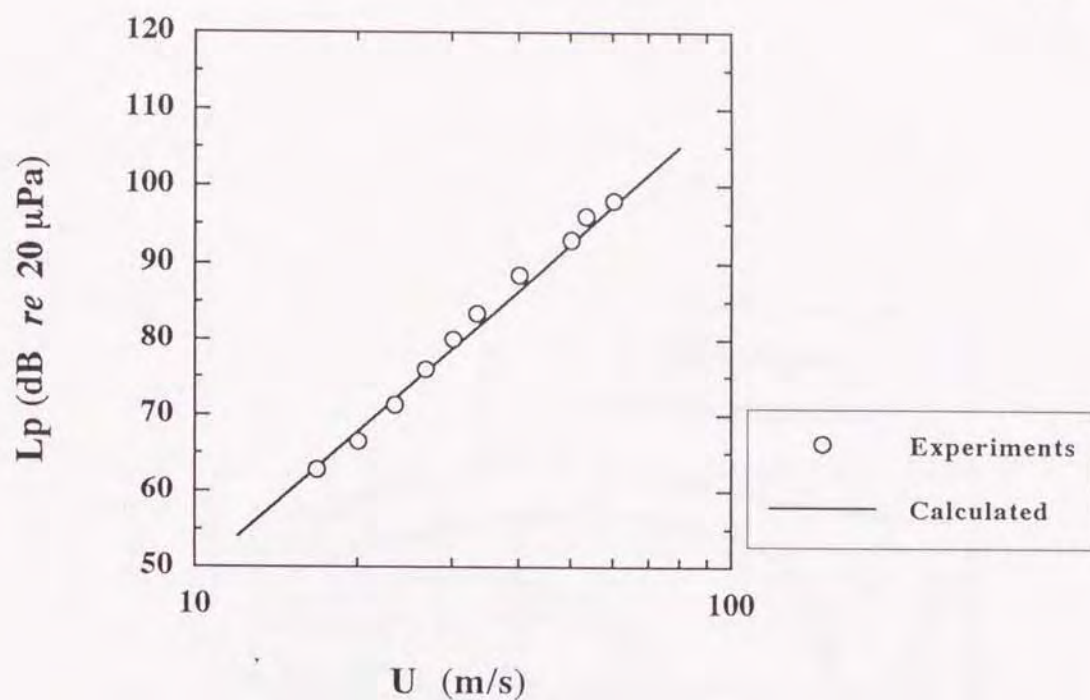


図3-17 刃先先端の周速変化に対する風切り音の予測結果
 (刃数 $N=4$, ディスク直径 $D=220\text{mm}$, 刃先の外径 $d=8\text{mm}$,
 刃先長さ $l=50\text{mm}$)

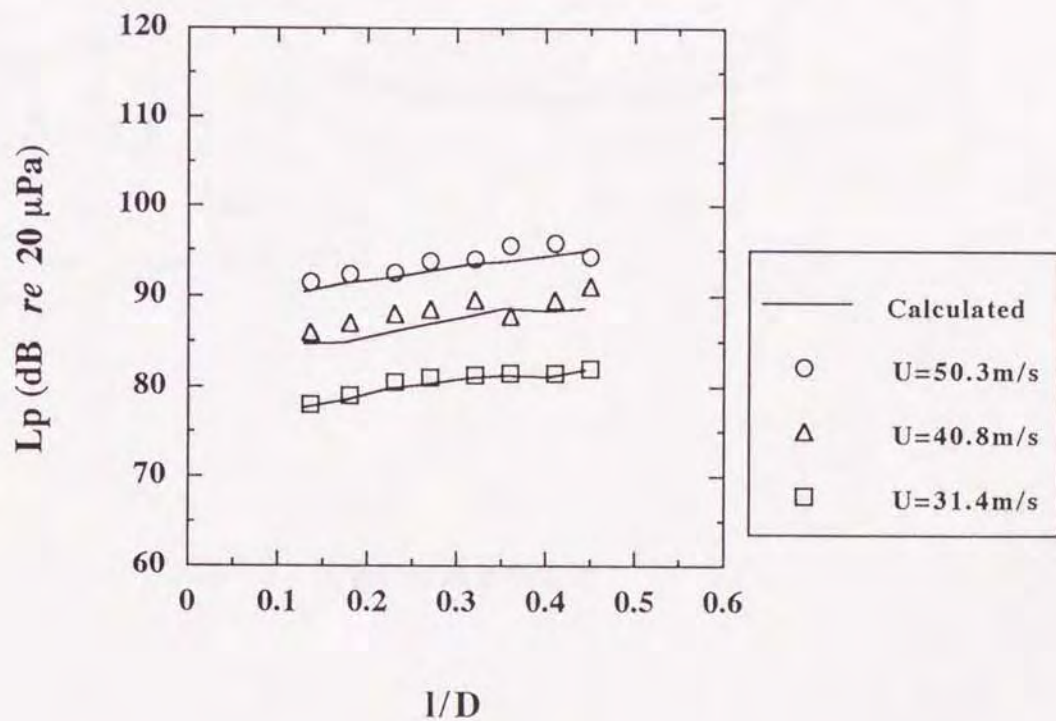


図3-18 刃先長さ変化に対する風切り音の予測結果
 (刃数 $N=4$, ディスク直径 $D=220\text{mm}$, 刃先の外径 $d=8\text{mm}$)

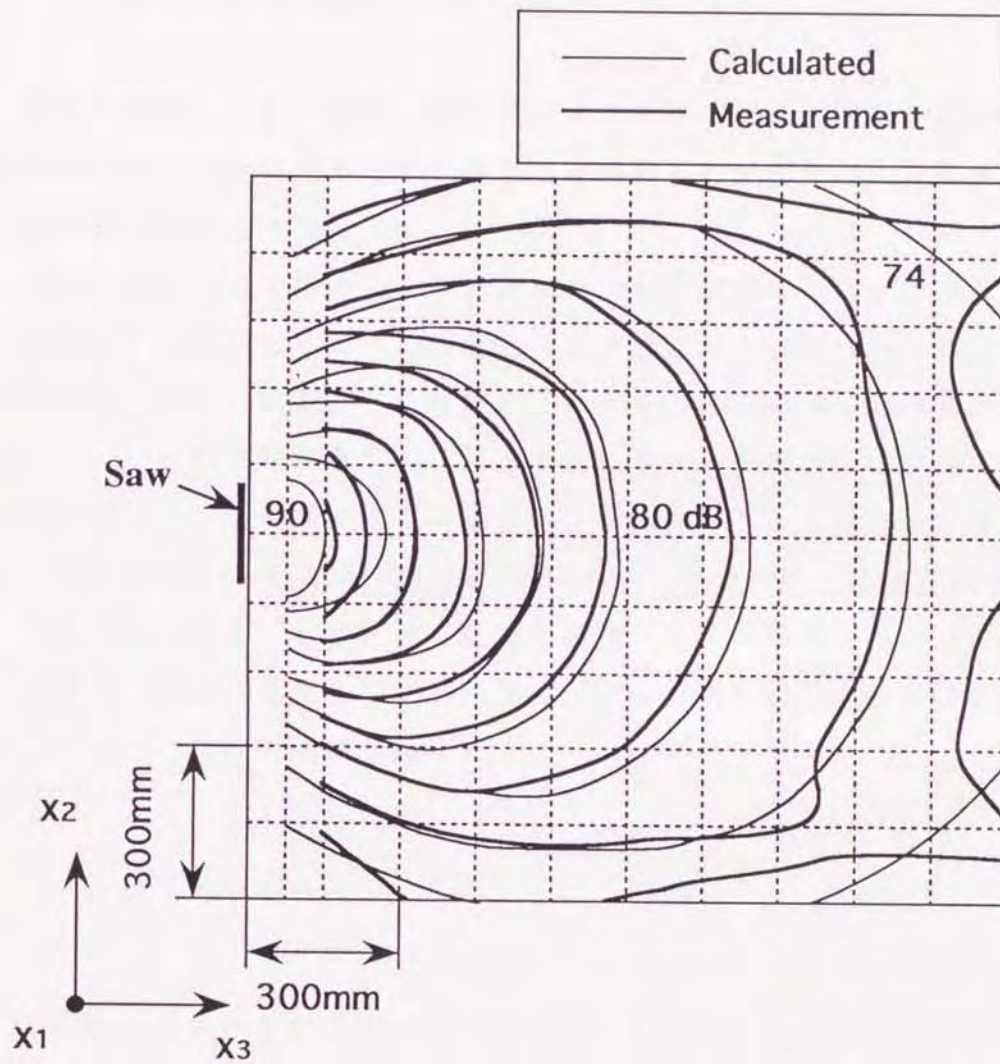


図3-19 音場の計算と測定値

周囲の循環 Γ を直接予測しようとするものである。本方法でも、刃先の各分割要素から発生するうずにおいて、流速 U_{tm} に対してストローハル数 S_t が一様なカルマンうずモデルを適用できると仮定する。

3-6-1. うず循環推定法

木谷⁽¹⁸⁾は、円柱、角柱、迎え角の大きな平板など、流れ学的ににぶい形状の物体の下流におけるうず循環の推定法を提案した。刃先から発生するうずの循環を木谷の方法により推定する。

円柱、角柱、迎え角の大きな平板など、流れ学的ににぶい形状の物体では、その表面から流れがはく離し、周期的なうず放出が生じる。はく離点から流出した境界層は、物体の代表寸法の数倍程度の下流でうずに巻き上がり、下流側に放出される。うず放出周波数を f 、放出されたうずの循環を γ とすれば、流れ方向に垂直な断面を単位時間によぎる循環は、 $f\gamma$ である。これははく離点から単位時間内に放出される循環 $\frac{1}{2}U_s^2$ (U_s : はく離点における境界層外縁の速度) よりも小さくなる。また、はく離せん断層がうずに巻き上がる過程で、この循環の一部は、符号の異なる渦度との相殺によって失われる。そこで渦度相殺因子を ε とすると、次式の関係が得られる。

$$f\gamma = \varepsilon \frac{1}{2} U_s^2 \quad (3-24)$$

図3-20に刃先から放出されるうずの様子を示す。 a は流れ方向における相隣るうずの間隔、 b は流れと直角方向のうずの間隔である。主流に相対的なうずの移動速度 V は、次式で与えられる⁽¹⁸⁾。

$$V = \frac{\gamma}{2a} \tanh \frac{\pi b}{a} \quad (3-25)$$

また、はく離点における境界層外縁の速度 U_s は、背圧係数 C_{pb} を用いて次式

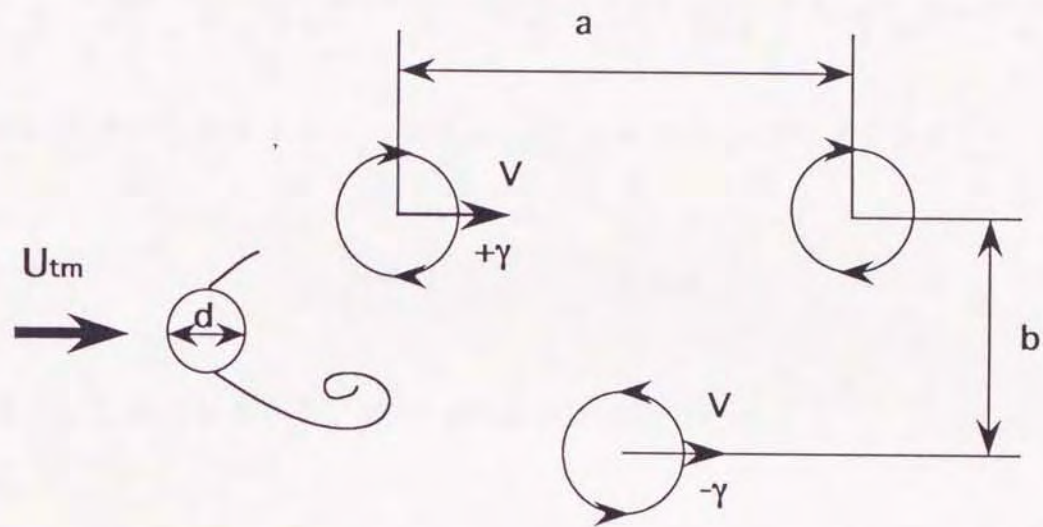


図3-20 円柱刃先から放出されるうずの様子

のように表わすことができる⁽¹⁸⁾。

$$U_s = (1 - C_{pb})^{1/2} U_{tm} \quad (3-26)$$

うず列を生じる物体の抗力係数 C_D は、円柱刃先の外径を d とすると次式によって与えられる⁽¹⁸⁾。

$$\frac{d}{a} C_D = \frac{4}{\pi} \frac{V}{U_{tm}} \coth \frac{\pi b}{a} \left\{ \frac{\pi b}{a} \left(1 - 2 \frac{V}{U_{tm}} \right) + \frac{V}{U_{tm}} \coth \frac{\pi b}{a} \right\} \quad (3-27)$$

また、うず放出のストローハル数 S_t は、 $f = (U_{tm} - V)/a$ より

$$S_t = \frac{d}{a} \left(1 - \frac{V}{U_{tm}} \right) \quad (3-28)$$

と書くことができるから、式(3-27)および式(3-28)より

$$\begin{aligned} S_t C_D &= \frac{4}{\pi} \frac{V}{U_{tm}} \left(1 - \frac{V}{U_{tm}} \right) \coth \frac{\pi b}{a} \\ &\quad \times \left\{ \frac{\pi b}{a} \left(1 - 2 \frac{V}{U_{tm}} \right) + \frac{V}{U_{tm}} \coth \frac{\pi b}{a} \right\} \quad (3-29) \end{aligned}$$

またうず列の移動速度と間隔比 b/a の関係は、Kronauer⁽¹¹⁾の条件によって定まる。つまり、うず列の速度 V が与えられたとき、間隔比 b/a は抗力が最小となるように定まる。

Kronauerの条件は、

$$\left. \frac{\partial \left(\frac{d}{a} C_D \right)}{\partial (b/a)} \right|_{V/U_{tm} = \text{const.}} = 0 \quad (3-30)$$

であるから、これに式(3-27)を代入すれば次式となる。

$$2 \frac{V}{U_{tm}} = \frac{\sinh^2(\pi b/a) - (\pi b/a) \tanh(\pi b/a)}{\cosh^2(\pi b/a) - (\pi b/a) \tanh(\pi b/a)} \quad (3-31)$$

一方、式(3-24)に $f = (U_{tm} - V)/a$ 、式(3-25)および式(3-26)を代入して整理すれば、うず循環を推定するための基本となる関係式が次式のように求まる。

$$\left(1 - \frac{V}{U_{tm}} \right) \frac{V}{U_{tm}} = \frac{1}{4} \varepsilon (1 - C_{pb}) \tanh \frac{\pi b}{a} \quad (3-32)$$

図3-21は、式(3-31)をグラフの形で示したものである。さらに、図3-22は式(3-29)および式(3-31)より、 $S_t C_D \sim V/U_{tm}$ を計算した結果である。この計算結果から、 $S_t \times C_D$ の値に上限(約 0.27)が存在することがわかる。これは、Kronauerの条件を適用することのできるレイノルズ数、その他のパラメータに制限があることを示している。 $S_t \times C_D < 0.27$ の範囲であれば、実験から S_t, C_D の値を測定することにより、式(3-29)および式(3-31)から V/U_{tm} および b/a を求めることができる。また、測定された C_{pb} 、計算値 V/U_{tm} 、 b/a を式(3-32)へ代入し、渦度相殺因子 ε を求めることにより、式(3-24)および式(3-26)からうず循環 γ が計算される。

本方法は、単独の物体後方に発生するうずの循環に対して推定するものであるが、丸ノコの刃先のように直列に配列された場合についても適用できるものと仮定した。つまり、ある刃数 N (刃間げき)において発生するうずは、測定された

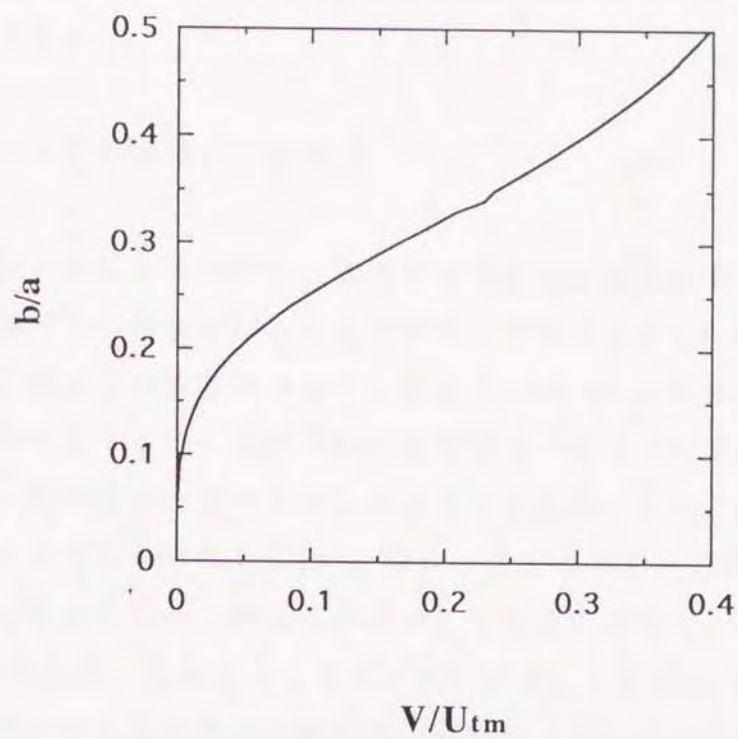


図3-21 式 (3-31) より計算した $b/a \sim V/U_{tm}$ の関係

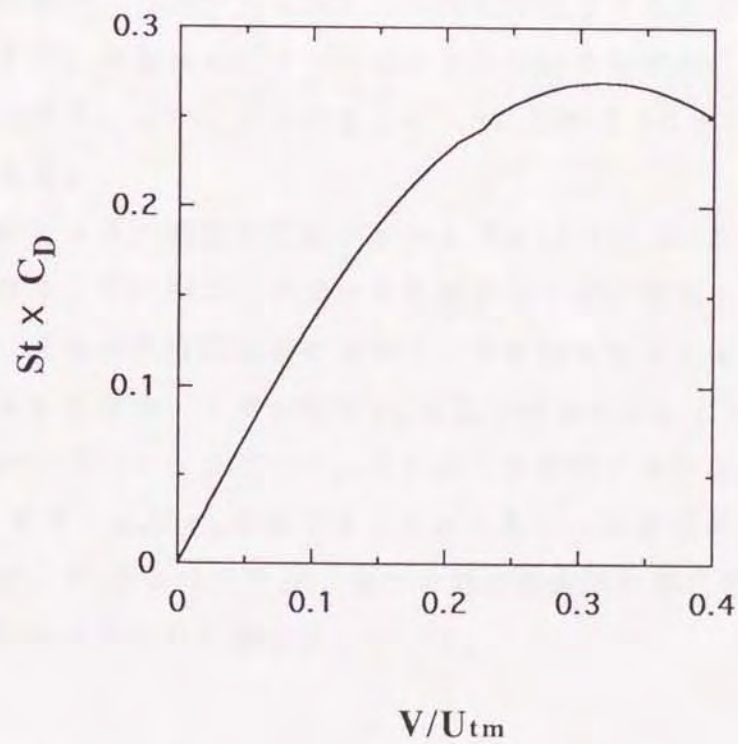


図3-22 式 (3-29) より計算した $St \cdot C_D \sim V/U_{tm}$ の関係

S_t, C_D, C_{pb} の値を用いて推定される単独の物体から発生するうずモデルに等価なものと考える。

3-6-2. うずの循環 γ の計算

図3-23に風洞実験から求めた、刃間げきに対する抗力係数の変化を示した。抗力係数は刃間げきの増加に伴って上昇する。刃間げき $\delta (=l_o/d) \geq 30$ では、抗力係数への刃間げきの影響は少なく、ほぼ $C_D=0.8$ の一定値を示す。この一定値は、植松ら⁽¹⁹⁾による単一有限円柱の測定値と一致している。

図3-24は、円柱刃先の長手方向における背圧係数 $-C_{pb}$ の分布を示したものである。刃間げきが小さい $\delta = 1.25$ の場合、刃元から刃先先端にかけて背圧係数はほぼ一定となっている。刃間げきが大きくなるにつれて、刃先先端付近 $l_x/l \geq 0.8$ で背圧係数は、負に大きくなる。図3-25は、この背圧係数の分布の平均値 $\overline{-C_{pb}}$ と刃間げきの関係を示している。平均値 $\overline{-C_{pb}}$ は、刃間げきの増加に伴って上昇し、 $\delta \geq 21$ ではほぼ一定値(0.65)を示す。また、刃間げき $\delta = 10.0$ において平均値 $\overline{-C_{pb}}$ は、不連続で遷移して低い値になる。

図3-26は、式(3-29)、式(3-31)および式(3-32)の関係式を用い、測定された S_t, C_D の値から、刃間げきに対する渦度相殺因子 ε を計算した結果である。刃間げきに対して、渦度相殺因子 ε はほぼ上昇傾向を示すが、 $\delta = 15.7$ で最大となった後、減少する。また、刃間げき $\delta = 7.9$ および15.7において、 ε の値は跳躍し不連続である。

さらに、計算された渦度相殺因子 ε および式(3-24)、式(3-26)からうずの循環 γ が推定される。図3-27は、刃間げきに対するうずの循環 γ_m の変化を計算したものである。刃先の各分割要素において、渦度相殺因子 ε は一様であるものと仮定した。計算した結果、うずの循環 γ_m は刃間げきに対して上昇傾向を示すが、刃間げき $\delta = 11.8$ でピークとなり、それ以上の刃間げきでは減少する。

表3-2に、うずの循環 γ_m を推定するために用いた実験値および計算値をまとめている。なお、 S_t 数については、風切り音の卓越周波数とそのときの刃先先端の周速度 U から計算された値を用いている。

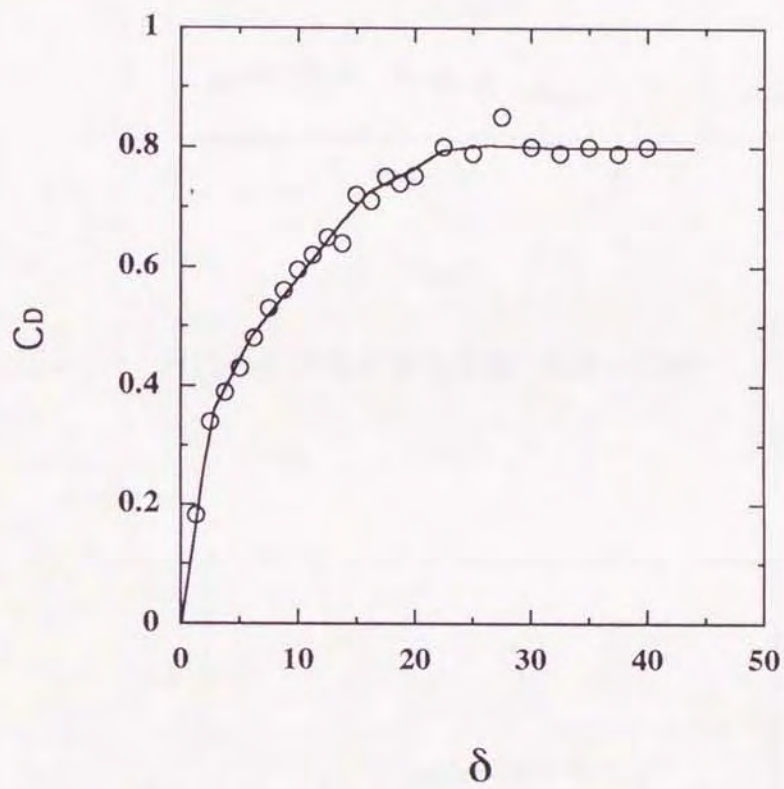


図3-23 刃間げきに対する抗力係数の変化
(風洞実験による)

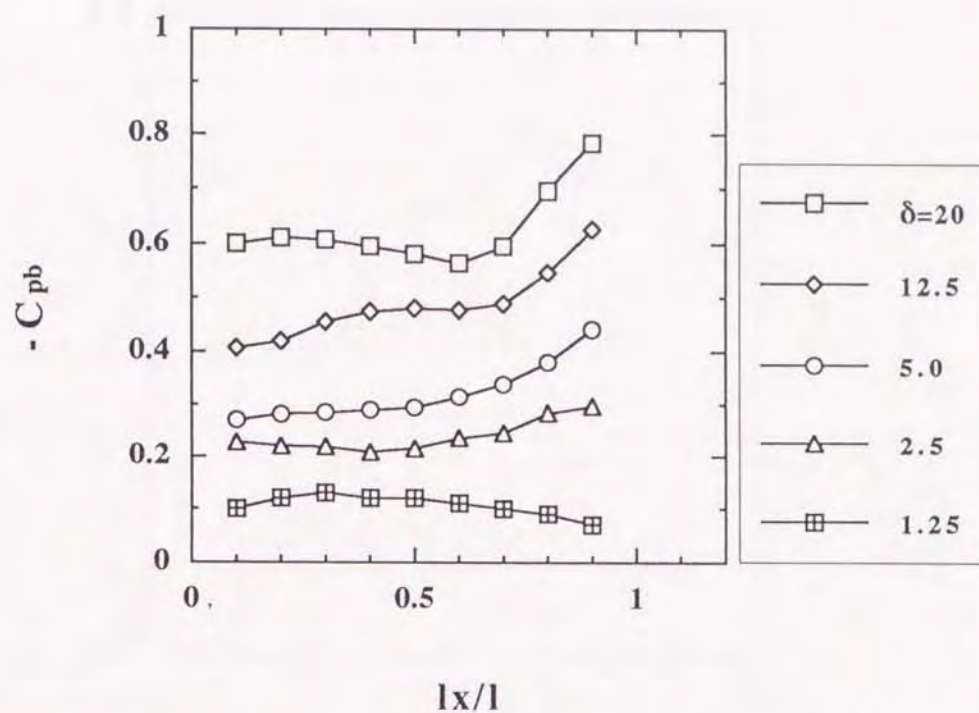


図3-24 刃先長手方向の背圧係数 $-C_{pb}$ の分布

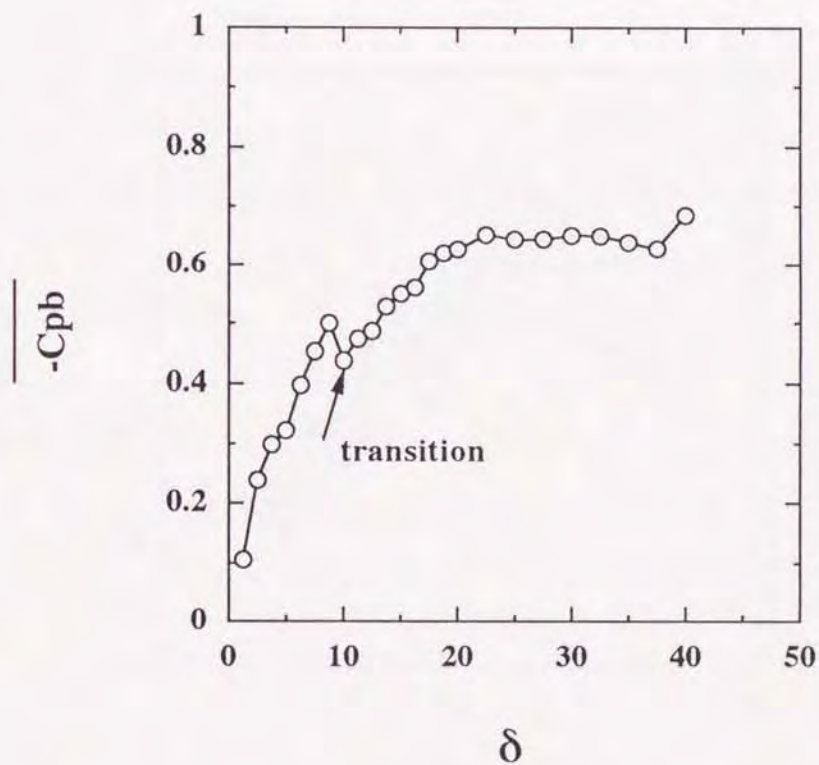


図3-25 刃間げきに対する背圧係数の平均値 $\overline{-C_{pb}}$ の変化

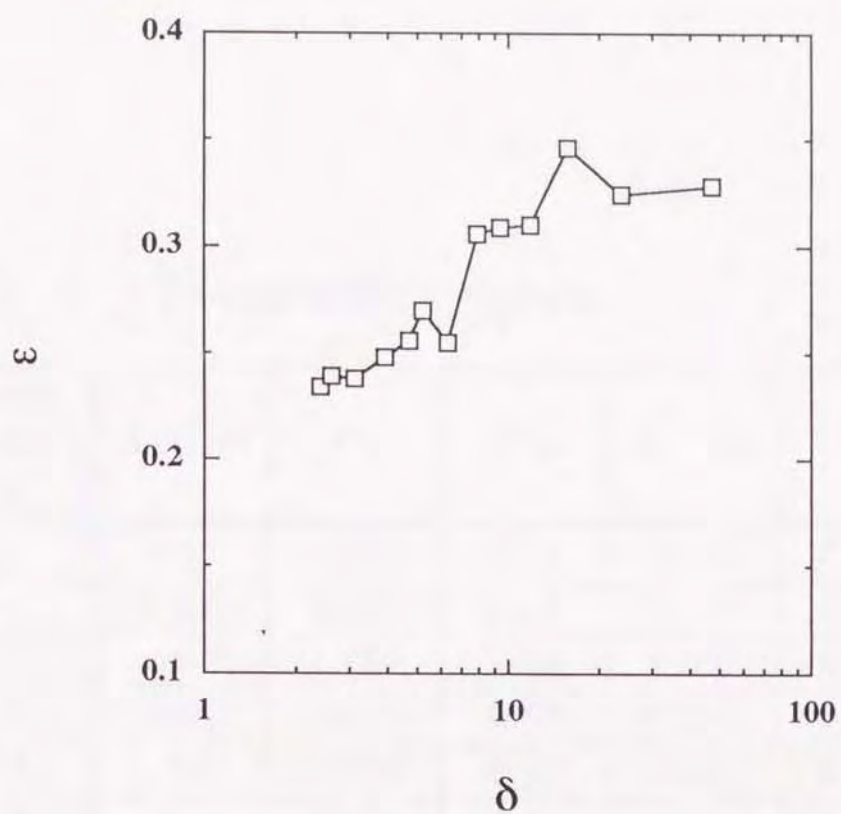


図3-26 刃間げきに対する渦度相殺因子の変化

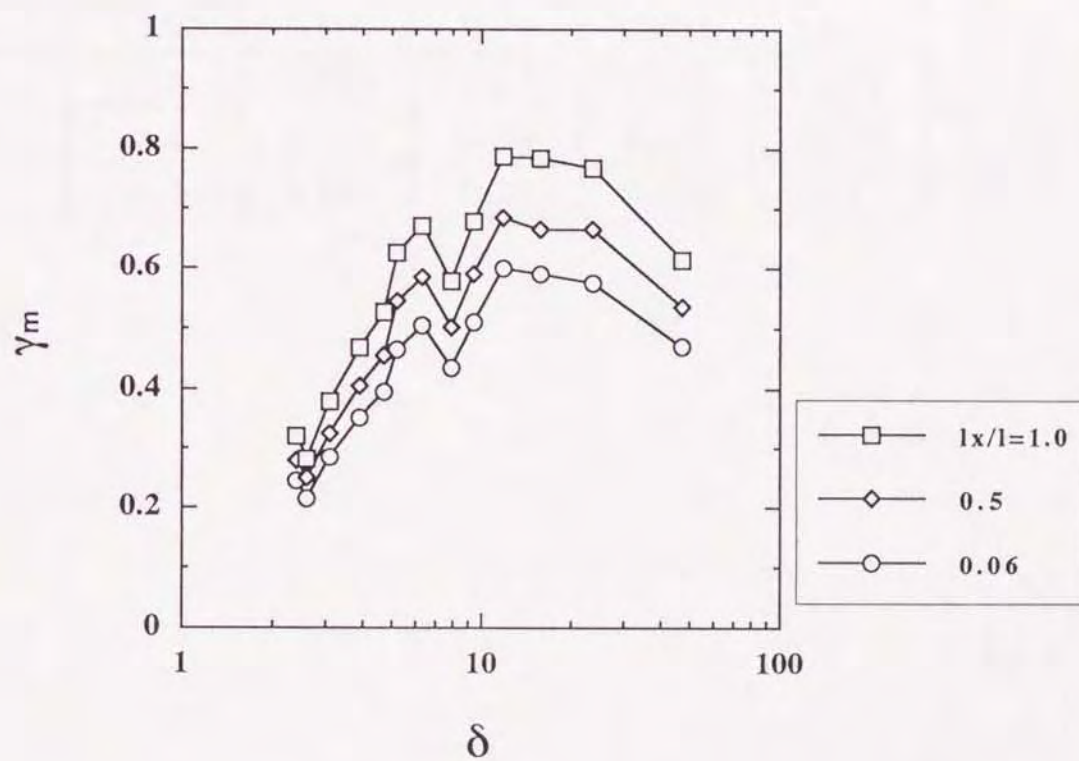


図3-27 うずの循環の変化

表 3 - 2 うずの循環の計算に用いた諸係数

Tooth Numbers N	$\delta (l_0 / d)$	C_D	$-\overline{C_{pb}}$	$S_t \times C_D$	V / U_{tm}	b / a
2	47.1	0.815	0.68	0.144	0.109	0.260
4	23.6	0.785	0.65	0.117	0.085	0.240
6	15.7	0.710	0.55	0.093	0.068	0.223
8	11.8	0.630	0.48	0.070	0.049	0.205
10	9.4	0.575	0.50	0.078	0.054	0.210
12	7.9	0.530	0.46	0.080	0.058	0.215
15	6.3	0.480	0.40	0.050	0.031	0.190
18	5.2	0.445	0.32	0.050	0.031	0.190
20	4.7	0.420	0.30	0.052	0.034	0.191
24	3.9	0.390	0.29	0.052	0.034	0.191
30	3.1	0.350	0.27	0.055	0.038	0.195
36	2.6	0.325	0.24	0.067	0.046	0.200
40	2.4	0.310	0.20	0.053	0.037	0.192

3-6-3. 刃間げきに対する風切り音の予測

次に、推定されたいの循環 γ_m を用いて、刃間げきに対する風切り音の予測を行う。

刃先の分割要素 m における変動揚力係数の二乗時間平均値は、うずの循環 γ_m を用いると、式(3-13)および式(3-14)から次式のように表わすことができる。

$$\overline{\left[\frac{\partial C_L}{\partial t} \right]_m^2} = 2 \left(\frac{2\pi \Lambda_m \gamma_m f_m}{U_{tm} d} \right)^2 \quad (3-33)$$

したがって、分割された刃先の m 要素から放射される音圧の二乗平均値は、式(3-9), 式(3-11), 式(3-19)および式(3-33)から次式となる。

$$\overline{P_{s^2}(\underline{x}, t)_m} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\rho_o}{4c} \left(\frac{|x_3 - y_3|}{\tilde{r}^2} \right)_m \Lambda_m \gamma_m U_{tm} f_m \theta_m l_m \right\}^2 \quad (3-34)$$

よって受音点における音圧の二乗平均値は、式(3-21)を求めたときと同様に、 N 個の刃先に各々 M 個の分割要素があるとして、次式から計算される。

$$\begin{aligned} \overline{P_{s^2}(\underline{x}, t)} &= N \sum_{m=1}^M \overline{P_{s^2}(\underline{x}, t)_m} \\ &= N \sum_{m=1}^M \frac{1}{2} \left\{ \frac{\rho_o}{4c} \left(\frac{|x_3 - y_3|}{\tilde{r}^2} \right)_m \Lambda_m \gamma_m U_{tm} f_m \theta_m l_m \right\}^2 \quad (3-35) \end{aligned}$$

うずの循環 γ_m は、式(3-24)および式(3-26)より

$$\begin{aligned}\gamma_m &= \frac{1}{2 f_m} \varepsilon U_s^2 \\ &= \frac{1}{2 f_m} \varepsilon (1 - C_{pb}) U_{tm}^2\end{aligned}\quad (3-36)$$

と表すことができるから、音圧の二乗平均値は、式(3-35)へ式(3-36)を代入すると、定性的に速度 U_{tm} の 6 乗に比例している。

ここで、比例係数 Λ_m は刃先の各要素における重み関数として式(3-23)を用い、 $\Lambda_m = 1.057 x^{-0.25}$ を採用する。

式(3-36)のうずの循環 γ_m を用いて、式(3-35)から刃間げきに対する風切り音の音圧レベルを計算した結果を図3-28に示した。実線が測定値の最小二乗近似値を、プロットした点が計算して求められた予測値を示している。刃間げきに対する変化の傾向は、良く一致している。計算に用いた諸値は、表3-3 にまとめた通りである。なお、計算結果の循環 γ_m は、刃先先端の要素における値である。

3-7. 実刃先形状の円板状工具における風切り音の予測

これまで、二次元的な刃先モデルとして円柱刃先を持つ円板状工具について予測を行ってきた。本節では、実際の刃先形状を持つ円板状工具における風切り音の予測について検討を行う。

実刃先を、形状から大きく二つに分類することができる。一つは、木材加工用ノコやメタルソーなど、逃げ角やすくい角が形成された鋭角な形状の刃先を持つ丸ノコなどである。これには、刃先に超硬チップをろう接されたチップソーも含まれる。他の一つは、石材切断用ブレードのように円板の外周にスロットが切っておりその合金上にセグメント形状のダイヤモンド層がつく、セグメントタイプ

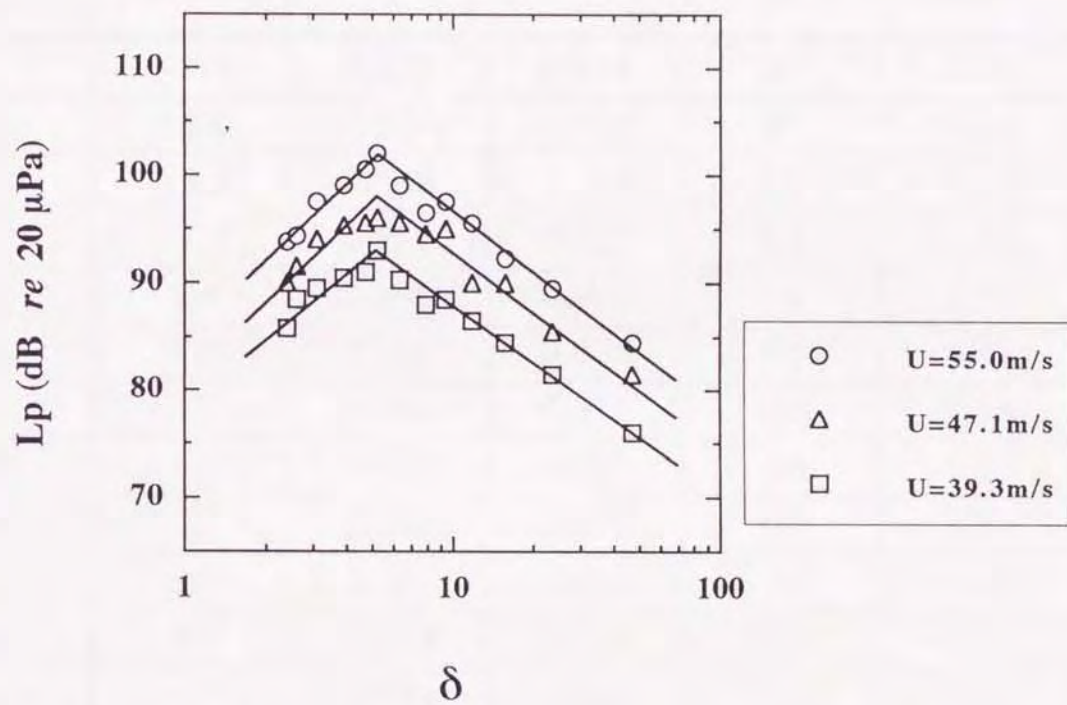


図3-28 刃間げきに対する風切り音の予測結果
 (刃先の外径 $d=6$ mm, 刃先長さ $l=40$ mm,
 観測点 ($x_1=0, x_2=0, x_3=300$))

表 3 - 3 風切り音の予測に用いた諸値

Tooth Numbers N	$\delta (l_0 / d)$	ϵ	* γ_m	$\bar{\theta}_m$	$\alpha (U^\alpha)$
2	47.1	0.328	0.614	77	6.00
4	23.6	0.324	0.768	81	6.14
6	15.7	0.346	0.784	83	6.13
8	11.8	0.310	0.787	84	6.29
10	9.4	0.309	0.678	86	6.39
12	7.9	0.306	0.578	87	6.45
15	6.3	0.255	0.671	88	6.64
18	5.2	0.270	0.625	89	6.65
20	4.7	0.256	0.526	90	6.64
24	3.9	0.248	0.468	92	6.63
30	3.1	0.238	0.379	93.5	6.41
36	2.6	0.239	0.282	95.5	5.99
40	2.4	0.234	0.321	97	5.95

* γ_m は、刃先先端における値

の刃先を持つ丸ノコである。図3-29に二つの代表的な形状を示した。表3-4には、刃先の各寸法の使用範囲を示した。

3-7-1. 実刃先におけるうずの発生モデル

Leu と Mote ら⁽²⁰⁾は、刃先の前縁(Leading-edge)および後縁(Trailing-edge)からはく離するうずのどちらが風切り音として主要な音源になるかという問題に対し、ステップを一つ持つスパイラルな形状の丸ノコモデルを用いた実験を行った。その結果、前縁からはく離するうずによる風切り音のほうが、騒音レベルは大きいことが明らかにされた。また、Sharland⁽²¹⁾ および深野ら⁽⁷⁾による低圧軸流送風機の乱流騒音モデルでは、騒音源として羽根の後縁に流出したうずに適当な大きさを仮定して解析を行っている。これらの解析手法による計算結果は測定値と1 dB以内で一致しており、丸ノコの風切り音に対しても有効な手段になると考えられる。

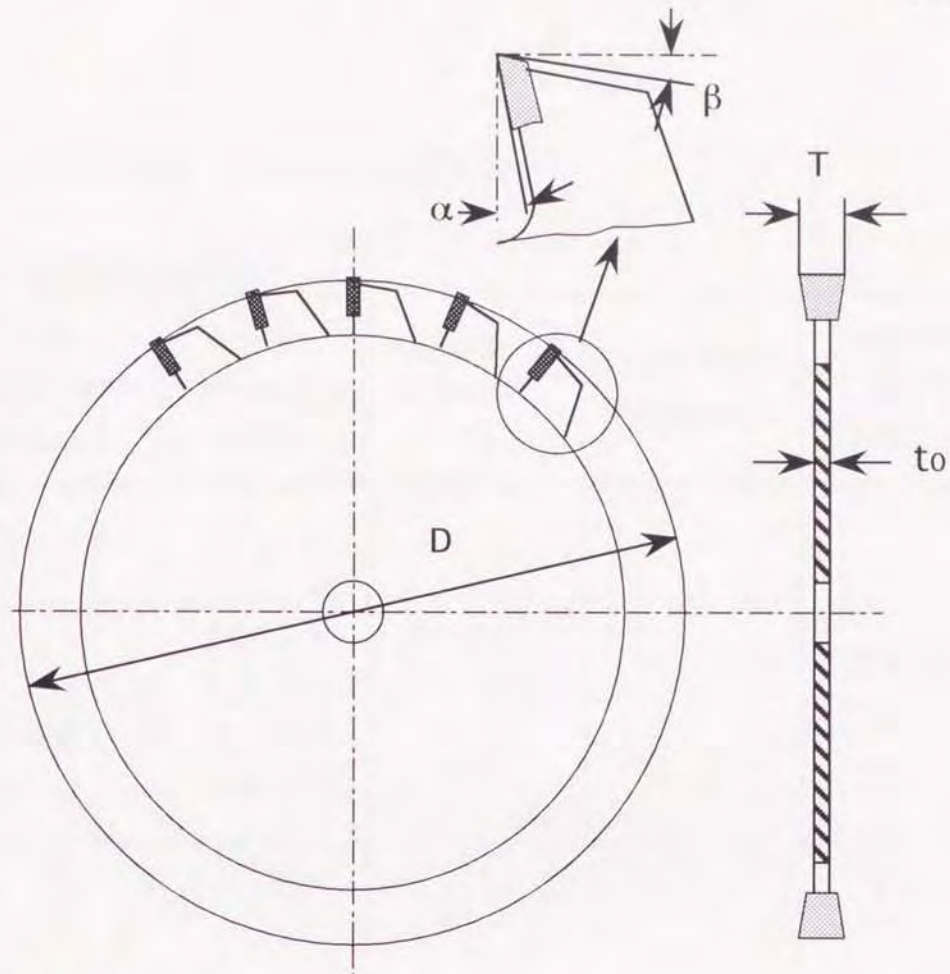
丸ノコの刃先から発生するうずは、Leu と Mote らの実験結果およびSharland、深野らの解析手法をふまえて以下のようにモデル化する。

はく離うずは、図3-30(うず放出モデル；坂田ら⁽²²⁾)に示したように、物体表面上の境界層がはく離点(物体のかど部A点およびB点)からはがれ、うずとして後流中に放出される。そして、このはく離うずの大きさは後流の幅の約半分ぐらいであると仮定する。また、丸ノコの刃先は流れに対して厚さが非常に薄いと考えられるので、後流の幅は刃先の厚さと刃先後縁における乱流境界層の厚さとの和とする。よってうずの大きさは、刃先の厚さ t_o 、刃幅 h_m 、乱流境界層厚さ⁽²³⁾ δ_m 、うずの半径 r_{vm} とすると以下のように表わせる。

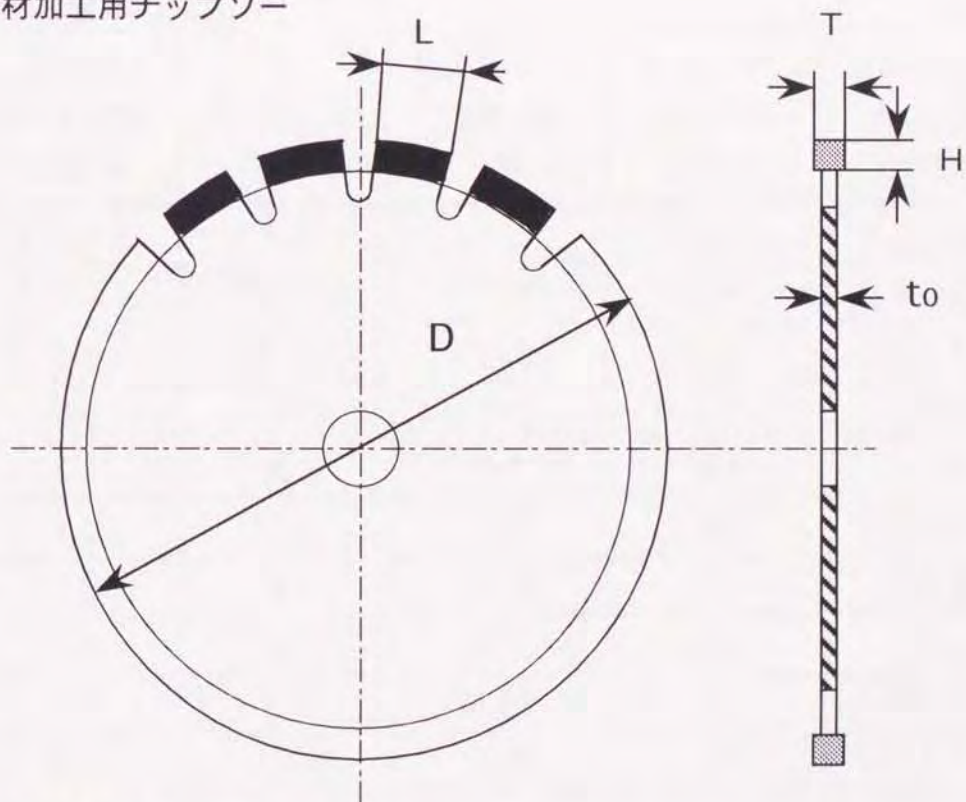
$$r_{vm} = (t_o + 2\delta_m) / 4, \quad \delta_m = 0.37 h_m / Re_h^{(1/5)} \quad (3-37)$$

ここで、 Re_h は刃幅を基にしたレイノルズ数で($= U_{tm} h_m / \nu$)である。添え字の m は、刃先の長手方向に分割された m 番目の要素である。

深野らは、うずの大きさとして羽根の厚み方向には後流の幅の半分、翼弦方向も同様に後流の幅の半分の大きさとした。刃先の分割方法については深野らと同



(a) 木材加工用チップソー



(b) 石材加工用ブレード

図3-29 代表的な丸ノコの刃先形状

表 3 - 4 木材および石材加工用の丸ノコの標準寸法例

木材加工用チップソー(標準寸法範囲)

Outside diameter D(mm)	Body thickness to(mm)	Tip thickness T(mm)	Number of teeth N	Hook angle α (degree)	Clearance angle β (degree)
160	1.2-1.6	2.0-2.4	$N=0.12D-0.32D$	5-25	10-20
200	1.2-1.6	2.0-2.4			
300	1.4-2.2	2.2-3.2			
400	1.8-2.5	2.8-3.5			
500	2.0-3.0	3.0-4.0			
600	2.0-3.0	3.0-4.0			

石材加工用ブレード(標準寸法)

Outside diameter D(mm)	Body thickness to(mm)	Tip thickness T(mm)	Number of teeth N	Segment length L(mm)	Segment height H(mm)
900	4.5-5.0	6.5-7.5	60-72	40-25	9.5-10.0
1000	5.0-5.5	7.0-7.5	64-80	40-25	9.5-10.0
1100	5.0-6.0	7.0-8.0	70-76	40-30	9.5-10.0
1250	6.0	8.0	84	30	10.0
1400	6.5	8.5	90	30	10.0
1600	6.5	8.5	100	30	10.0
1800	7.0	9.5	120	25	10.0
2000	8.0	10.5	132	25	11.0
2200	8.5	11.5	136	25	11.0
2500	9.0	12.0	140	25	15.0

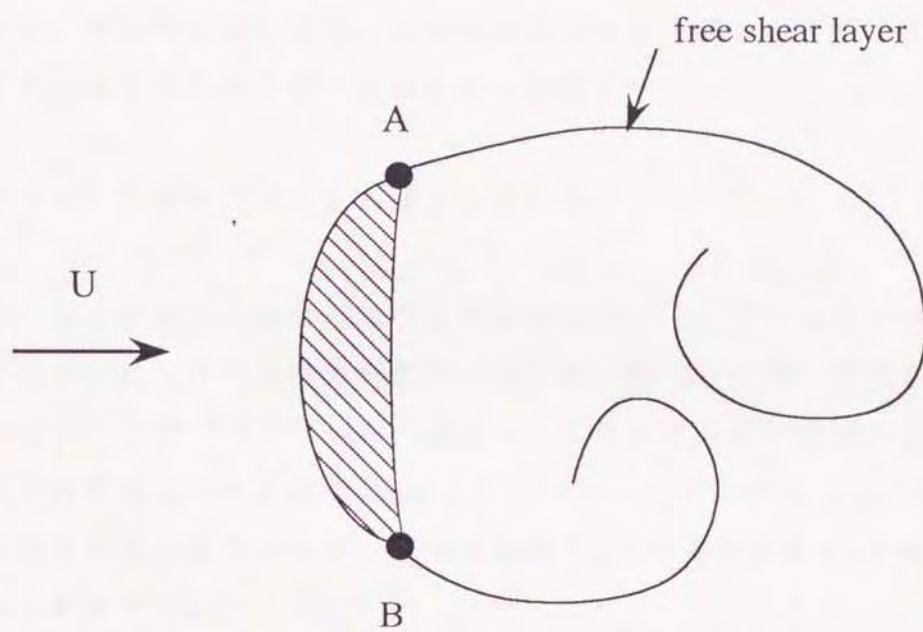


図3-30 うず放出モデル

じ方法を用いて、刃先の長手方向のうずの大きさであるうずの幅を $2 r_{vm}$ とする。つまり刃先を $2 r_{vm}$ の幅で分割し、各分割された要素から二次元的なうずが放出されていると仮定する。実際、木谷ら⁽¹⁸⁾による前縁はく離における三次元うず構造の可視化実験によれば、はく離うずはスパン方向に板厚の2～4倍程度の二次元的構造を持っていることが明らかにされている。しかし、丸ノコのように刃先の長手方向（スパン方向）に速度勾配を持つ場合、刃先の長手方向のうずの大きさは、二倍程度（ $2 r_{vm}$ ）と少し小さめに見積もるほうが妥当だと考えられる。

さらに、本解析においては、刃先の前縁からはく離したうずは刃先表面に再付着せずそのまま刃先の後縁へ流れていくと仮定する。

3-7-2. うずモデルによる風切り音の解析

前項の刃先前縁からはく離うずモデルを用いて、実刃先における風切り音の解析を行う。丸ノコの刃数の影響については、現在一般的に使用されている丸ノコの騒音データ^(5,6,8-10)から、音圧レベルはほぼ刃数に比例すると仮定できる。

刃先の m 要素まわりの循環 Γ_m は、式(3-37)のうずの半径 r_{vm} を用いて式(3-14)より算出される。また、うずの発生周波数 f_m は刃先の厚さ t_0 を代表寸法として次式から計算する。

$$f_m = S_t U_{tm} / t_0 \quad (3-38)$$

したがって、各分割要素から放射される音圧の二乗平均値は、式(3-18)を求めたのと同様な方法で式(3-9), 式(3-11)および式(3-15)より、次式となる。

$$\begin{aligned} \overline{P_{s^2}(\chi, t)_m} &= \frac{\rho_0^2 \pi^2}{2 c^2 t_0^4} \left(\frac{|\chi_3 - \gamma_3|}{\tilde{r}^2} \right)_m^2 \Lambda_m^2 S_t^2 \\ &\times U_{tm}^6 \left(\frac{v_\theta}{U_t} \right)_m^2 r_{vm}^2 S_{km}^2 \end{aligned} \quad (3-39)$$

Sharland⁽²¹⁾は、羽根面上の圧力に関する相関面積を考える上で羽根後縁から放出されるうずの大きさを採用している。しかし、本解析では刃先の分割要素の循環の変動を考えているので、圧力の相関面積 S_{km} は分割要素の面積に等しいと考え、分割要素の幅 $2r_{vm}$ と刃先の幅 h_m との積として次式を用いる。

$$S_{km} = 2r_{vm}h_m \quad (3-40)$$

さらに、式(3-39)において、速度の項を速度指数 α を用いて次式で表す。

$$U_{tm}^6 \left(\frac{v_\theta}{U_t} \right)_m^2 = U_{tm}^\alpha \quad (3-41)$$

したがって、式(3-39)へ式(3-40), 式(3-41)を代入し、刃先の要素数が N 個の刃先に各々 M 個あるとすると受音点における音圧の二乗平均値は次式となる。

$$\begin{aligned} \overline{P_s^2(\underline{x}, t)} &= N \sum_{m=1}^M \overline{P_s^2(\underline{x}, t)_m} \\ &= \frac{2\rho_o^2\pi^2}{c^2t_o^4} N S_t^2 \sum_{m=1}^M \left(\frac{|\chi_3 - \gamma_3|}{\tilde{r}^2} \right)_m^2 (\Lambda_m r_{vm}^2 h_m)^2 U_{tm}^\alpha \quad (3-42) \end{aligned}$$

3-7-3. 解析結果および考察

滝, 木村ら^(8,9)が行った丸ノコの風切り音の研究によると、刃先の逃げ角が風切り音におよぼす影響はきわめて少ないことが明らかにされている。そこで、実際の丸ノコについては、刃先のすくい角、刃の厚さ、刃数について解析を行った。セグメントタイプの丸ノコについては、アクリル製の円板の外周にスロットをきったモデルソーを代用し、特に刃間げきの影響について解析を行った。

図3-31は、すくい角に対する音圧レベルの変化を示した。また、この実験に使

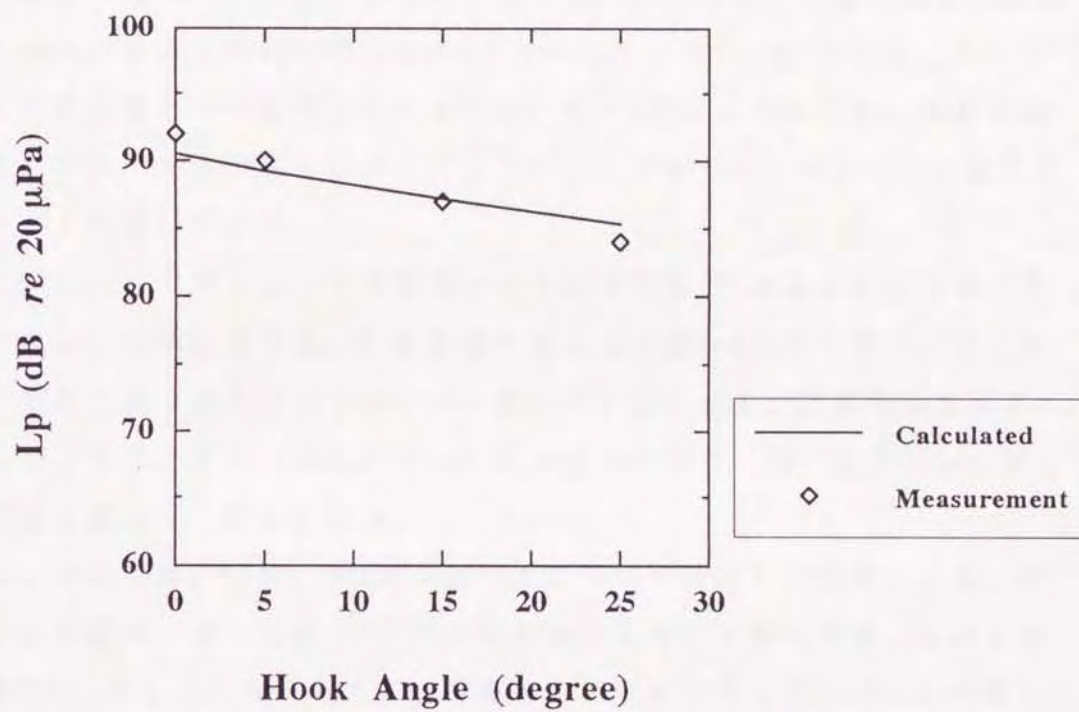


図3-31 すくい角に対する計算結果
(刃数 $N=40$, 周速 $U=47.9$ m/s)

用した刃先寸法を、図3-32に示す。刃先の逃げ角は 15° と一定にし、すくい角を 0° 5° 15° 25° の4種類とした。音圧レベルは、すくい角の増加に伴い減少する傾向を示している。また、表3-5に示したように、風切り音の卓越周波数から計算されたストローハル数も、わずかではあるが小さくなる。これらの結果は、木村らの実験結果⁽⁹⁾と定性的に良く一致する。また、木村らによる刃先周囲の流れの可視化実験⁽⁹⁾から推定すると、すくい角の増加に伴ってカルマンうずが発生しにくくなることから、音圧レベルが減少するものと考えられる。図3-31中に示した実線は、式(3-42)から計算された値であり、測定値と計算値は比較的よく一致している。計算に用いた諸値を表3-5に示した。式(3-42)中には、すくい角に対する変数は明らかに含まれていないが、表3-5に示したように、速度指数 α およびストローハル数がすくい角に対して減少しており、これらの値の変化が計算値に大きく影響している。

また図3-33は、刃の厚さに対する音圧レベルの測定値⁽⁸⁾および計算結果（式(3-42)による）を示している。計算に用いた値は、表3-6のとうりで、刃の厚さに対し、速度指数 α およびストローハル数は同じ値である。計算結果を見ると、音圧レベルの値は刃の厚さに対しわずかに増加傾向にあり、刃の厚さ1.5mm 以上ではほぼ測定値と傾向が一致している。

図3-35は、刃数40枚、80枚、100枚の丸ノコについて計算した結果である。図中に示した測定値は、滝、木村ら^(8,9)の実験値である。刃先の寸法および刃先形状は、表3-7に示したとうりである。計算は、刃先形状を矩形に近似して行っている。また、速度指数を $\alpha = 5.6$ 、ストローハル数 $S_t = 0.15$ と一定にして計算している。計算値および測定値は、刃数が多いほど音圧レベルも高く、周速に対する変化もほぼ一致している。周速が比較的低い 15.9m/s において、計算値より測定値のレベルが大きいのは、風切り音にくらべ振動音など何らかの外乱の影響によるものと考えられる。

次にセグメントタイプの丸ノコについて解析を行う。

J.S.Stewart⁽¹⁰⁾は、送風機騒音の次元解析をもとに、丸ノコから放射される風切り音の音響パワーを、以下のように提案している。

$$W \sim (\rho / c^3) S Q \text{Re}^{-0.4} U^6 \quad (3-43)$$

表 3-5 すくい角に対する速度指数およびストローハル数の値

Hook Angle (degree)	α	St
0	5.6	0.155
5	5.5	0.155
15	5.4	0.153
25	5.3	0.150

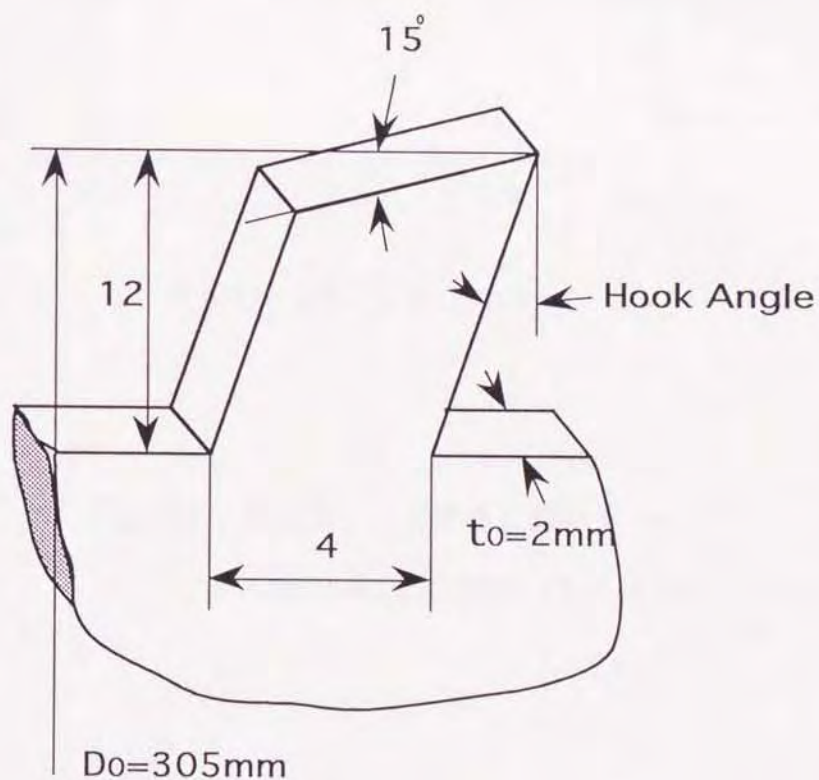


図 3-32 刃先形状の概略図

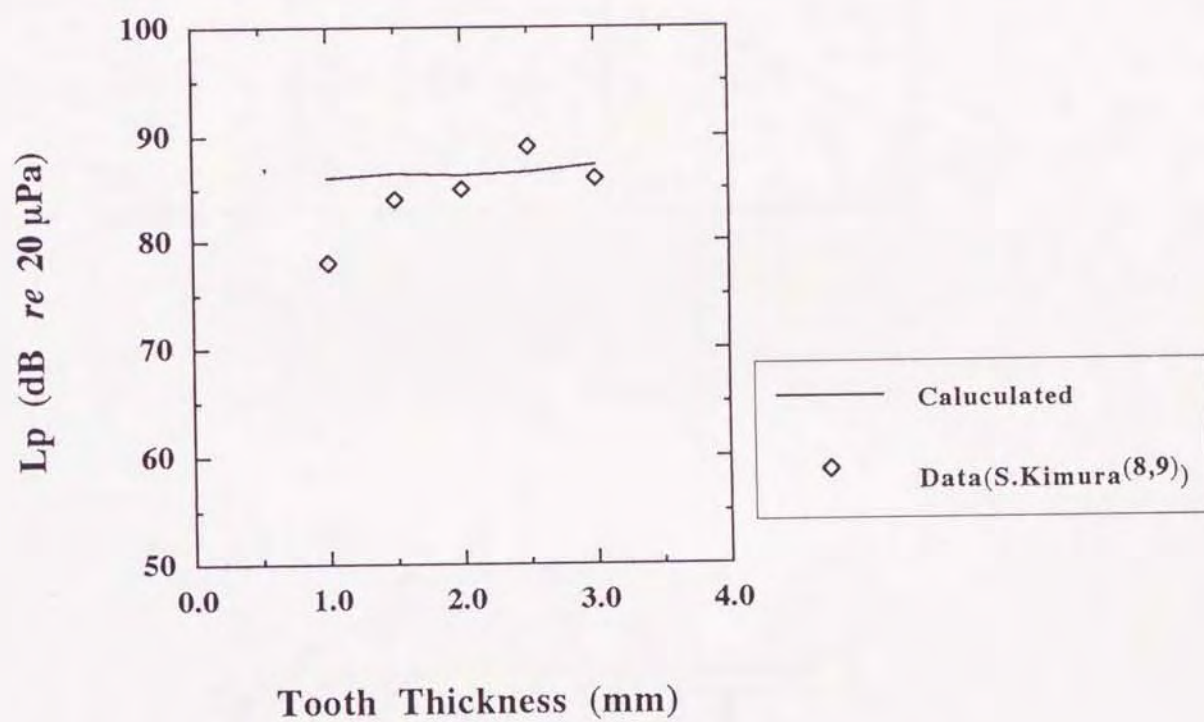


図3-33 刃の厚さに対する計算結果
(刃数 $N=80$, 周速 $U=31.9$ m/s)

表 3 - 6 刃の厚さに対する速度指数およびストローハル数の値

Tooth Thickness	α	St
1.0	5.6	0.150
1.5		
2.0		
2.5		
3.0		

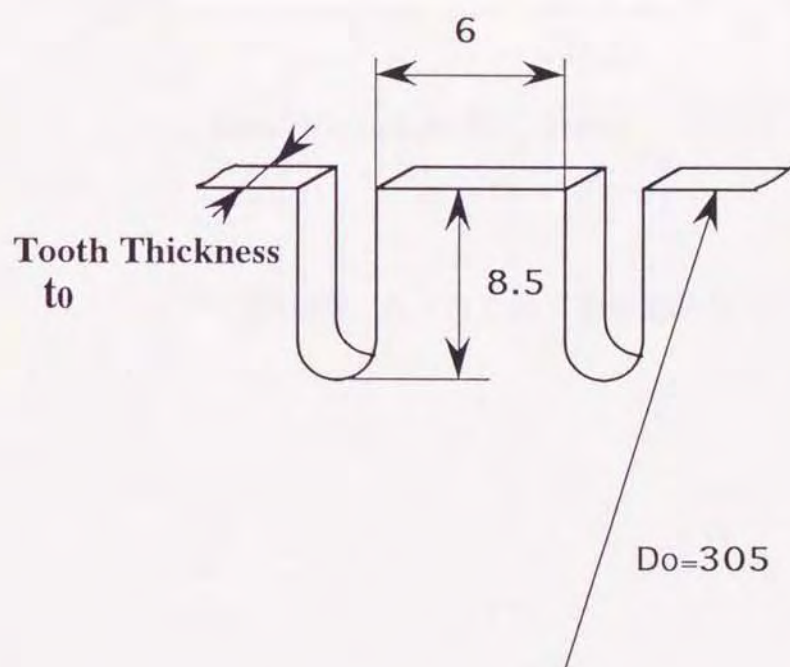


図3-34 ソーモデルおよび刃先の寸法

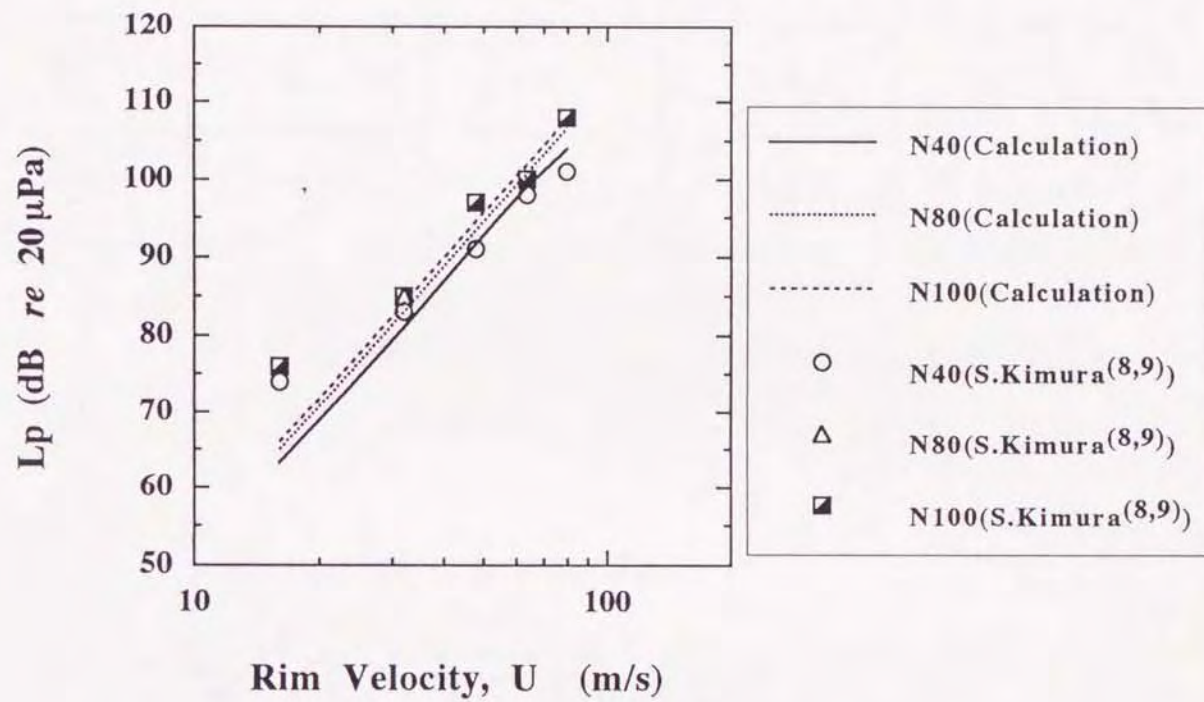


図3-35 丸ノコに対する予測結果

表 3 - 7 丸ノコの諸寸法および計算に用いた値

Tooth Numbers	Tooth Hight H (mm)	Tooth Length L (mm)	α	St
40	12	12	5.6	0.150
80	8.5	6	5.6	0.150
100	7.5	6.4	5.6	0.150

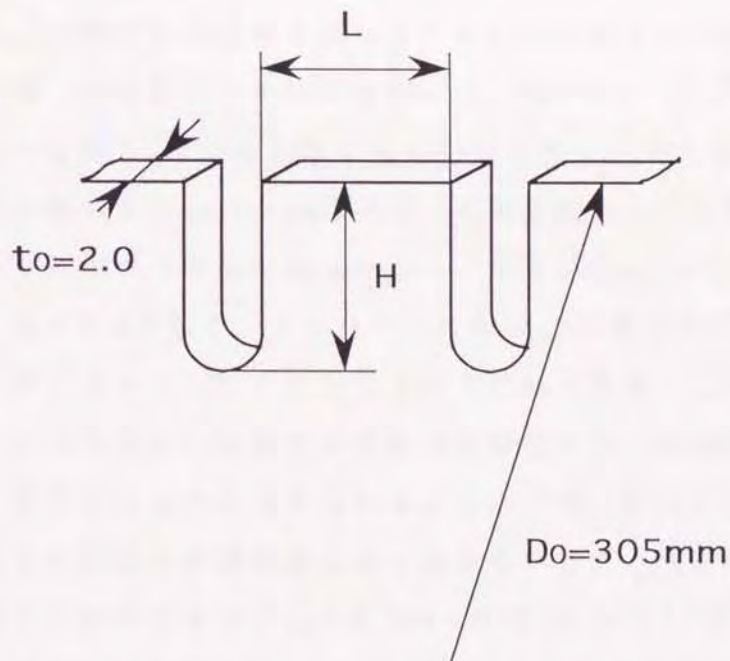


図3-36 計算に用いた丸ノコモデルの刃先形状

ここで、 W は音響パワー、 S は相関面積、 Q は音源強さである。さらに、 $Re = U l / \nu$ であるから、式(3-43)の音響パワー W は、

$$W \sim (\rho / c^3) S Q (l / \nu)^{-0.4} U^{5.6} \quad (3-44)$$

となる。丸ノコの風切り音は、式(3-44)で示されたように、周速に対して5.6乗で比例している。つまり、送風機騒音がレノルズ数に対し $Re^{(-0.4)}$ で比例することから、丸ノコの風切り音も U^6 より $U^{-0.4}$ 少ない $U^{5.6}$ に比例すると推測した。この推測結果は、表3-8に示したように、AタイプおよびBタイプの丸ノコでは $U^{5.6}$ に比例しており、定性的に一致している。しかしCタイプでは、ほぼ U^6 に比例している。これら、3タイプの丸ノコは、外周に切ったスロットの幅および深さを一定にして、刃数、ノコの直径を変化させている。つまり刃間げきを一定にし、刃先側面の面積はA, C, Bの順に小さくなっている。J.S.Stewart⁽¹⁰⁾の行った実験データ(表3-8)をもとに、式(3-42)から、風切り音の音圧レベルを計算した結果を、図3-38に示した。計算値は、AタイプおよびBタイプの場合、ほぼ測定値と一致している。

さらに、刃間げきの影響を調べるために刃先側面の面積を一定にし、刃数を変化させた丸ノコを製作して解析を行った。表3-9は、実験から求めた速度指数 α 、ストローハル数 S_t の値を刃数に対して示したものである。刃数が少なく刃間げきが大きい範囲 $\delta = 14.2 \sim 84.8$ では、速度指数は $\alpha = 5.6$ を示すが、刃間げきが小さくなるにつれて速度指数は増加し、刃間げき $\delta (= l_o / t_o) = 1.07$ では急激に低下し、 $\alpha = 5.3$ となる。ストローハル数は、刃間げきが小さくなるにつれて低下し、刃間げき $\delta = 1.07$ ではかなり小さな値となる。このように刃間げきが小さくなると、刃先周囲の流れやうず構造が変化するため速度指数およびストローハル数が、低下するものと考えられる。そこで式(3-37)で推定されるうずの大きさを、うずの発生に影響をおよぼし始めているだろうと考えられる刃間げき $\delta = 3.17$ について計算すると $r_{vm} = 4.0 \text{ mm}$ (周速62.8 m/s)である。また、そのときの刃間げきは $l_o = 15.9 \text{ mm}$ であり、うずの半径の約4倍程度である。刃間げきに対する風切り音を計算するにあたり、刃間げきがうずの半径の4倍よりも小さくなった場合については、うずモデルを次式で定義した。

表 3 - 8 計算に用いた各刃先タイプの主要寸法

Tooth Type	Tooth Number s	Tooth Hight H(mm)	Tooth Length L(mm)	Saw Diameter D _o (mm)	Tooth Thickness t _o (mm)	α	St
A	36	12	33.5	457	3.15	5.6	0.150
B	72	12	13.6	457	3.15	5.6	0.150
C	36	12	24.6	355	3.15	6.0	0.150

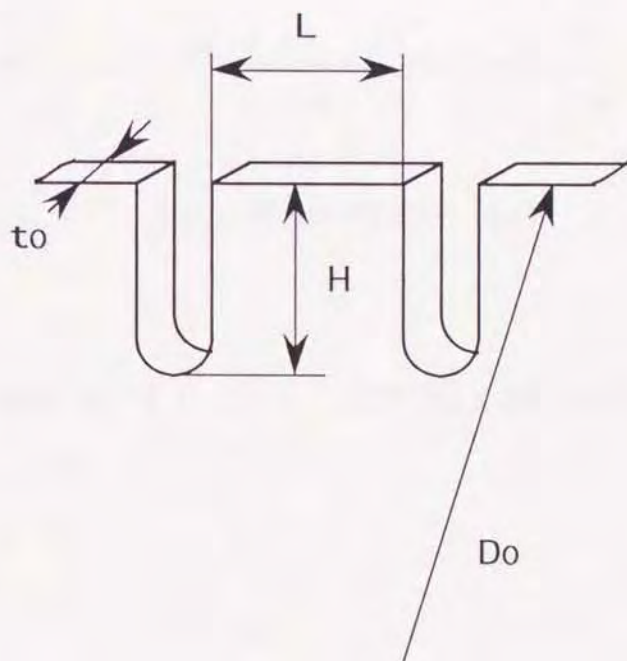


図3-37 セグメントタイプ刃先の主要寸法

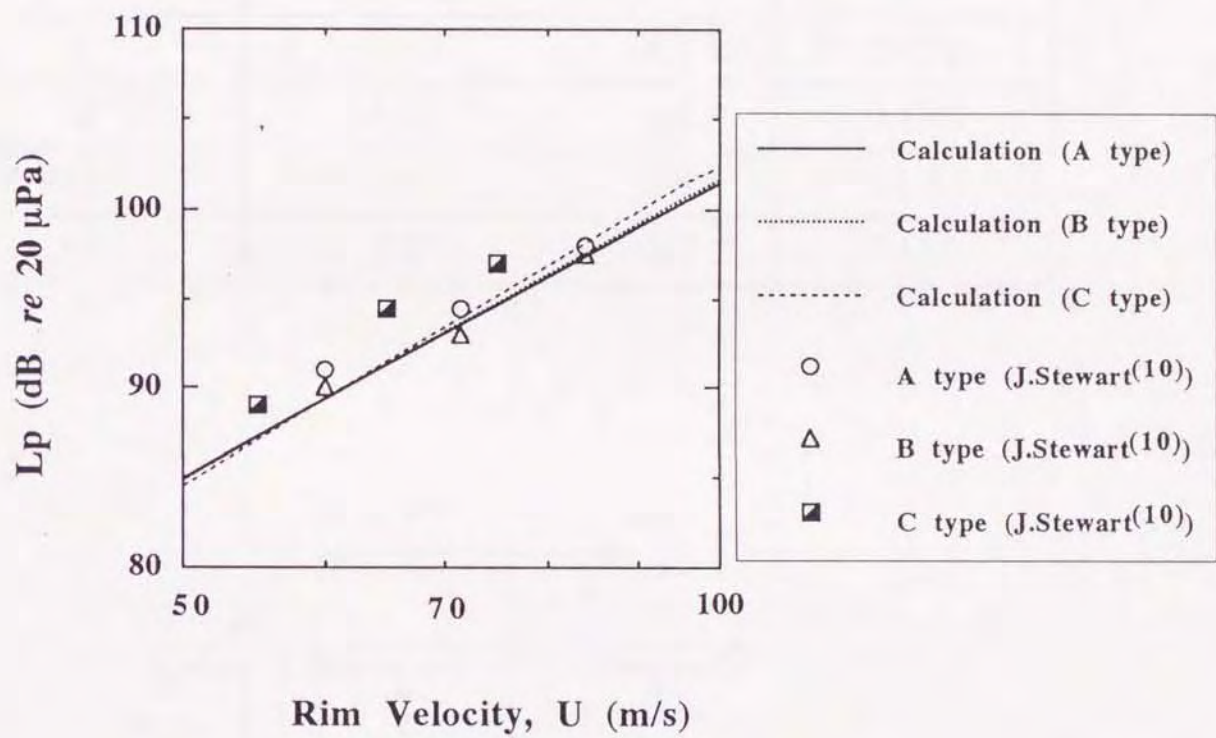


図3-38 セグメントタイプの丸ノコに対する予測結果

表 3 - 9 計算に用いた諸値

Tooth Numbers	Tooth Spacing δ	α	St
2	84.8	5.6	0.202
4	37.7	5.6	0.184
6	22.0	5.6	0.159
8	14.2	5.6	0.169
9	11.5	5.7	0.159
12	6.31	5.8	0.158
15	3.17	5.8	0.135
18	1.07	5.3	0.130

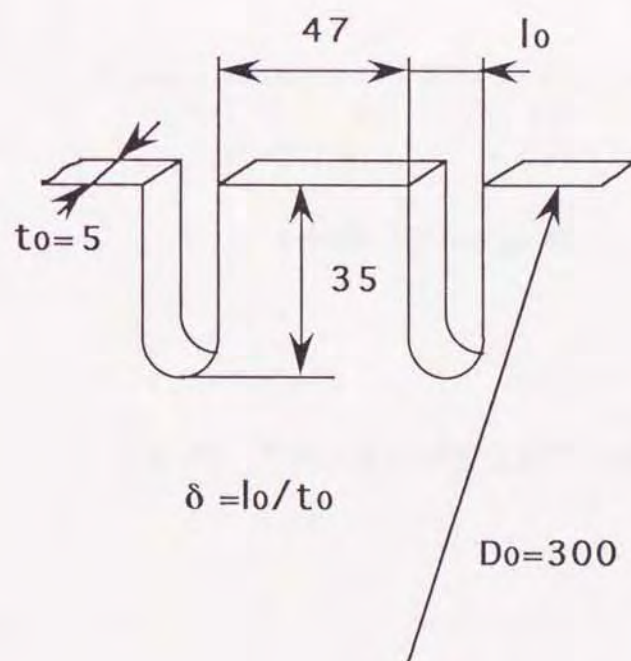


図3-39 実験に使用した刃先形状および主要寸法

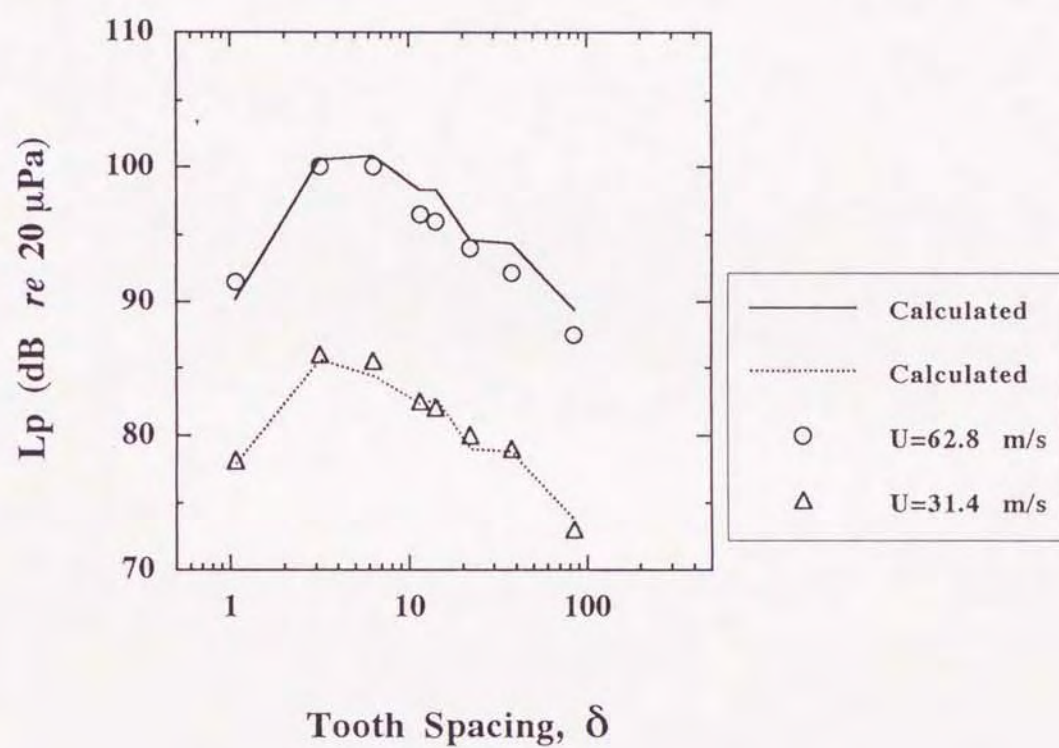


図3-40 刃間げきに対する風切り音の予測結果

$$r_{vm} = \delta_m, \quad \delta_m = 0.37 h_m / Re_h^{(1/5)} \quad (3-45)$$

つまり、刃間げきが小さい場合のうずの半径は、境界層の厚さ程度の小規模なうずが発生されると仮定した。

図3-40に刃間げきに対する風切り音を計算した結果を示す。速度指数およびストローハル数は表3-9に示した値を用いている。この結果、計算値は測定値とほぼ一致し、刃間げき $\delta = 3.17$ で音圧レベルがピークとなる傾向も定性的に一致している。

3-8. 結 言

丸ノコを代表とする刃付円板状工具から放射される風切り音は、工具の周囲に刃数だけ点在する双極子音源としてモデル化される。この音源の主要原因は、刃先からはく離するうずによって生じた固体表面上の圧力変動である。そこで、まず二次元円柱刃先モデルに対して、カルマンうずの生成モデルを用いた予測を行った。また、刃間げきの影響を知るために、うずの循環推定法による風切り音の予測を行なった。さらに、実刃先形状の円板状工具のなかでもノコ刃と言われるような比較的刃の厚さが薄いものを対象に、刃間げきの影響の少ない刃数の範囲では後流うずモデルを、刃間げきが狭い範囲では境界層のはく離によるうずモデルを導入して、風切り音の予測を行った。そして、本方法による計算値と測定値を比較した結果、以下の結論を得た。

(1) 風切り音におよぼす刃先形状変化の影響について、

(a) 刃先の外径変化に対して、予測式と実験値は定性的に一致した。

(b) 刃先長さ変化において、測定値の風切り音の音圧二乗値 $\overline{P_s^2}$ は、刃先長さの $l^{0.35} \sim l^{0.45}$ に比例しており、予測式が $\overline{P_s^2} \propto \sum l_m^2$ ($\approx l^{0.7}$) であるのに対して変化の傾向が小さな値となった。

この予測式と実験値とのちがいを、刃先の長手方向に分布するうずの循環が、刃先周囲の循環の変動に及ぼす割合である比例係数 Λ の影響によるものと考えて、この比例係数 Λ を測定値から $\Lambda = 1.05 l^{-0.25}$ と近似した結果、風切り音の計算値は、実験値との良好な一致をみた。

(c) 刃間げきの影響が少ない範囲では、風切り音の音圧二乗値 $\overline{P_s^2}$ は、ほぼ刃数に比例し、予測式と実験値は定性的に一致した。

(2)本風切り音の予測方法では、各刃先の形状に対するストローハル数 S_t および速度指数 α の値がわかれば、比較的容易に音場（自由空間）における騒音レベルを計算できる。さらに、刃先形状に対する抗力係数 C_D 、背圧係数 C_{pb} を測定することで、刃間げき変化に対する風切り音の変化が、予測できる。

(3)実刃先形状の円板状工具に対して、本方法による風切り音の予測を行った結果、刃間げきの影響が少なく、風切り音の音圧二乗値 $\overline{P_s^2}$ が刃数 N に比例している範囲では、うずの大きさを後流の半分程度とした後流うずモデルを導入した風切り音の予測式により、計算値と実験値とは2 dB以内の差で一致した。また、刃間げきが後流うずの大きさの二倍より狭くなった範囲では、境界層厚さ程度の大きさのうずモデルにより風切り音の予測を行い、ほぼ測定値と一致した。

3-9. 文 献

- (1) 柳本・荻野・一宮, "円板状工具から放射される風切り音に関する研究(カルマンうずモデルによる風切り音の予測)," 日本機械学会論文集C編, 55巻, 514号, (1989) pp1511~1516.
- (2) M.J.Lighthill, "On the sound generated aerodynamically. I.General Theory," Proc.R.Soc.London,Ser.A,No.211,(1952) pp564~587.
- (3) M.J.Lighthill, "On the sound generated aerodynamically. II.Turbulence as a source of sound," Proc.R.Soc.London,Ser.A,No.222,(1954) pp1~32.
- (4) N.Curle, "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," Proc.R.Soc.London,Ser.A,No.231,(1955) pp505~514.
- (5) H.S.Cho and C.D.Mote,Jr., "On the aerodynamic noise source in circular saws," J.Acoust.Soc.Am.,Vol.65,No.3, (1979) pp662~671.
- (6) C.D.Mote,Jr. and Wen-Hua Zhu,"Aerodynamic far field noise in idling circular sawblades," Transactions of the ASME,Journal of Vibration, Acoustics,Stress,and Reliability in Design,vol.106,(1984) pp441~446.
- (7) 深野・児玉・妹尾, "低圧軸流送風機の乱流騒音について," 日本機械学会論文集B編, 41巻, 345号, (1975) pp1479~1488.
- (8) 滝・木村・福井・遠島, "丸のこの騒音(第1報)空転時の騒音について," 木材学会誌, 21巻, 2号, (1975) pp68~75.
- (9) 木村・福井・前田, "丸のこの騒音(第2報)空転時の騒音について(その2)," 木材学会誌, 22巻, 2号, (1976) pp82~91.

- (10) J.S.Stewart, "An investigation of the aerodynamic noise generation mechanism of circular saw blades," Noise Control Engineering, Vol.11, No.1, (July-August 1978) pp5~11.
- (11) W.K.Blake, "Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, Volume I General Concepts and Elementary Sources," Applied Mathematics and Mechanics Vol.17- I, ACADEMIC PRESS, (1986).
- (12) M.E.Goldstein 著, 今市・辻本 訳, 「流体音響学」共立出版 (1991).
- (13) 柳本・荻野・一宮, "円板状工具から放射される風切り音に関する研究(刃形近傍流れと風切り音の相関)," 日本機械学会論文集C編, 54巻, 508号, (1988) pp3090~3094.
- (14) 武藤, "カルマンうずを伴う物体の流れ学的諸特性," 流体力学, 13巻, 1号, (1977) pp36~46.
- (15) O.M.Phillips, "On the aerodynamic surface sound from a plane turbulent boundary layer," Proc.R.Soc.London, Ser.A, Vol.234, (1956) pp327~335.
- (16) 秋下・森主・梅田, "後流うず騒音と翼面圧力変動の相関について(鈍い後縁を持つ翼形の実験)," 日本機械学会論文集(第2部), 44巻, 387号, (1978) pp3797~3808.
- (17) T.Okamoto・M.Yagita, "The experimental investigation on the flow past a circular cylinder of finite length placed normal to the plane surface in a uniform stream," JSME Int.J., Vol.16, No.95, (1973) pp805~814.

- (18) 木谷, " にぶい物体の下流における渦循環の一推定法, " 日本機械学会論文集B編, 50巻, 452号, (1984) pp1122~1125.
- (19) 植松・山田・石井, " 有限長円柱の空気力学的特性に関する研究, " 日本風工学会誌, 34巻, (1988) pp3~18.
- (20) M.C.Leu and C.D.Mote, Jr., " Vortex shedding: The source of noise and vibration in idling circular saws, " Transactions of the ASME, Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, vol.106, (1984) pp434~440.
- (21) J.Sharland, " Sources of noise in axial flow fans, " J.Sound Vib., Vol.1, (1968) pp302~322.
- (22) 坂田・足立・稲室, " うず放出モデルを用いたはく離を伴う非定常流れの一解法(第1報, 単独正方形柱まわりの流れ), " 日本機械学会論文集B編, 49巻, 440号, (1983) pp801~808.
- (23) 例えば、谷一郎, " 流れ学, " 岩波全書, (1980) p159.

第4章 通風用スリットによる 風切り音の低減化

4-1. 緒言

空転時に円板状工具から放射される風切り音を防止する対策として、二つの方法が考えられる。一つは、機械全体を吸音材や遮音材などで遮蔽することで、作業への騒音伝播を遮断する方法である。しかしこの対策は、作業能率上きわめて困難な場合が多い。他の一つは、工具自体を低騒音化する方法である。本研究では、工具自体に風切り音の低減効果を持たせる方法を考案した⁽¹⁾。

第2章の円柱刃先を用いた実験により、風切り音と相関の強い周期的なうずが刃先から発生していることを確認した。刃先の両側から交互にはく離し、刃先の後方で成長する後流うずが、刃先表面に圧力変動を生じさせ、その結果として音のエネルギーとなって放射される。この風切り音の主要因である後流うずの発生および成長を抑制または制御することにより、風切り音を大幅に低減させられるものと考えられる。

本研究ではこの後流うずを抑制するために、刃付円板状工具の刃先に通風用のスリットを設けることを提案し、この方法による風切り音の低減化を試みた。刃先に流れと平行なスリットを設けると、主流の一部はスリットへ流入し、刃先後方の後流へ自己噴射が行われる。自己噴射によって生じた噴流は、刃先後方にはく離れたうずの成長を抑制するとともに、はく離うずの発生、刃先周囲の流れ、そして刃先表面の圧力変動に影響を与えられと考えられる。その結果、風切り音は低減されたと推測される。

本実験では、通風用スリットを用いた風切り音の低減化を明らかにするとともに、減音量に対するスリットの寸法効果を実験的に明らかにした。

4-2. 記 号

本章で使用する主な記号を以下に示す。

- l : 円柱刃先の長さ (40mm)
- d : 円柱刃先の外径 (10mm)
- s : 通風用スリットの幅
- l_s : 通風用スリットの長さ
- σ : 刃先の外径に対するスリット比 ($=s/d$)
- λ : 刃先の長さに対するスリット比 ($=l_s/l$)
- β : 流れに対するスリットの迎え角
- D : ディスクの直径 (220mm)
- D_0 : ソーモデルの直径
- t_0 : ソーモデルの厚さ (22mm)
- N : 刃数
- l_0 : 刃先先端の間げき ($=\pi \cdot D_0/N - d$)
- δ : 刃先の外径に対する間げきとの比 ($=l_0/d$)
- U : ソーモデルの刃先先端の周速度
- U_j : 噴流の主流方向の速度
- U_d : 刃先後方における主流方向の流速
- f : 風切り音の卓越周波数
- S_t : ストローハル数 ($=f \cdot d/U$)
- ΔL_p : 風切り音の減音量
- P_s : 音圧
- m_σ, n_λ : スリット比 σ, λ に対する音圧の減衰係数
- $P_{0\sigma}, P_{0\lambda}$: 仮想音圧

4-3. 実験装置および実験方法

実験に用いた通風用スリットの付いた刃先（以下スリット刃先）の主要寸法を図4-1および図4-2に示した。スリット刃先は、アルミニウムの丸棒を加工したもので、刃先の長手方向に通風用のスリットを設けてある。スリット刃先の寸法は、刃先の長さ $l = 40\text{mm}$ および外径 $d = 10\text{mm}$ を常に一定にしている。スリットの長さは $l_s = 5\text{mm} \sim 32.5\text{mm}$ （スリット比 $\lambda = 0.13 \sim 0.81$ ）、スリットの幅は $s = 1\text{mm} \sim 4.5\text{mm}$ （スリット比 $\sigma = 0.1 \sim 0.45$ ）の範囲で種々変化させている。またスリットは、刃先の刃元 $l_b = 2.5\text{mm}$ から形成されている。

スリット刃先は、直径 220mm 、厚さ 10mm のディスクの両側面からネジにより固定されている。ディスクはプラスチック製で、同径の防振ゴムおよび厚さ 5mm の防振合金板で両側面をはさんでいる。これにより振動による発生音を抑えている。また、図4-3は刃先の座標系を示したものである。本実験において、スリットは主流と平行（迎え角 $\beta = 0^\circ$ ）である。また、特に記していないときは、刃先先端の間げきは $\delta = 8.4 (N = 10)$ である。

ソーモデルはサーボモータにより駆動され、刃先先端の周速度は連続的に $U = 15.7 \sim 56.5\text{m/s}$ の範囲で変化される。

刃先から放出されるうずの発生周波数を求めるために、刃先後方に熱線プローブを設置している。プローブの取り付け位置は、図4-3に示したように、刃先の中心を原点として刃先の接線方向の点A（ $y = 3.5d, z = 0.5d$ ）、内側の点B（ $y = 3.5d, z = 0.25d$ ）、および刃先の中心点C（ $y = 1.0d, z = 0$ ）とした。また、刃先の長手方向における設置位置は、 $l_x/l = 0.375 \sim 1.0$ の範囲である。プローブからの信号は、スリップリングを介し熱線風速計に入り、その後パーソナルコンピュータによって解析される。

風切り音は、ソーディスクの中心から軸線方向 300mm の位置において、1/2インチコンデンサマイクロホンにより集音され、その信号は精密騒音計、周波数分析器を通った後、レベルレコーダおよびデータレコーダに記録される。なお風切り音の測定は半無響室の中で行い、モータや軸受などの駆動部は遮音の意味で室外に設置した。

またスリット刃先に働く抗力を測定する上で、第3章で使用した風洞実験装置

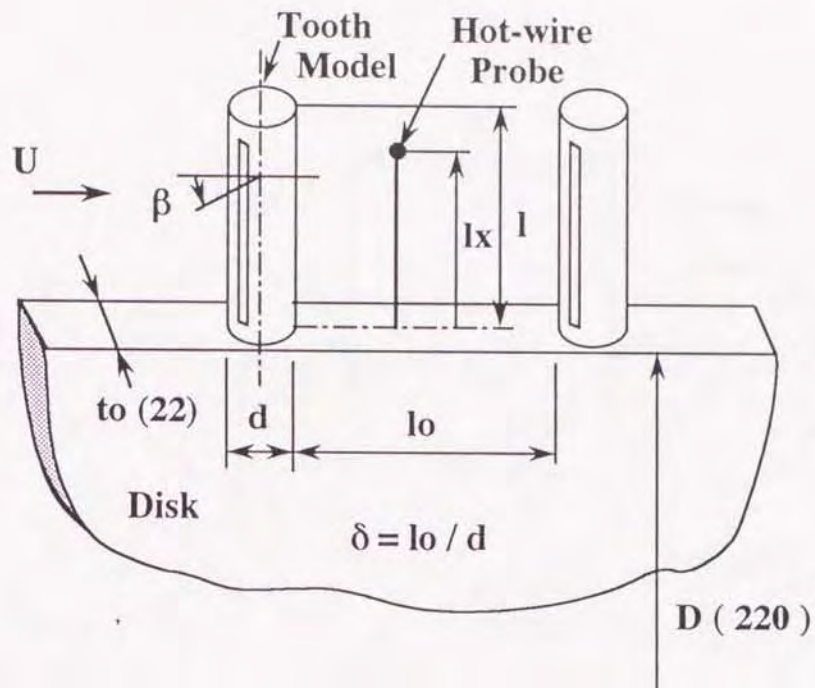


図4-1 ソーモデルの概略図

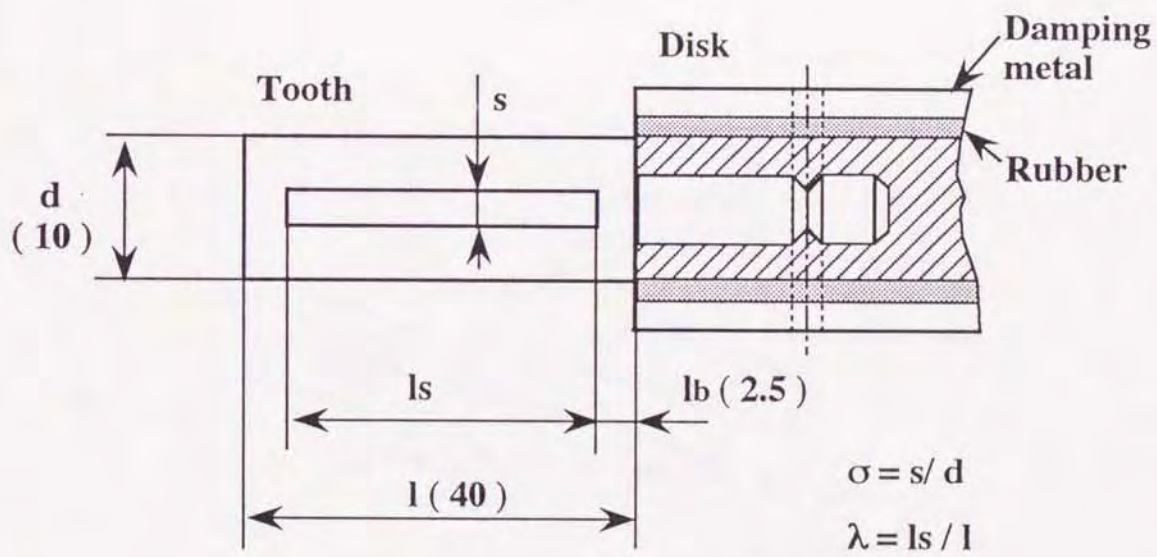


図4-2 スリット刃先の主要寸法

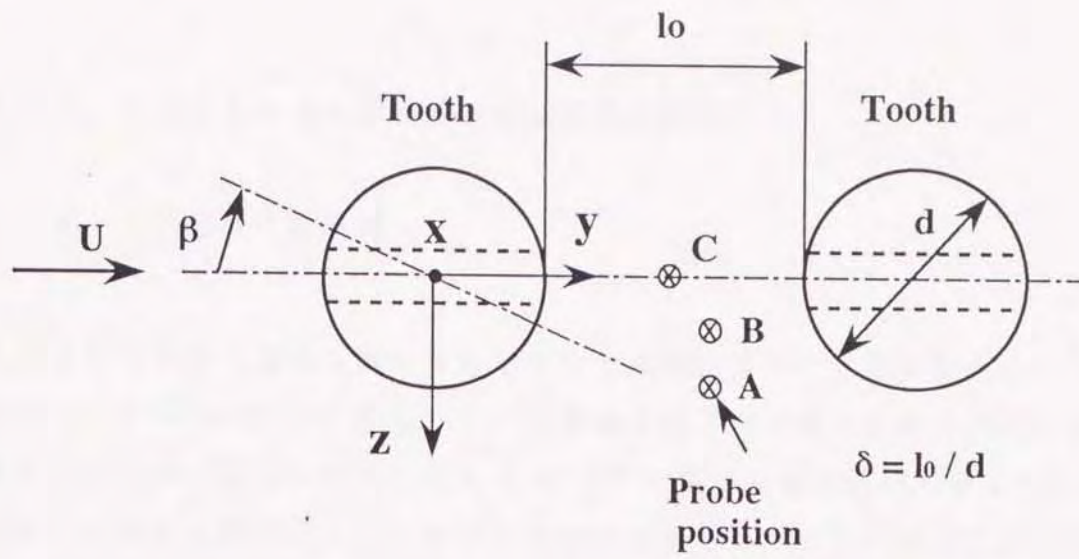


図4-3 スリット刃先の座標系

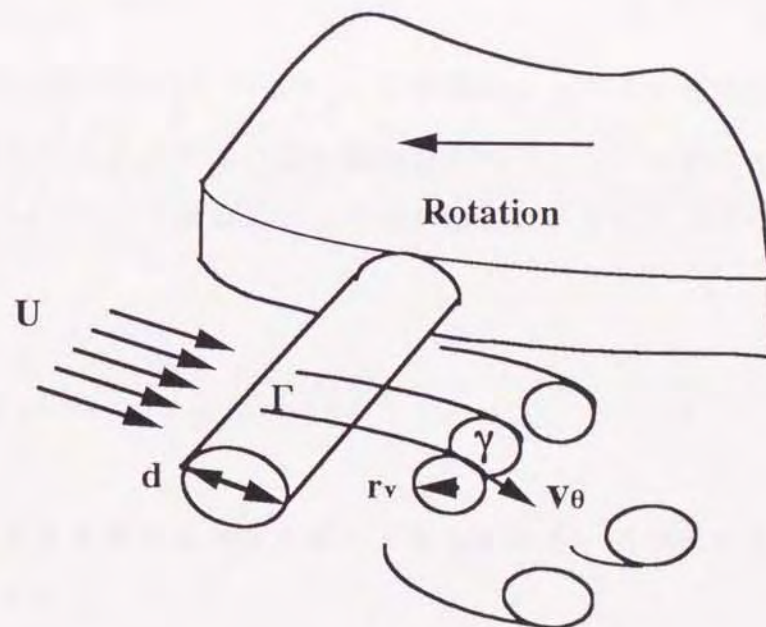


図4-4 カルマンうずモデル

(図3-4)を用いた。

4-4. スリットによる風切り音の低減化の原理

4-4-1. 低減化の原理

丸ノコなどの円板状工具から放射される風切り音は、工具の周速に U^α (速度指数 $\alpha = 4.9 \sim 5.6$) で比例し、その音源強さは刃先に働く変動揚力の大きさに依存することが、明らかにされている^{(2), (3)}。風切り音を低減させるためには、工具の周速を大幅に小さくすればよいわけであるが、この対策は工具の欠損の発生や作業能率上、好ましい方法ではない。よって周速を変えずに、刃先に働く変動揚力を小さくできれば、風切り音は低減されると考えられる。

今、一様流中に置かれた二次元円柱刃先を考える。また、円柱から周期的なうずが放出され、これにより円柱には変動揚力が、円柱の長手方向に単位長さあたり $F_L' = \rho_0 U \Gamma \sin(2\pi f t)$ で作用していると考える。ここで、 Γ は円柱周囲の循環である。

さらに図4-4に示した様に、半径 r_v 、接線速度 v_θ のうずを考える。うずの循環 γ と円柱周囲の循環 Γ との間には比例関係がなりたち、比例係数を Λ とすると循環は $\Gamma = 2\pi \Lambda r_v v_\theta$ となる。よって変動揚力は、さらに次式のように表わせる。

$$F_L' = 2\pi \rho_0 U \Lambda r_v v_\theta \sin(2\pi f t) \quad (4-1)$$

また、うずの大きさをカルマンうずモデルを用いて、式(3-16)と同じに以下のように定義すると、

$$r_v^2 = 0.315 U d (\sqrt{C_D} - 0.707)^2 / f \quad (4-2)$$

円柱に働く変動揚力は、

$$F_L' = 2\pi \rho_o \Lambda \sqrt{\frac{0.315 U^3 d}{f}} (\sqrt{C_D} - 0.707) v_\theta \sin(2\pi f t) \quad (4-3)$$

となる。

式(4-3)からわかるように、刃先に働く抗力係数 C_D 、うずの接線速度 v_θ 、うずの発生周期 ($1/f$) を小さくできれば、変動揚力を低下させることができ、風切り音を低減することが可能となる。

刃先に流れと平行に通風用のスリットを設けることにより、刃先に働く抗力係数 C_D が小さくなるであろうことは、スリットの開口部の面積分だけ刃先の表面積が減ることから容易に理解できる。

また、この通風用スリットにより主流の一部は、刃先の上流側のスリット部で吸込まれる。そして、噴流となって後流中へ吹出す自己噴射が行われる。この自己噴射により、噴流が刃先の下流側の死水域全域に拡散し、完全な死水域を形成すると共に主流の巻き込み位置が後退する。また、流れの巻き込みも鈍くなり、うずの成長を妨げることが、流れの可視化から明らかにされている⁽⁴⁾。さらに、自己噴射により刃先の背圧係数が著しく回復するために、抗力係数は小さくなる。

以上のように、通風用のスリットによる自己噴射は、刃先の抗力係数を小さくし、さらにうずの成長を妨げる効果を持つ。これらの効果は、風切り音の低減化において非常に有効であると想像される。

4-4-2. 風切り音の減音

図4-5は、円柱刃先とスリット刃先による風切り音のスペクトル分布を示したものである。スリットの無い円柱刃先の場合、360Hz付近に狭帯域なピークがあるが、スリットを設けることによりこのピークは消え、700Hz($\sigma=0.25$)、750Hz($\sigma=0.4$)付近に広帯域なピークとなって現れている。また、ピークレベルもスリットを設けることにより8.5~13.5dB ほど減音しており、スリットによる減音

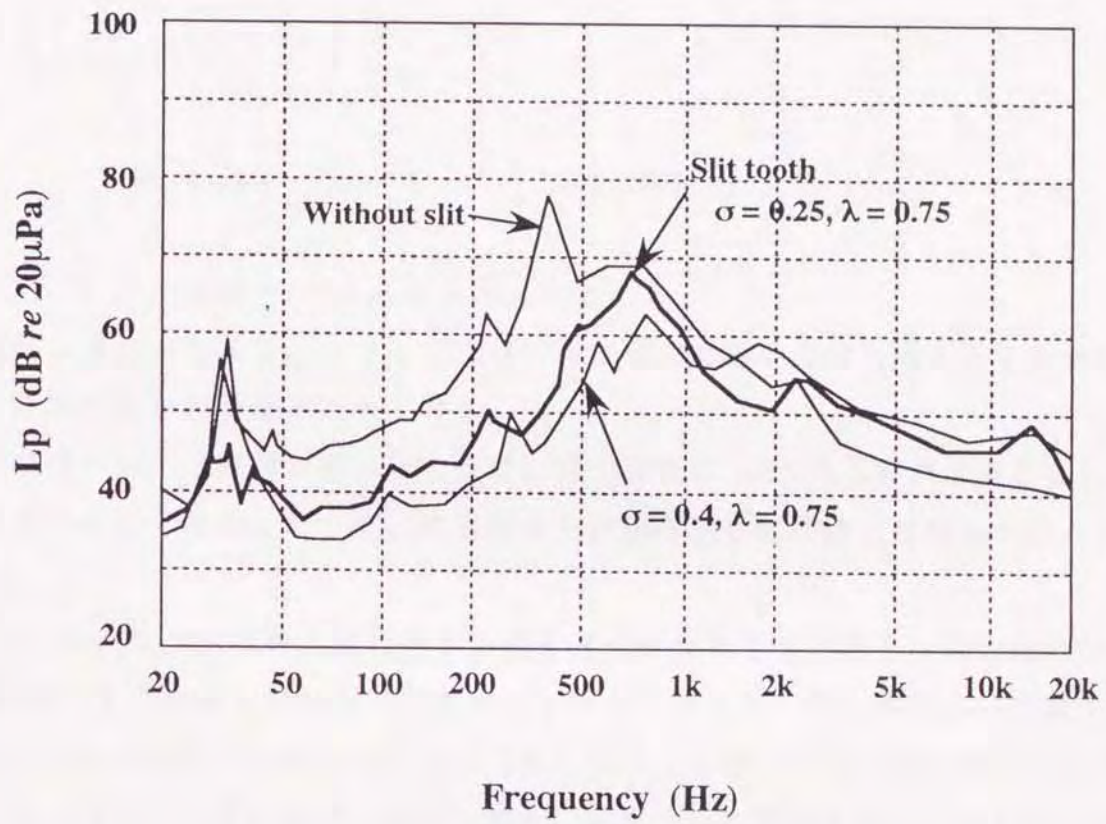


図4-5 通風用スリットによる音場のスペクトル変化
(周速 $U=26.7\text{m/s}$, 刃間げき $\delta=8.4$)

効果が現れている。さらに、図4-6(a), (b)は周速度をパラメータとして、スリット比 σ 、 λ に対するそれぞれの風切り音の減音量を示している。風切り音の減音量 ΔL_p (dB re 20 μ Pa) は、刃先に通風用のスリットがない場合の音圧レベル L_{ps0} とある場合の音圧レベル L_{ps} との差から計算され、次式のように表わされる (減音量 ΔL_p は、正の値で減音の意味を示す)。

$$\begin{aligned}\Delta L_p &= L_{ps0} - L_{ps} \\ &= 20 \log_{10} (P_{s0} / P_s) \quad (\text{dB re } 20 \mu\text{Pa}) \quad (4-4)\end{aligned}$$

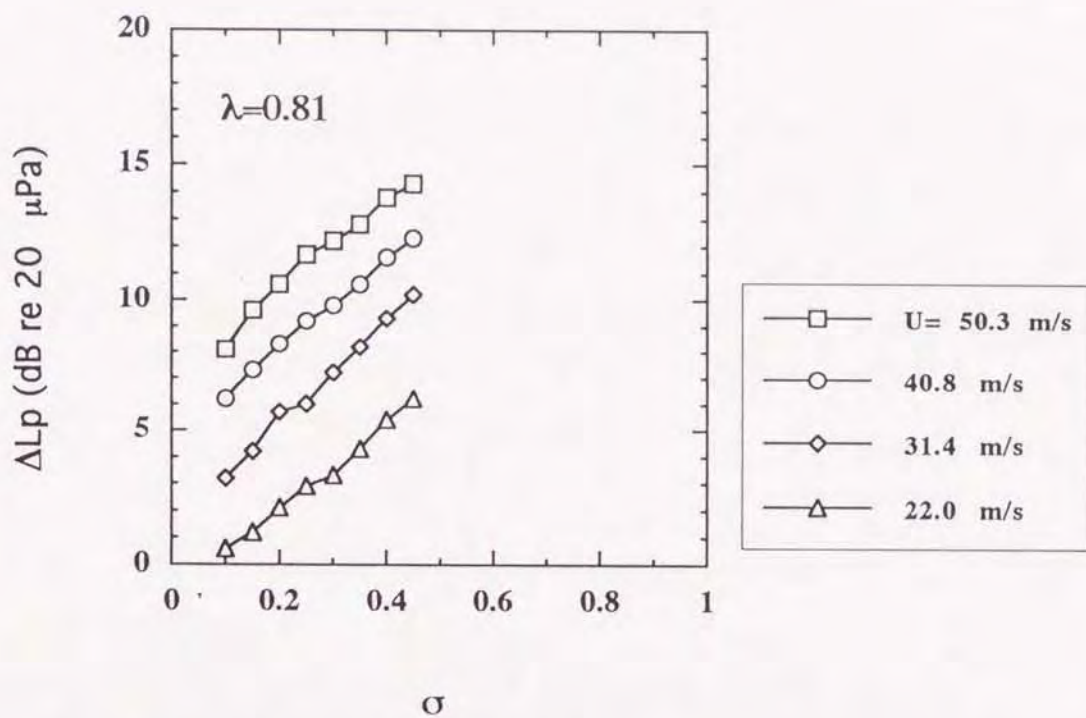
ここで、 P_{s0} および P_s はそれぞれの音圧である。

風切り音の減音量は、スリット比 σ 、 λ の増加に伴いほぼ直線的に上昇する。さらに周速度が高いほど大きくなる。

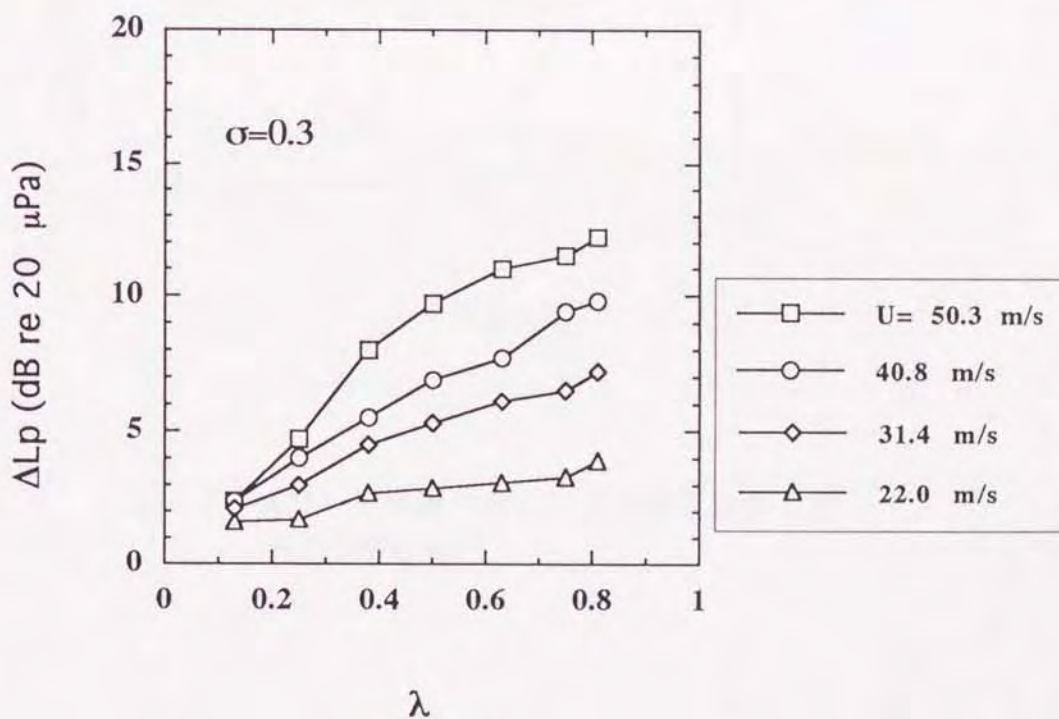
前項の低減化の原理で示したように、抗力係数 C_D が小さくなれば風切り音も減少するはずである。そこで、抗力係数と風切り音の減音量との関係を明らかにした。

図4-7は、スリットの主流に対する迎え角 β を変化させた場合の平均抗力係数 $\overline{C_D}$ と風切り音の減音量を同一図面に示したものである。抗力係数は、前章図3-4に示した風洞装置により、スリット円柱を直列に配置して測定された。実際の回転工具の刃先では回転方向の流れの他に、半径方向の流れも加わって三次元的な流れであるが、ここでは定性的な傾向を見るために二次元的な風洞実験にとどめている。刃先には2.5倍モデルのスリット円柱 (スリット比 $\sigma=0.25$, $\lambda=0.75$) を使用し、円柱と円柱との間隔は刃間げき $\delta=10.8$ (刃数10) に対応している。風洞における流速22.6m/sは、回転時の工具刃先のレイノルズ数に対応させ、 $Re=3.9 \times 10^4$ としている。

スリットがない円柱の抗力係数は $\overline{C_D}=0.83$ であり、よく知られている二次元単一円柱の値 (1.17) ⁽⁴⁾ に比べて小さな値となっている。スリットの迎え角が $0^\circ \leq \beta \leq 40^\circ$ の範囲では、自己噴射による背圧の回復と円柱表面スリットの開口部による表面積の減少により、抗力係数は12%~48%ほど減少している。これに対応して、風切り音も 1~13.2dB の減音量を示す。スリットの迎え角が主流



(a) スリット比 σ に対する減音量



(b) スリット比 λ に対する減音量

図4-6 各スリット比に対する風切り音の減音量

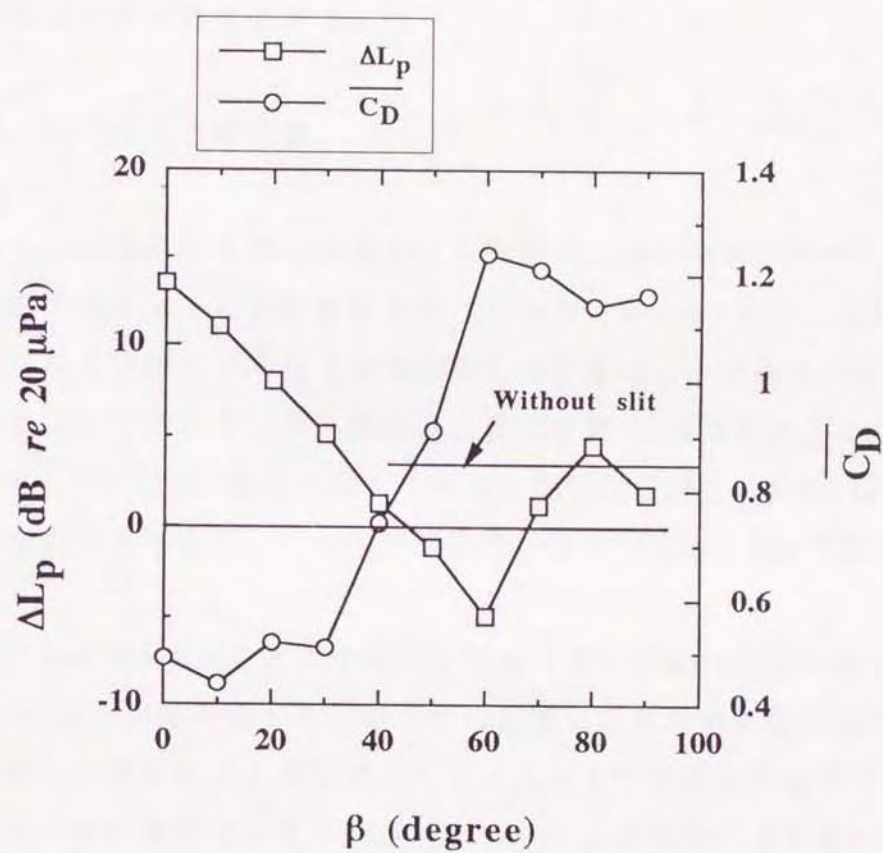


図4-7 スリットの迎え角に対する減音量および抗力係数の変化

に対して平行に近くなるほど抗力係数も小さく、減音量も大きい傾向にある。

$\beta > 50^\circ$ の範囲では、抗力係数は円柱の値に比べ10%~48%増加する。また、 $\beta = 60^\circ$ では最大値 $\overline{C_D} = 1.23$ となる。これに対して、減音量も $\beta = 60^\circ$ で最小値 -5dB を示し、風切り音は増加している。

迎え角が $70^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ の範囲では、抗力係数は高い値を示しているが、風切り音は減音している。この迎え角ではスリットの開口部において境界層の吸込み、吐き出しが周期的に行われる⁽⁵⁾。この効果によって後流うずが抑制され、風切り音が低減すると考えられる。

4-4-3. 自己噴射と減音量

刃先にスリットを設けることにより、刃先後方に自己噴射が行われる。この自己噴射に及ぼすスリット比 σ の影響を調べたのが、図4-8である。図は、スリットから噴射される噴流の y 方向（主流方向）の速度 U_y の平均値の分布を、刃先の長手方向について示している。横軸は、測定位置 l_x の刃先長さに対する比であり、 $l_x/l = 1.0$ は刃先の先端を示している。測定位置は、図4-3に示したように刃先後方の中心点 C であり、プローブを刃先の長手方向に2.5mm間隔で平行移動させている。

円柱刃先では、図4-8に示すように刃先先端において流出速度は最大であり、 $l_x/l = 0.94$ 付近で刃先先端からの縦うずの影響により急激に低くなり、刃元へ行くにしたがって直線的に上昇している。スリット刃先では円柱刃先に比べ、スリット部からの流出速度がかなり大きく、スリット部先端付近で流出速度は最大となり、刃元へ行くにしたがって下降傾向を示している。また、刃先先端の流出速度は、スリットの影響により円柱刃先の流出速度に比べて低くなっている。

図4-9は、刃先後方の主流と垂直な方向における速度 U_d （平均値）の分布を示している。測定は、刃先後方の C 点を中心に、平行流型プローブを 10° 刻みで回転することにより横断面の流速を測定している。センサー部の回転半径は6mmであり、測定位置は刃元を原点とする長手方向の $l_x/l = 0.75$ である。噴流は、スリットの中心で速度が最大となっている。スリット比が大きくなるほど噴流の広がりが増すとともにスリットの中心での最大噴射速度も増加する。しかし、スリッ

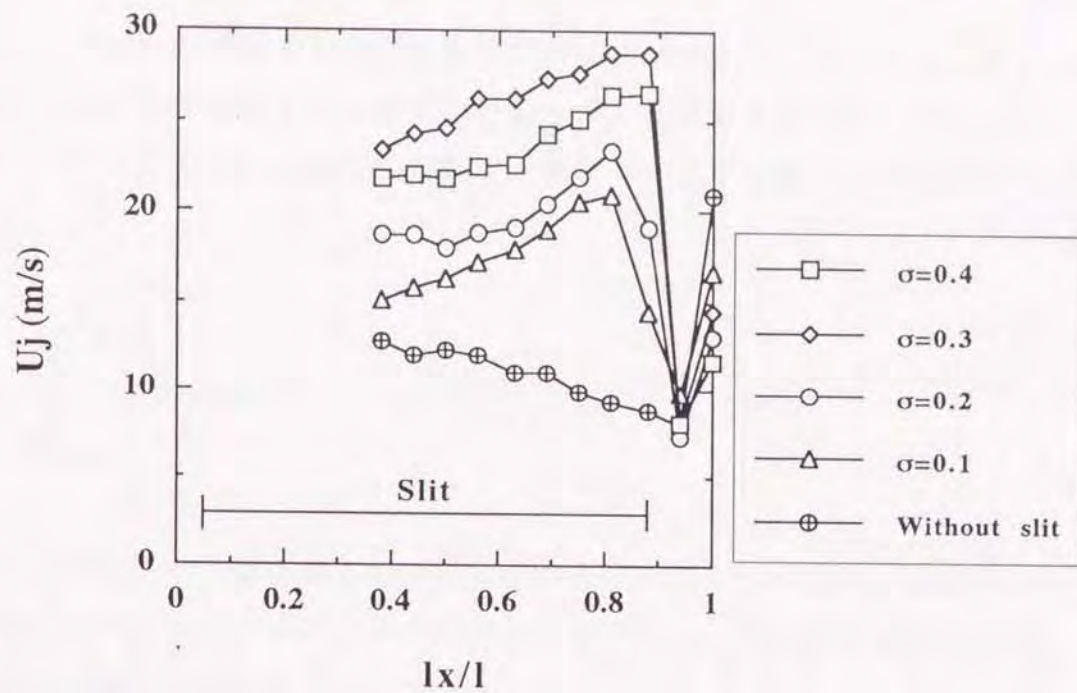


図4-8 通風用スリットからの自己噴射速度の刃先長手方向の分布
(周速 $U=28.3\text{m/s}$, 刃間げき $\delta=8.4$)

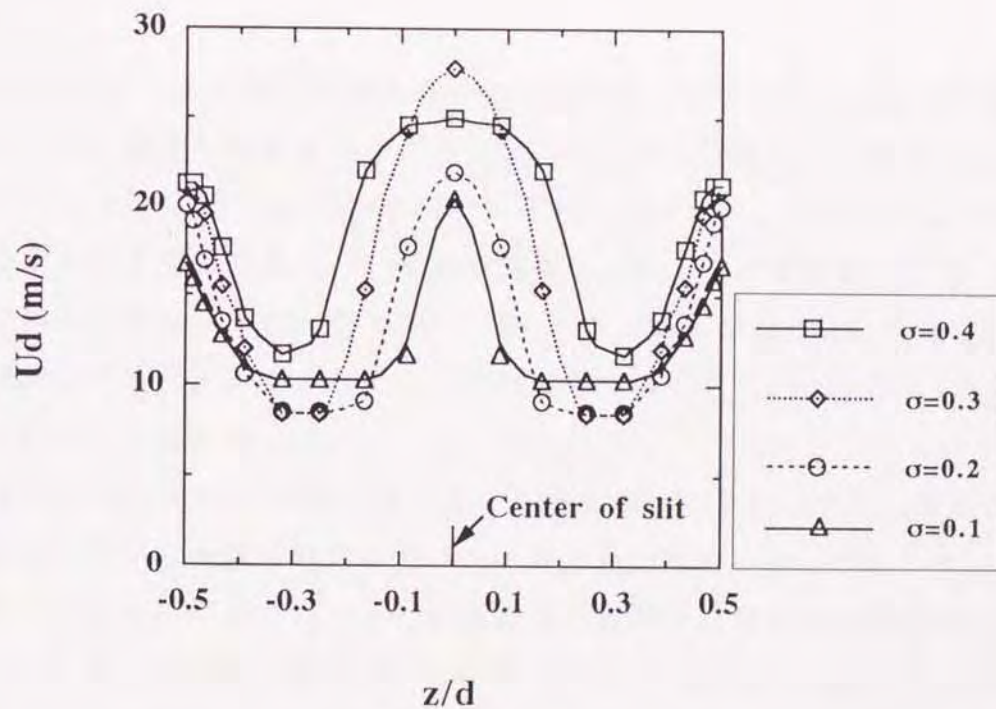


図4-9 スリット刃先後方周囲における流速分布
(周速 $U=28.3\text{m/s}$, 刃間げき $\delta=8.4$)

ト比が0.3 よりも大きくなると噴流の最大噴射速度はかえって低くなる。そこで、噴流が最大となる箇所で噴流の運動量を計算した。運動量は図4-9に示した速度分布から、スリットの長手方向の単位長さ、単位時間当りの量として次式で計算される⁽⁶⁾。

$$M_J = \int_{-s/2}^{s/2} \rho U_J^2 dZ \quad (\text{kg} \cdot \text{m/s} \cdot \text{l/ms}) \quad (4-5)$$

噴流の持つ運動量と、減音量との関係を示したのが図4-10である。運動量および減音量は、スリット比 σ を変化させた場合の値である。運動量の増加に伴い、減音量はほぼ直線的に増加する。

4-5. 音場に及ぼすスリットの効果

4-5-1. 音場の変化

図4-11(a),(b)に刃先先端の周速に対する、音場における風切り音の卓越周波数の変化を示す。風切り音のスペクトルにおいて、レベルの大きい順に f_1, f_2, f_3 としてプロットしている。図4-11(a)に示したように、スリットの無い円柱刃先から放射される風切り音では、その卓越周波数は刃先の周速度の増加に伴い直線的に上昇している。これに対し図4-11(b)のスリット刃先では、周速度が低速域から高速域に変化するにつれて、その卓越周波数は $U = 31.4 \sim 37.7 \text{ m/s}$ 付近で遷移して低くなっている。

さらに図4-12(a),(b)は、刃先にスリットがある場合と無い場合の音圧レベル、および卓越周波数から計算されたストローハル数を、周速に対して示した。円柱刃先の音圧レベルは、周速の約 $\alpha = 6.9$ 乗の速度指数で比例して増加する。このストローハル数は、周速に対しほぼ一定値の 0.125 となっている。これに対しスリット刃先では、音圧レベルは低くなり、速度指数の値も小さくなる。このス

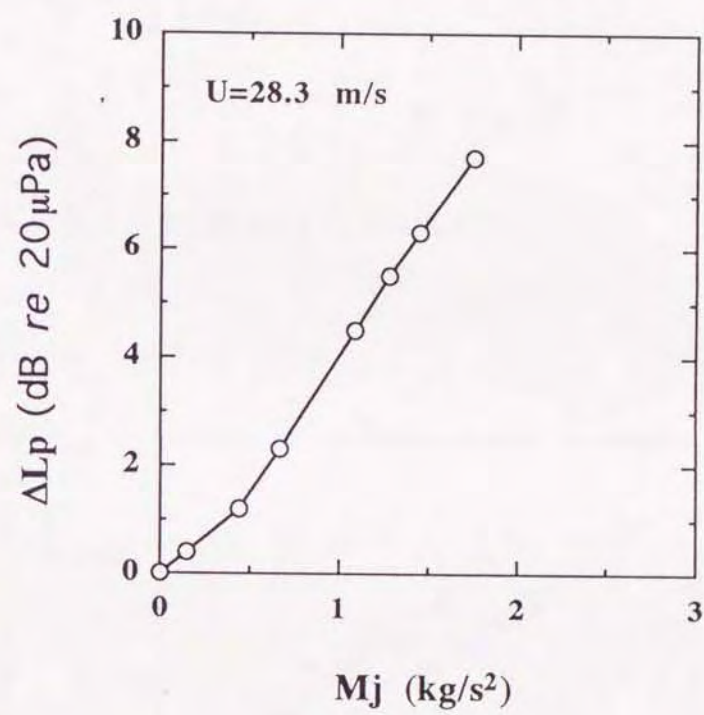
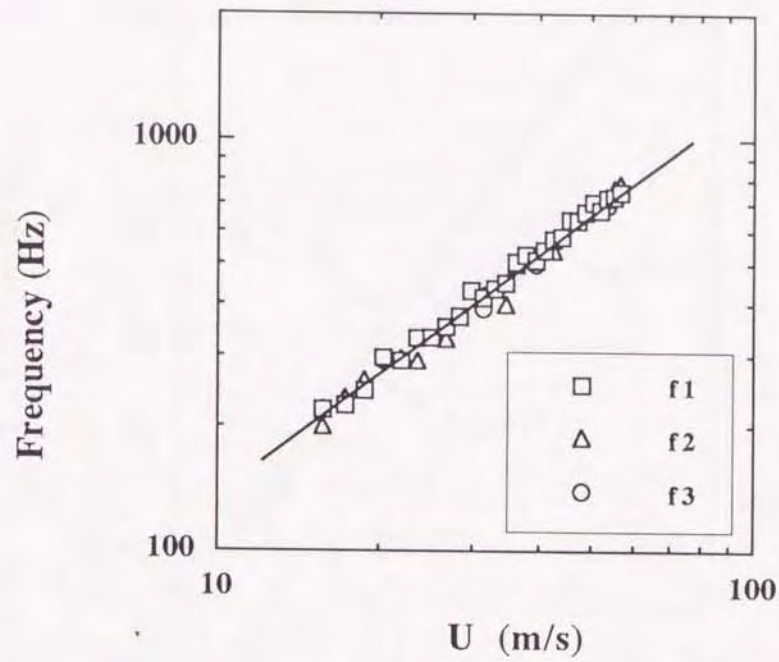
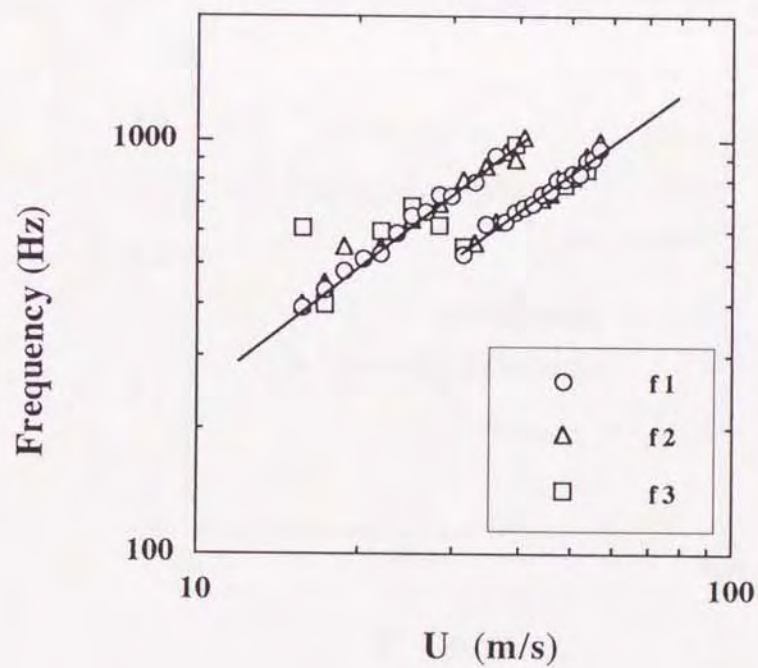


図4-10 噴流の持つ運動量と減音量との関係

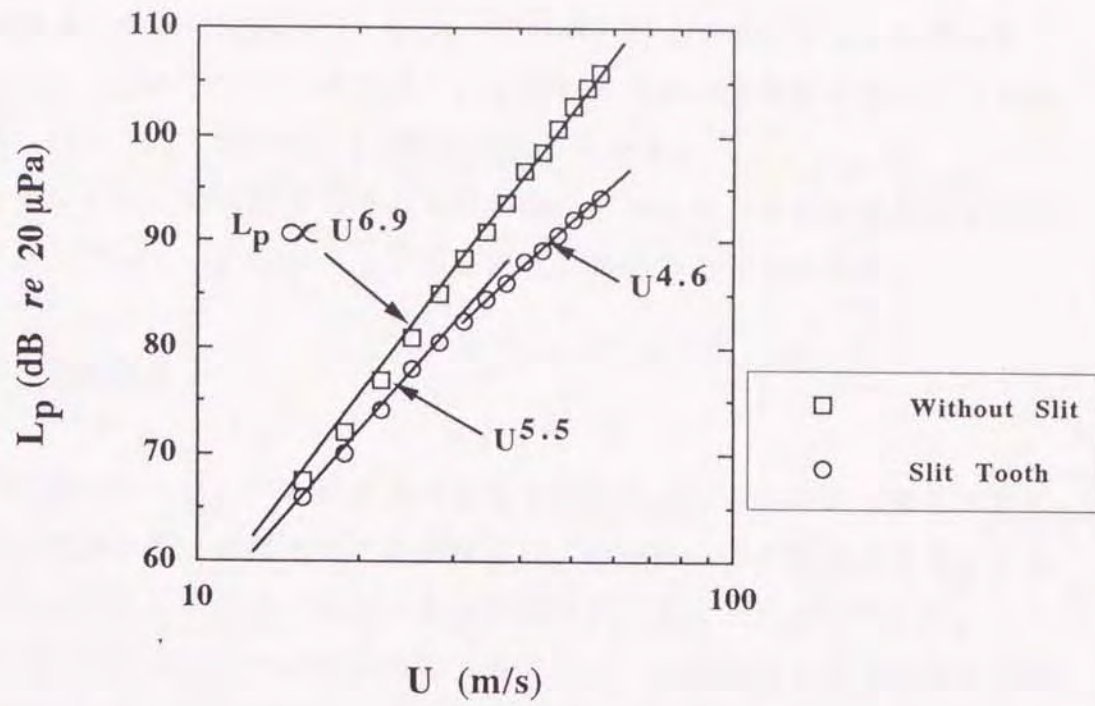


(a) スリットの無い場合 (円柱刃先)

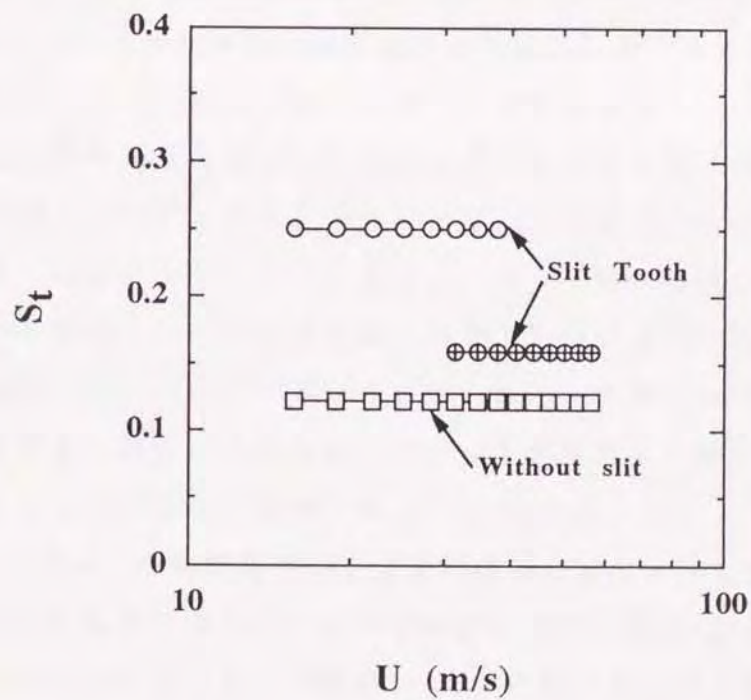


(b) スリット刃先の場合 (スリット比 ; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)

図4-11 周速に対する卓越周波数の変化



(a) 音圧レベルの変化



(b) ストローハル数の変化

図4-12 刃先にスリットがある場合と無い場合における風切り音の変化

トローハル数は、卓越周波数が $U = 31.4 \sim 37.7 \text{ m/s}$ 付近で遷移するため低速域で 0.25、高速域で 0.16 の二つの値を持つ。音圧レベルの速度指数の値は、この遷移開始点 31.4 m/s で 5.5 乗から 4.6 乗に変化している。

このようなストローハル数の遷移および音圧レベルにおける速度指数の変化は、刃先に設けたスリットの影響により音源が変化したためと考えられる。

4-5-2. 音源探査

そこで、前項のストローハル数の遷移現象を明らかにするために、風切り音における主要な音源の変化を調べた。音源探査は、音源となる刃先後方に発生するうずの周波数と風切り音のスペクトルとの相関を調べることにより行った。

図4-13は、円柱刃先とスリット刃先の後方スペクトル分布のちがいを調べたものである。刃先後方から発生するうずと風切り音とのクロススペクトルにおいて最も相関の強いうずの周波数を、刃先の長手方向にプロットしている。プローブの取り付け位置は刃先の接線方向の点Aであり、また、図中の f_1, f_2, f_3 は音場における風切り音の卓越周波数を示している。この測定における周速 ($U = 26.7 \text{ m/s}$) は、ストローハル数の遷移以前の低速域におけるものである。

刃先後方のスペクトル分布と風切り音との対応をみると、円柱刃先では刃先の先端に行くほど周波数は上昇し、刃先先端付近における周波数と風切り音の卓越周波数とが一致している。これに対し、スリット刃先ではスリット部において平坦なスペクトル分布を示している。また、スリットからの噴流によりカルマンうずがこわされるため、スリット刃先のスペクトル分布は円柱刃先より約2～3倍ほど高い周波数分布となっている。さらに、スリット部における周波数が風切り音の卓越周波数と一致することから、スリット部後方から放出されているうずが主要な音源となっていることがわかる。

図4-14(a), (b)は、遷移領域中および遷移後の周速における刃先後方のスペクトル分布を示したものである。プローブの取り付け位置は(図4-3参照)、刃先の接線方向の点Aおよび点Aより刃厚の1/4だけ内側へ入った点Bの二箇所である。

図4-14(a)に示したように、遷移領域における周速 $U = 31.4 \text{ m/s}$ では、両測定点A、Bの刃先後方のスペクトル分布は、刃元から刃先に行くにしたがって周波数

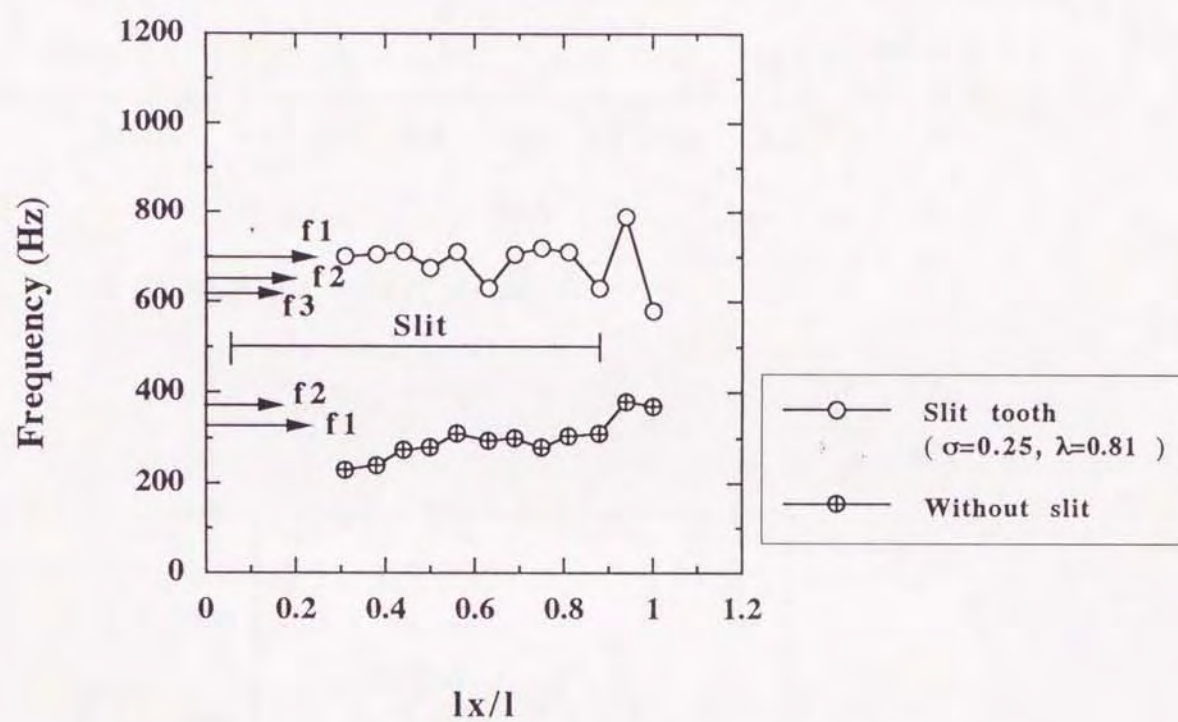
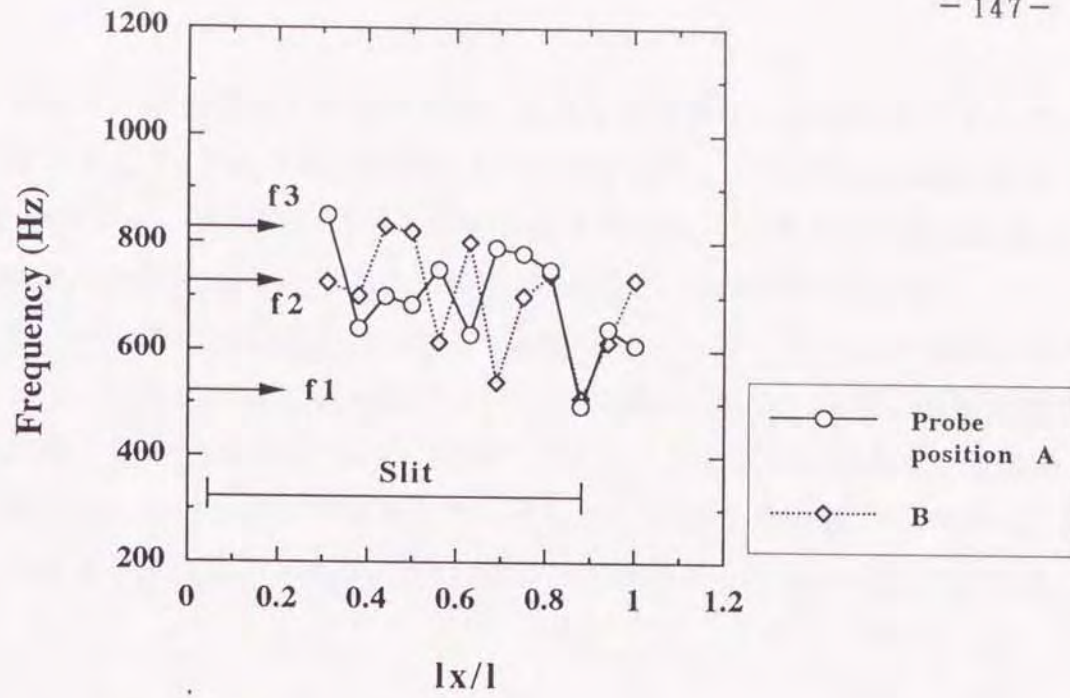
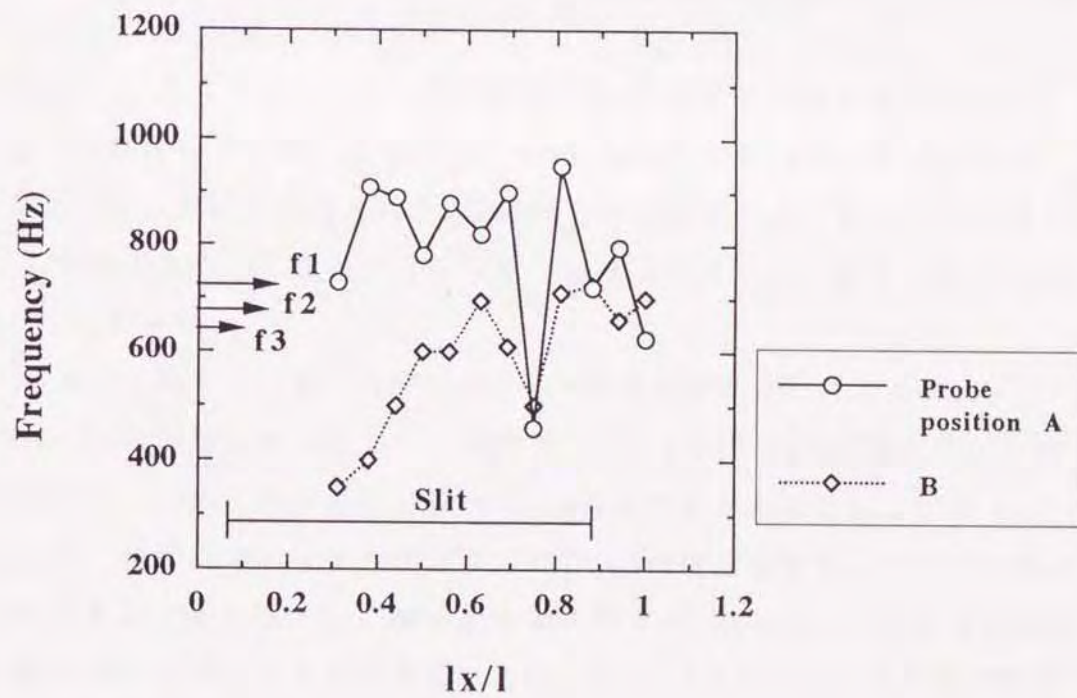


図4-13 スリットによる刃先後方スペクトル分布への影響
(周速 $U=26.7\text{m/s}$, 刃間げき $\delta=8.4$)



(a) 遷移領域 ($U=31.4\text{m/s}$)



(b) 遷移後 ($U=39.3\text{m/s}$)

図4-14 遷移領域および遷移後における刃先後方のスペクトル分布
(刃間げき $\delta=8.4$, スリット比; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)

は低下しており、風切り音の卓越周波数と比較してみると、刃先先端付近と f_1 、スリット部と f_2, f_3 とがそれぞれ対応している。また、図4-14(b)の遷移後の周速 $U = 39.3 \text{ m/s}$ では、両測定点 A、B におけるスペクトル分布の形態は異なるが、刃先先端付近ではほぼ一致し、風切り音の卓越周波数 f_1 と対応している。

以上のことから周速の低速域 ($U < 31.4 \text{ m/s}$) では、スリットからの噴射効果のためにスリット部後方に放出されるうずが主要な音源となる。また、遷移領域中の周速の範囲 ($U = 31.4 \sim 37.7 \text{ m/s}$) では、スリット部および刃先先端付近から放出されるうずの両方が主要な音源となっている。さらに高速域 ($U > 37.7 \text{ m/s}$) では、刃先先端付近 ($l_x/l = 0.8 \sim 1.0$) から放出されるうずが主要な音源となっている。

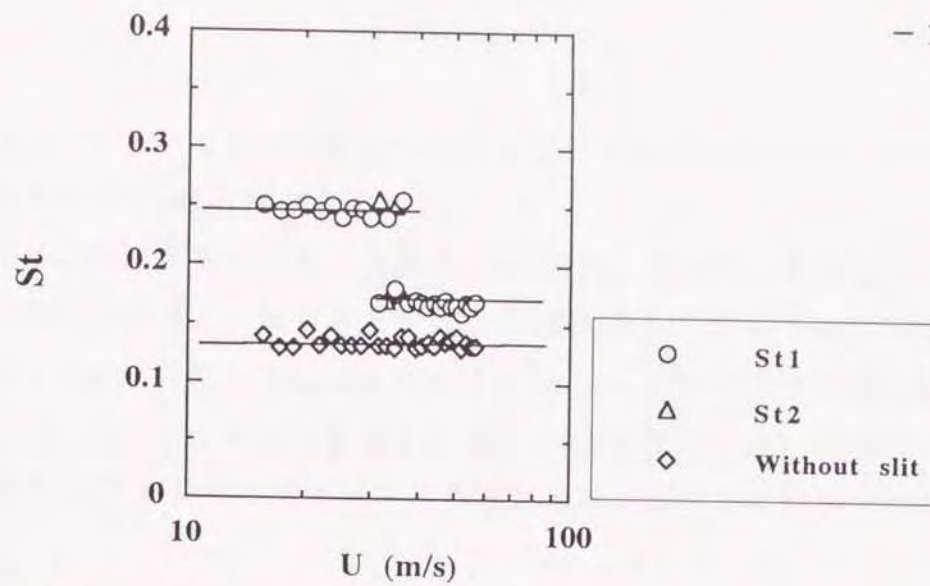
4-5-3. ストローク数に及ぼすスリット寸法の影響

図4-15は、周速度に対するストローク数 S_t の変化をスリット比 $\sigma = 0.1, 0.25, 0.4$ について示したものである。図中の S_{t1}, S_{t2}, S_{t3} は、それぞれの卓越周波数 f_1, f_2, f_3 に対応している。

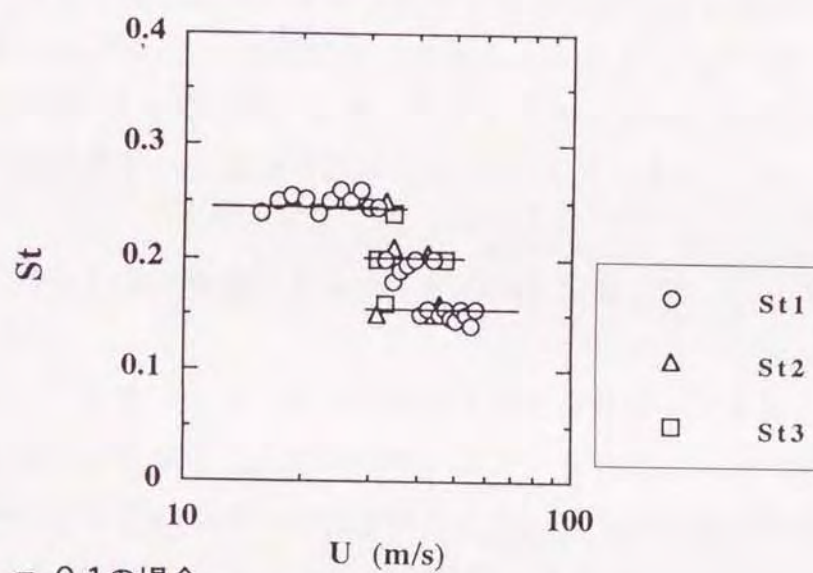
図4-15(a)は、スリット比 $\sigma = 0.25$ の場合で S_t 数は低速域および高速域にそれぞれ1個ずつ存在している。低速域 ($U < 31.4 \text{ m/s}$) において、 S_t 数はスリットからの噴射効果のため円柱刃先の S_t 数の約2倍の値となっており、高速域 ($U > 37.7 \text{ m/s}$) では刃先先端から放出される音が主要となるため、円柱刃先の S_t 数に近い値となっている。

図4-15(b)は、比較的スリット比が小さい $\sigma = 0.1$ の場合で、スリット比 $\sigma = 0.25$ の場合の S_t 数の変化に比べると、高速域の $37.7 \sim 45.6 \text{ m/s}$ 付近までスリットの効果があり、 S_t 数は円柱刃先に比べて1.5倍ほど大きな値となっている。

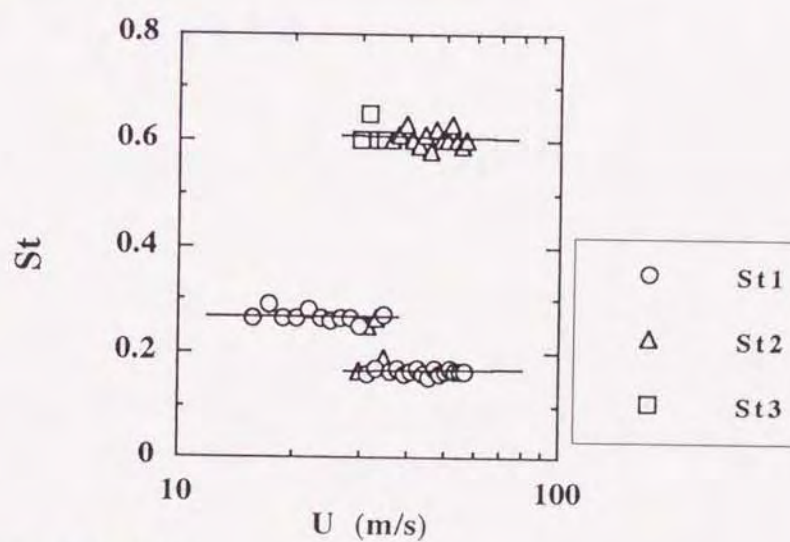
図4-15(c)は、比較的スリット比が大きな $\sigma = 0.4$ の場合である。スリット比 $\sigma = 0.1, 0.25$ のものと比べると、周速が少し低い $U = 28.3 \text{ m/s}$ から S_t 数の遷移が始り、 S_t 数の値が0.17と小さくなるとともに、 $S_t = 0.6$ という大きな値が現れている。この S_t 数の大きな値は、スリットの幅が大きくなったことにより、刃先のスリット部における横断面の半円形状から放射されるうずの S_t 数と考えることができる。そこで、この半円形状の高さ $[(d-S)/2]$ を代表寸法として S_t 数



(a) スリット比 $\sigma=0.25$ の場合



(b) $\sigma=0.1$ の場合



(c) $\sigma=0.4$ の場合

図4-15 周速に対するストローハル数の変化
(刃間げき $\delta=8.4$, スリット比 $\lambda=0.81$)

を $S_t' = f(d-s) / 2U$ で定義しなおすと $S_t' = 0.18$ となって、刃先先端から放出されるうずの S_t 数とほぼ一致する。

以上のように、周速の変化に対して現れた S_t 数を、各スリット比 σ に対してまとめたのが図4-16である。記号 Δ で示した低速領域 ($U < 31.4 \text{ m/s}$) の S_t 数の値は、スリット比 σ に対して変化が大きく、 $S_t = 0.245 \sim 0.3$ の範囲の値となっている。また、スリット比が比較的小さな $\sigma \leq 0.2$ の範囲では、高速領域側の $U = 37.7 \sim 45.6 \text{ m/s}$ においてもスリットの効果が現れ、図中の記号 \oplus で示した S_t 数が現れている。

高速領域 ($U > 37.7 \text{ m/s}$) においては、刃先先端付近から放出されるうずが卓越した音源となるため、記号 \circ で示した円柱刃先に近い値の S_t 数となる。スリット比に対するこの S_t 数の値の変化は小さく、スリット比が大きくなると、一定の値 $S_t = 0.17$ となっている。また、スリット比が大きくなり $\sigma \geq 0.35$ では、スリット部の半円形状から放射されるうずの S_t 数も現れてくる。

4-5-4. 風切り音の低減化とスリットの寸法効果

刃先にスリットを設けることにより風切り音の音圧は、スリット比の増加にともない指数関数的に減少する。図4-17は、各スリット比 σ, λ の増加に対する音圧の減少を示している。これらの測定結果より、スリット刃先による風切り音の音圧 P_s は、それぞれのスリット比の変化に対する仮想音圧を $P_{o\sigma}, P_{o\lambda}$ 、音圧の減衰係数を m_σ, n_λ とすると、

$$P_s = P_{o\sigma} \exp[-m_\sigma \sigma] \quad (\text{Pa}) \quad (4-6)$$

または、

$$P_s = P_{o\lambda} \exp[-n_\lambda \lambda] \quad (\text{Pa}) \quad (4-7)$$

で表わされる。

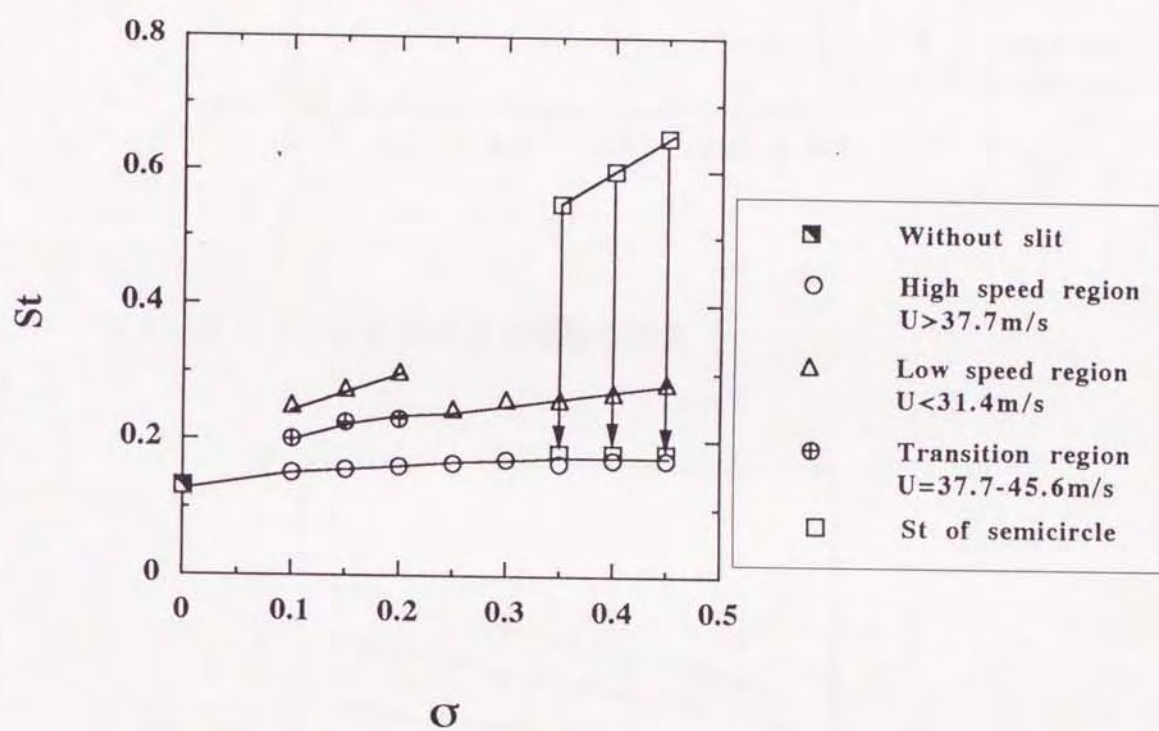
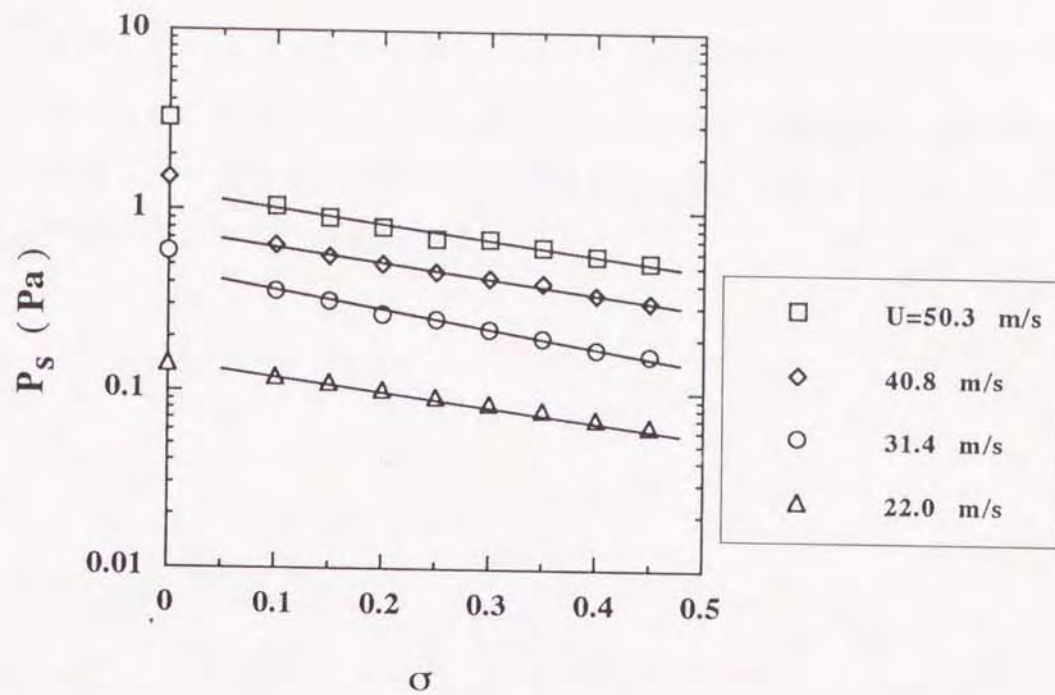
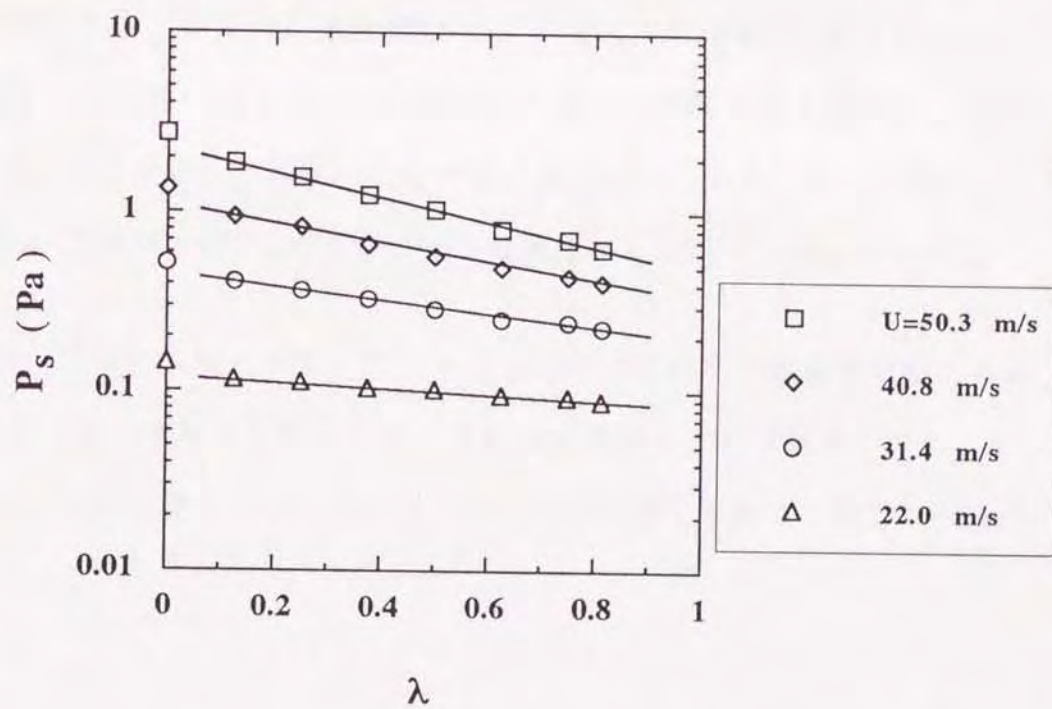


図4-16 スリット比 σ に対するストローハル数の変化



(a) スリット比 σ に対する音圧の変化



(b) スリット比 λ に対する音圧の変化

図4-17 スリット比に対する音圧の変化

ここで、仮想音圧 $P_{0\sigma}$, $P_{0\lambda}$ は、図4-17において各直線の $\sigma=0$, $\lambda=0$ における切片の値であり、減衰係数はこの直線の傾きである。仮想音圧と実際に測定して求められたスリットのない円柱刃先の音圧 P_{so} と間には差があるので、この差を無次元表示し次式のように定義する。

$$L_{d\sigma} = 20 \log_{10} [P_{so}/P_{0\sigma}] \quad (\text{dB}) \quad (4-8)$$

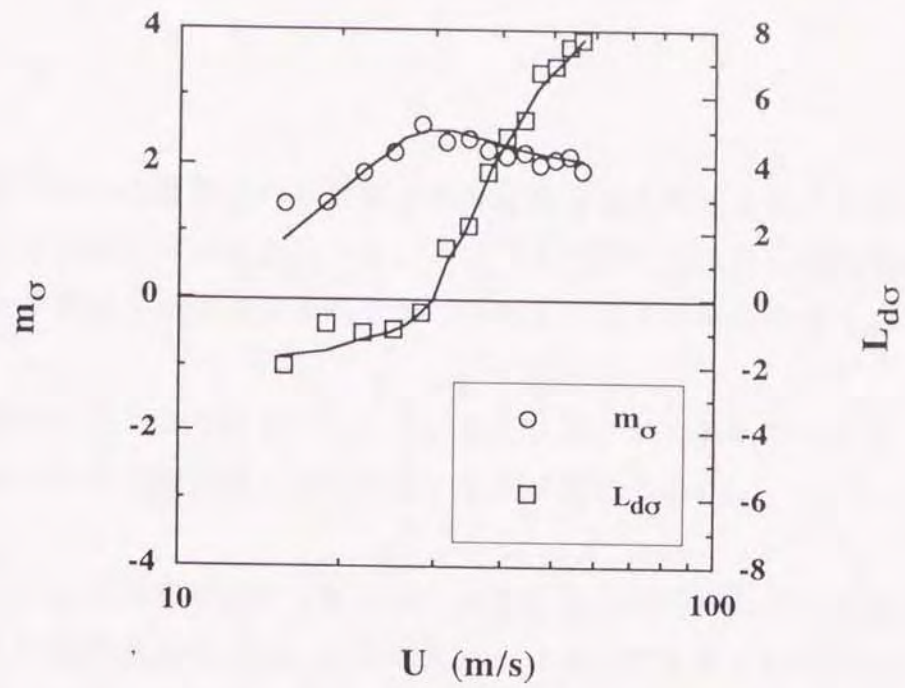
または、

$$L_{d\lambda} = 20 \log_{10} [P_{so}/P_{0\lambda}] \quad (\text{dB}) \quad (4-9)$$

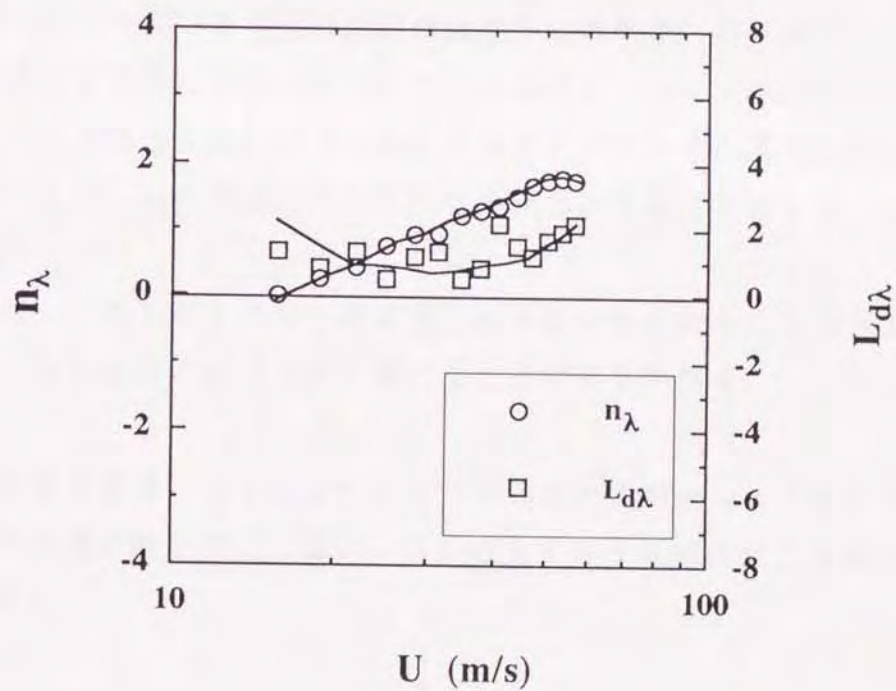
風切り音の減音は、以上の減衰係数 (m_σ, n_λ) および式(4-8), (4-9)の L_d 値が、ともに正の大きな値を示すほど大きくなることを示している。

図4-18に、それぞれのスリット比 σ , λ に対する音圧の変化の減衰係数および L_d 値を、周速に対して示した。減衰係数 (m_σ, n_λ) および L_d 値 ($L_{d\sigma}$, $L_{d\lambda}$) は、周速の増加にともなって曲線的に上昇する傾向にある。また、減衰係数 m_σ は n_λ の値と比べ、周速の全域で高い値を示している。 $L_{d\sigma}$ 値も $L_{d\lambda}$ 値と比較して、周速 $U > 30 \text{ m/s}$ の領域でその増加傾向も急激で、値も大きくなっている。

以上のように周速の全般にわたって、スリット比 σ に対する減衰係数 m_σ および $L_{d\sigma}$ 値は、スリット比 λ に対する値よりも大きな値を示している。このことから、スリットの幅の変化のほうが、スリットの長さ変化に比べ、減音に大きく影響を及ぼしていると考えられる。



(a) $m_\sigma, L_{d\sigma}$ の変化 (スリット比 $\lambda=0.75$ 一定)



(b) $n_\lambda, L_{d\lambda}$ の変化 (スリット比 $\sigma=0.3$ 一定)

図4-18 周速に対する諸係数の変化
(刃間げき $\delta=8.4$)

4-6. 結 言

刃付円板状工具から放射される風切り音を低減させる対策として、刃先に通風用のスリットを設ける方法を提案した。スリットを設けた円柱状の刃先を持つソーモデルによる風切り音の減音効果を調べた結果、以下の結論を得た。

- (1) 刃先に設けられた通風用スリットは、刃先に働く抗力を小さくする。この抗力の低下と風切り音の減音量との間には、相関が認められた。
- (2) スリットから自己噴射される噴流は、刃先からのはく離うずの成長を抑制する。このため周速の低速域では、円柱刃先におけるうずよりも約2倍ほど高い周波数のうずが、卓越した音源となる。
- (3) スリット刃先において、風切り音の主要な音源は周速に対し変化する。このため、風切り音の卓越周波数から求めたストローハル数は、周速に対し遷移する。この遷移領域の前後および領域中で音源探査を行った結果、例えばスリット比 $\sigma = 0.25$ では、遷移前の周速の領域において、刃先のスリット部後方に発生するうずが、遷移後では刃先先端後方付近に発生するうずがそれぞれ風切り音における卓越した音源であり、遷移領域においてはその両方が主要な音源となっていた。
- (4) スリット比 σ （スリットの幅）が大きくなると、自己噴射による音源の変化の他に、スリット部断面の半円形状に起因したうず音も現れる。
- (5) 風切り音の減音量は、スリットの刃先寸法に占める割合（スリット比）が大きいほど、また周速が高いほど大きい。特に、スリットの幅の変化は減音に大きな影響を及ぼす。
- (6) スリット刃先による風切り音の音圧は、スリット比 σ ， λ それぞれの増加に対して、指数関数的に減少する。

4-7. 文 献

- (1) 柳本・荻野・一宮, "円板状工具から放射される風切り音に関する研究 (スリットによる風切り音の低減効果)", "日本機械学会論文集C編, 55巻, 520号, (1989-12) pp3081~3086.
- (2) W.F.Reiter and R.F.Keltie, "On the nature of idling noise of circular saw blades," J.Sound Vib., Vol.44, (1976) pp531~543.
- (3) H.S.Cho and C.D.Mote, Jr. , " On the aerodynamic noise source in circular saws," J.Acoust.Soc.Am., Vol.65, No.3, (1979) pp662~671.
- (4) 五十嵐, " スリットのある円柱まわりの流れ特性 (第1報, 流れの制御とフローパターン) ", " 日本機械学会論文集 (第2部) ", 43巻, 372号, (1977-8) pp2974~2983.
- (5) 五十嵐, " スリットのある円柱まわりの流れ特性 (第2報, 境界層吸込みの効果) ", " 日本機械学会論文集B編, 48巻, 425号, (1982-1) pp25~34.
- (6) 例えば西山, 「流体力学II」日刊工業新聞社, (1971) p89.

第5章 減音効果に及ぼす

刃の諸条件の影響

5-1. 緒言

前章において、刃付円板状工具から放射される風切り音を大幅に低減させる方法として、工具の刃先に通風用のスリットを設けることを提案し、このスリットからの自己噴射を利用した減音方法を明らかにした。さらに、風切り音の減音効果に及ぼすスリット比の影響を明らかにすると共に、スリット刃先の音源の変化についても示した。外部制御装置を必要としないスリット刃先は、丸ノコなどの円板状工具自体に風切り音の低減効果を持たせる方法として有効である。

刃付円板状工具は、複数の刃先が工具の円周上に直列に配置されている。工具の刃先と刃先との間げきは、この通風用のスリットからの自己噴射に大きな影響を及ぼすと考えられる。このため、自己噴射を利用した低減方法に及ぼす刃間げきの影響は非常に大きいと予想される。

また前章では、主に主流に対するスリットの迎え角 β を流れと平行な $\beta=0^\circ$ に固定して検討を行ってきたが、刃間げきが小さくなりスリットからの自己噴射が十分に得られない場合などでは、迎え角を変化させて自己噴射の効果を上げる方法も考えられる。スリット円柱による流れの制御を行った研究では、スリットを流れと平行に置いた $\beta=0^\circ$ の場合、火災の安定化をはかる保炎器⁽¹⁾に関するもの、スリットを流れとほぼ直角にした $\beta=90^\circ$ の場合、うず流量計^(2,3)に関するもの、スリットによる流れの制御とフローパターンの関係では、スリットの迎え角が $0^\circ \leq \beta \leq 40^\circ$ の範囲において主流の一部が後流中へ吹出す自己噴射効果、 $60^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$ では、スリット吸込み口で行われる境界層制御について⁽⁴⁾の報告がなされている。

このように、スリットの迎え角は流れの制御を行う上で興味深い点が多い。しかし、スリットの迎え角と風切り音などの空力騒音との関係を明らかにした報告はほとんどなく、不明な点が多い。

そこで、本章ではさらに風切り音の減音効果に及ぼす刃間げき⁽⁵⁾およびスリットの迎え角⁽⁶⁾の影響を明らかにした。そのために刃間げき、迎え角を種々変

化させ、スリット刃先から放射される風切り音に対する一連の実験を行なった。
また、スリットの迎え角を変化させた場合、ある迎え角で発振現象が観察された。
そこで、刃先のスリット形状から計算される音響的なインピーダンスを算出し、
実験値の考察を行った。

5-2. 記号

本章で使用する主な記号を以下に示す。

- l : 円柱刃先の長さ (40mm)
- d : 円柱刃先の外径 (10mm)
- s : 通風用スリットの幅
- l_s : 通風用スリットの長さ
- σ : 刃先の外径に対するスリット比 ($=s/d$)
- λ : 刃先の長さに対するスリット比 ($=l_s/l$)
- β : 主流に対するスリットの迎え角
- D_0 : ソーモデルの直径 (300mm)
- N : 刃数
- l_0 : 刃先先端の間げき ($=\pi \cdot D_0 / N - d$)
- δ : 刃先の外径に対する間げきの比 ($=l_0/d$)
- U : ソーモデルの刃先先端の周速度
- U_j : 噴流の主流方向の速度
- U_d : 刃先後方における主流方向の流速
- f : 風切り音の卓越周波数
- S_t : ストローハル数 ($=f \cdot d / U$)
- ΔL_p : 風切り音の減音量
- P_s : 音圧
- m_σ : スリット比 σ に対する音圧の減衰係数
- $P_{0\sigma}$: 仮想音圧

Ld_{σ} : スリットのない刃先の音圧レベルと仮想音圧のレベルとの差

Zs : 入力インピーダンス

5-3. 実験装置および実験方法

実験に使用したソーモデルの主要寸法を図5-1に示した。スリット刃先には、前章と全く同じ物を使用した。そのため、刃先の長さおよび外径、材質、また通風用のスリット形状は、図4-2に示した通りであり、ソーモデルの主要寸法も全く同じである。前章で、スリットの幅の変化が減音効果に深く影響を及ぼしていることが、明らかにされた。そこで、スリットの長さは $ls = 32.5\text{mm}$ (スリット比 $\lambda = 0.81$) に固定し、スリットの幅を $s = 1\text{mm} \sim 4.5\text{mm}$ (スリット比 $\sigma = 0.1 \sim 0.45$) の範囲で種々変化させて実験を行った。

減音効果に及ぼす刃間げきの影響を調べるため図5-2に示したように、刃先先端の間げきは $\delta = 1.4 \sim 10.8$ ($N = 40 \sim 8$) の範囲で種々変化させて実験を行なった。またスリットの迎え角は、音の受音面に対してスリットの吐出口が向く方向の場合を+、逆に吸入口が向く場合を-として $\beta = -80^{\circ} \sim +90^{\circ}$ の範囲で変化させている。

また図5-2に示したように、測定対象となる刃先の後方には熱線プローブが設置されている。スリットからの噴射速度および放とうずの発生周波数は、標準型または平行流型の熱線プローブにより測定している。プローブの設置位置は、図に示されたように点A, B, C ($y = 1.5d$, それぞれ $z = +0.25d, 0, -0.25d$) および点D ($y = 1.0d, z = 0$) のいずれか、測定に適した箇所を選択している。また、熱線プローブはスリップリングを介し、熱線風速計に接続されている。

風切り音の測定は、1/2インチコンデンサマイクロホンにより、風切り音の最も指向性の強い位置としてソーモデル平面の中心から回転軸方向 300mmの位置に固定して行った。音の測定に際しては、モータや軸受などの駆動音を遮音する意味でソーモデルのみを半無響室の中に入れて測定を行い、壁面からの反射の影響は非常に少ないことが、音場の測定から確認されている。

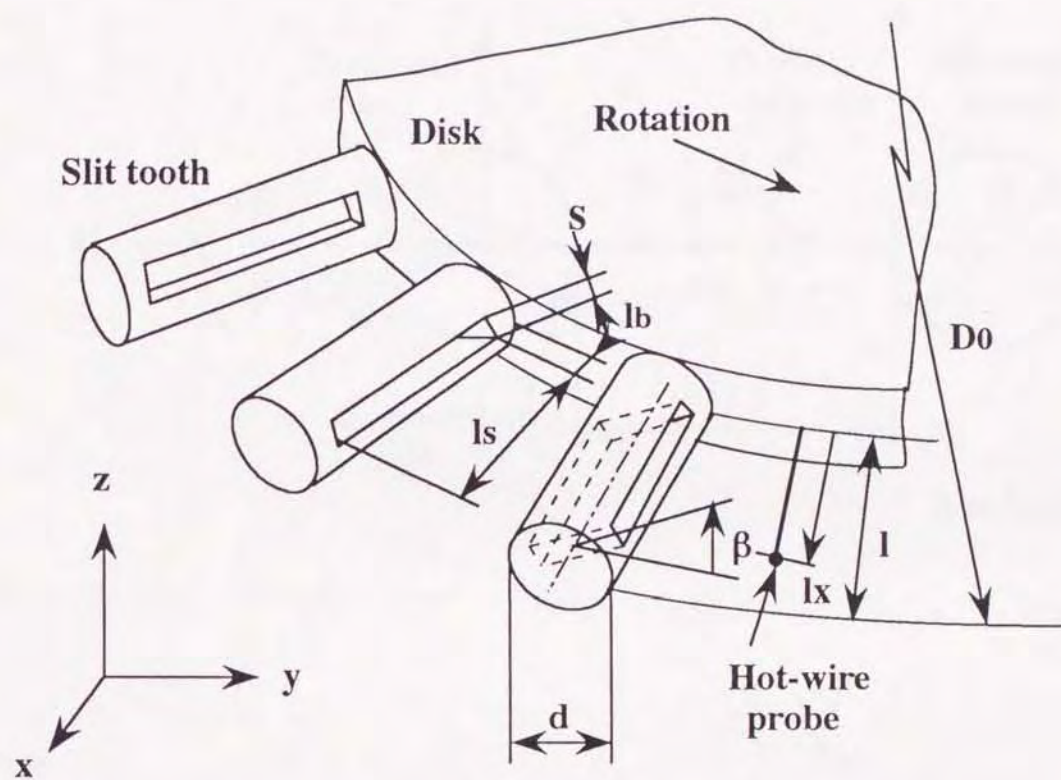


図5-1 ソーモデルの概要および主要寸法

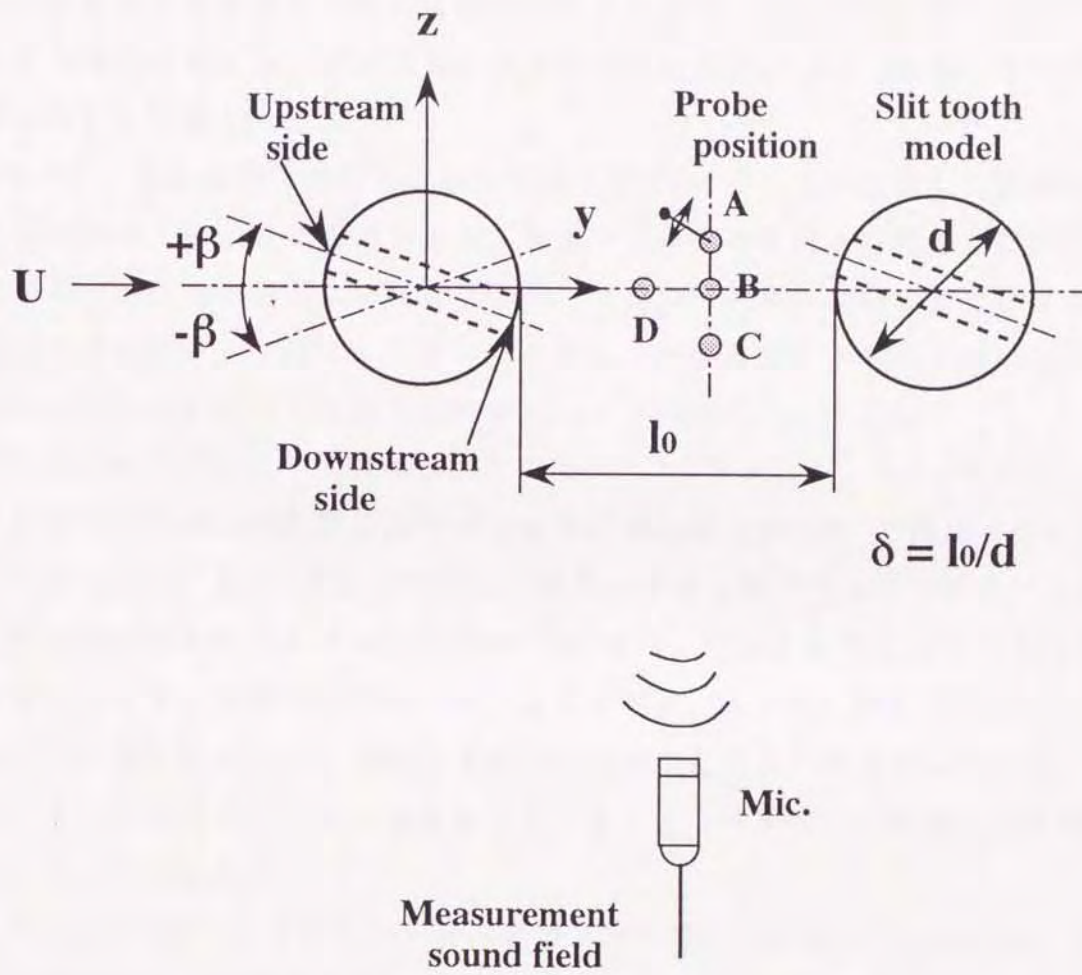


図5-2 刃先における座標系およびスリットの迎え角と音の測定方向と位置関係

5-4. 低減化に及ぼす刃間げきの影響

5-4-1. 自己噴射および減音量への影響

自己噴射に及ぼす刃間げきの影響を調べるために、噴流の流速 U_J （図5-2において y 方向の速度成分）および刃先後方周囲の流速 U_d （図5-2において y 方向の速度成分）を測定した。

図5-3は、刃先後方で主流と垂直な方向（図5-2において z 方向）に流速 U_d の分布（平均値）を示したものである。熱線プローブの取付け位置は、図5-2に示したB点でこの点を中心に平行流型プローブを 10° 刻みに回転することにより横断面の流速を測定している。プローブのセンサー部の回転半径は6mmであり、測定位置は刃元を原点とする長手方向の $l_x/l=0.75$ である。

刃数が比較的少なくて間げきが大きな $\delta=4.2$ （ $N=18$ ）、 6.9 （ $N=12$ ）の場合、速度分布は噴流の影響によりスリットの中心部（ $z/d=0$ ）で極大となり、 $z/d=\pm 0.3$ 付近では刃先側面からの流れと噴流が干渉し極小となっている。これに対して刃間げきが小さい $\delta=1.6$ （ $N=36$ ）では、主流からスリットへの流れ込みが少なくなり、噴流の速度は小さくなっている。しかし、同じ刃間げきの円柱刃先のものと比較すると、速度分布は円柱刃先のものより低くなっている。このことから、刃間げきが小さい場合もスリットによって刃先後方の流れに影響が現れていることがわかる。

さらに図5-4は、スリットから自己噴射される噴流の速度分布（平均値）を、刃先の長手方向（円板状工具の半径方向）について示したものである。測定位置は、刃先後方の比較的スリットに近いD点であり、プローブを刃先の長手方向に2.5mm間隔で平行移動させ、噴流の y 方向の速度を測定している。

噴流の長手方向の速度分布は、刃間げきが大きいほど高い値を示している。刃間げきの大きな $\delta=10.8$ の場合、スリット部全域から速度の大きな噴流が放出されている。刃間げきが小さくなると、刃元に近いスリット部からの噴流の速度は低下し、速度分布はスリット部先端付近の $l_x/l=0.81\sim 0.88$ で最大となる。

図5-5は、刃間げきに対する減音量 ΔL_p の変化を示している。スリット比 $\sigma=$

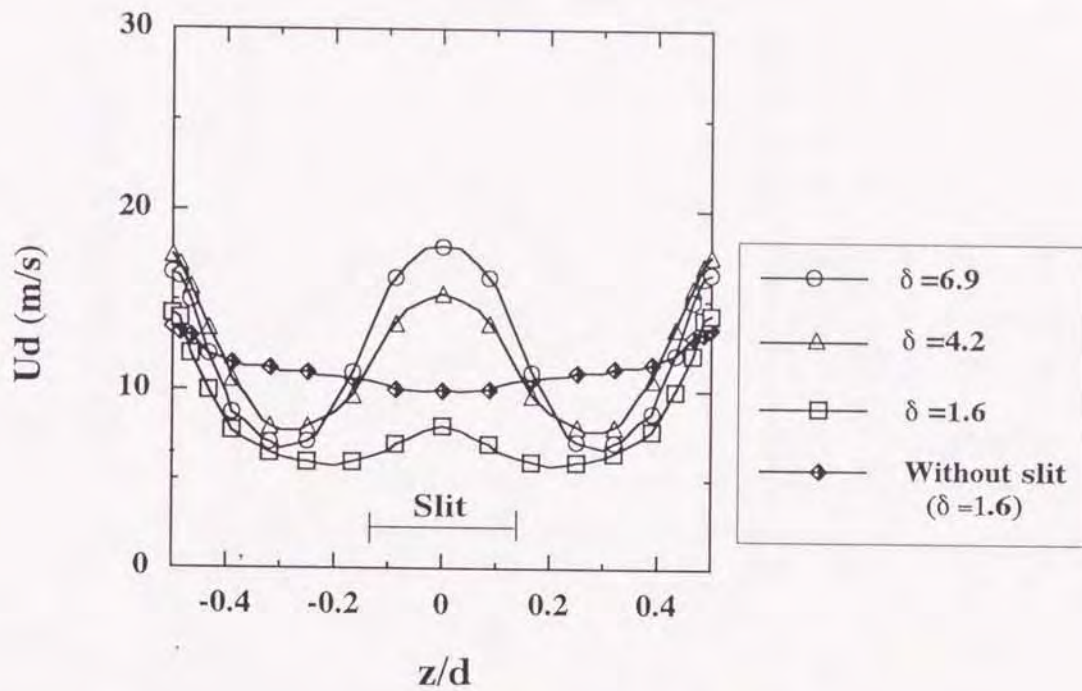


図5-3 刃先後方周囲の流れに及ぼす刃間げきの影響
(周速 $U=28.3\text{m/s}$, スリット幅 $\sigma=0.25$, 測定点 $|x/l|=0.75$, 熱線プローブ位置: B点)

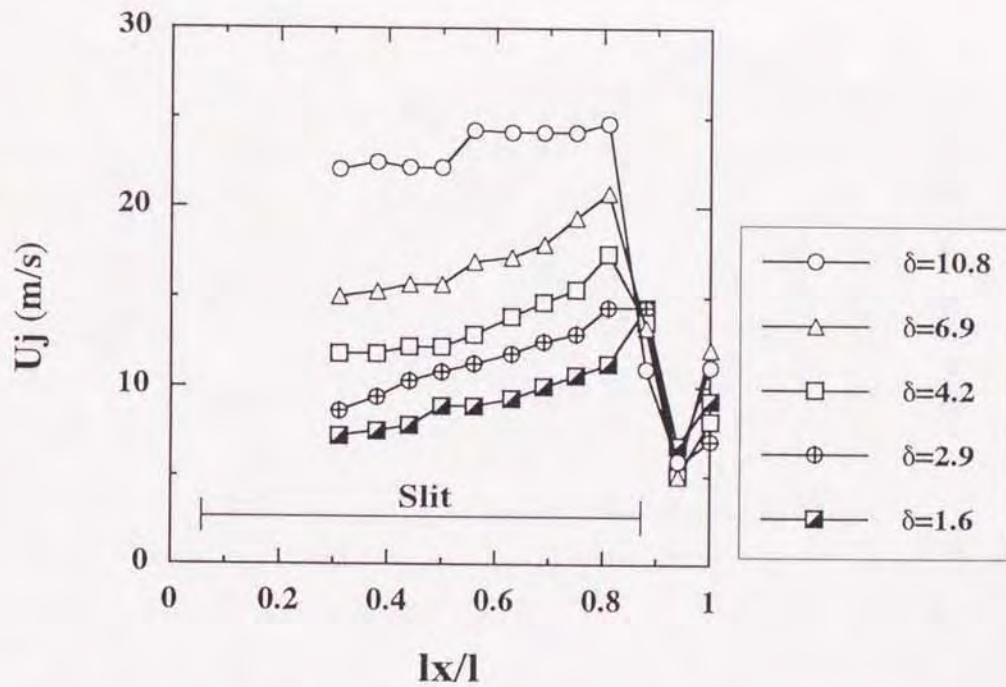


図5-4 自己噴射速度に及ぼす刃間げきの影響
(周速 $U=28.3\text{m/s}$, スリット比 $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$, 熱線プローブ位置: D点)

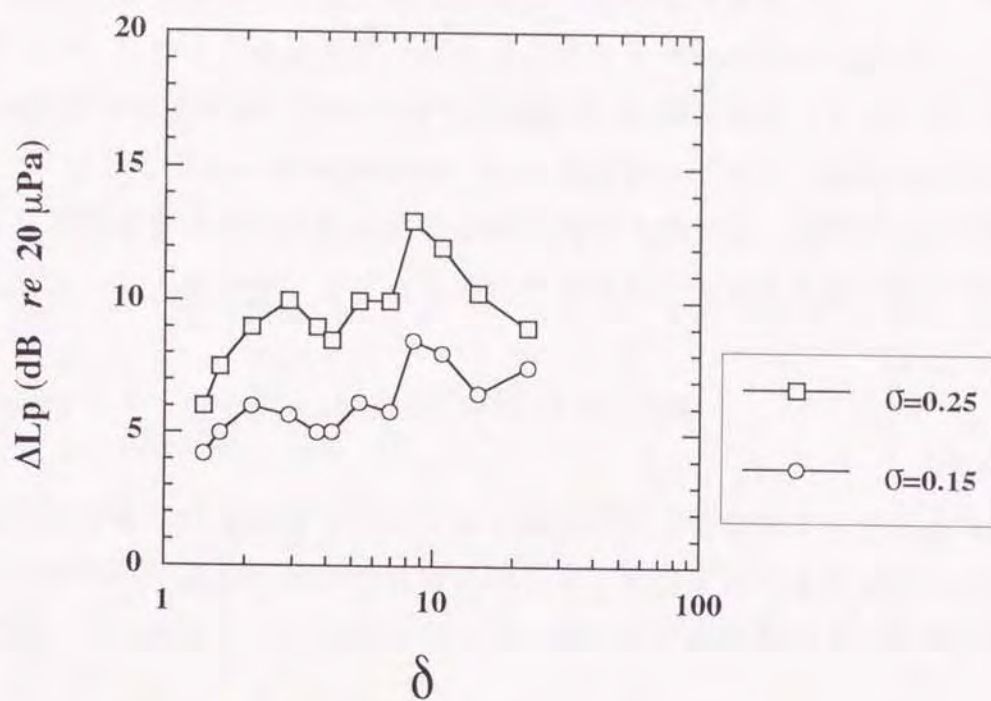


図5-5 刃間げきに対する減音量の変化
(周速 $U=50.3\text{m/s}$, スリット比 $\lambda=0.81$)

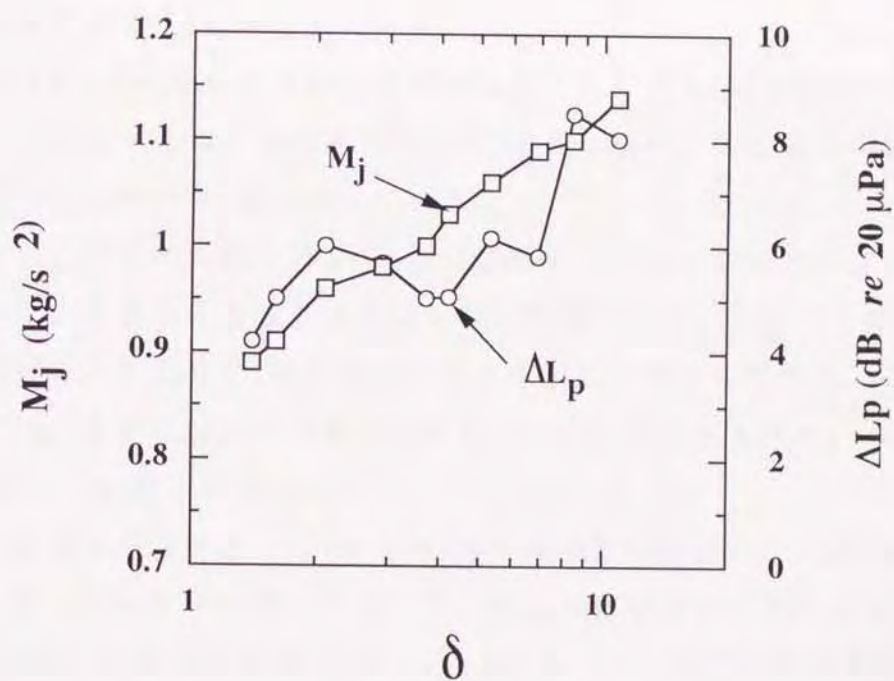


図5-6 自己噴射の持つ運動量 M_j と減音量 ΔL_p との
刃間げきに対する変化
(周速 $U=50.3\text{m/s}$, スリット比; $\sigma=0.15$, $\lambda=0.81$)

0.15では、刃間げきの増加に伴って減音量は上昇する傾向を示す。スリット比が大きくなり $\sigma = 0.25$ では、曲線的に上昇し刃間げき $\delta = 8.4$ で最大となる。

図5-6に刃間げきに対する、噴流の持つ運動量 M_j と減音量 ΔL_p を示した。運動量は、図5-3に示した速度分布を基に式(4-5)から計算している。図に示したように、運動量は刃間げきの増加に伴ってほぼ直線的に上昇する。刃間げきに対する減音量の変動は少し大きい、その上昇傾向は運動量の変化とほぼ一致している。

5-4-2. ストローハル数 S_t に及ぼす刃間げきの影響

風切り音における主要な音源は、スリット刃先の自己噴射によって大きな影響を受ける。このため、風切り音の卓越周波数をもとに計算されるストローハル数も大きく変化する。そこで、このストローハル数に及ぼす刃間げきの影響を明らかにする。

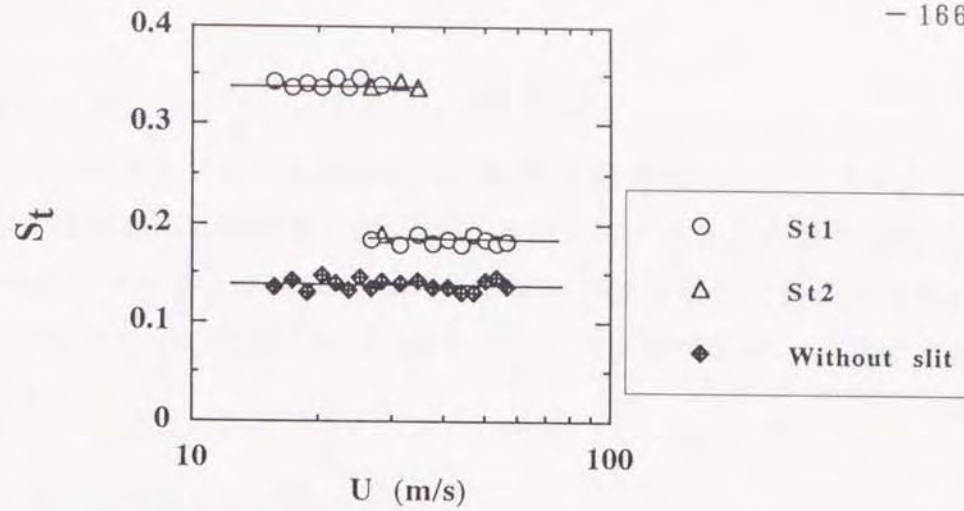
A. 周速に対する S_t 数の変化

図5-7(a), (b), (c)は、刃先先端の周速に対する S_t 数の変化を刃間げき $\delta = 2.9, 2.1, 1.4$ について示したものである。また、図中には比較のために同じ刃間げきの円柱刃先の S_t 数も示している。

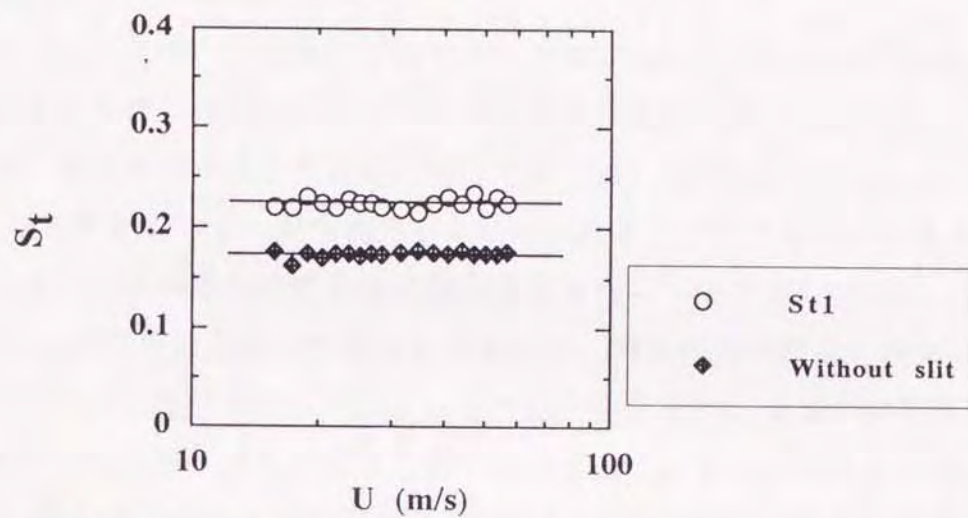
刃間げき $\delta = 2.9$ の場合、円柱刃先では周速に対して S_t 数はほぼ一定値を示しているが、スリット刃先では周速 $U = 30\text{ m/s}$ 付近を境に、低速域と高速域ではそれぞれ異なった2つの S_t 数が現れている。

このように、周速の変化に伴い S_t 数が遷移する現象については前章4-5-2項で明らかにした。つまり低速域では自己噴射の影響により、スリット部後方のうずが主要な音源となるため S_t 数は遷移して大きな値となって現れる。これに対して高速域では、主要な音源が刃先先端付近のうずに変化するため、 S_t 数は円柱刃先の S_t 数に近い値となる。

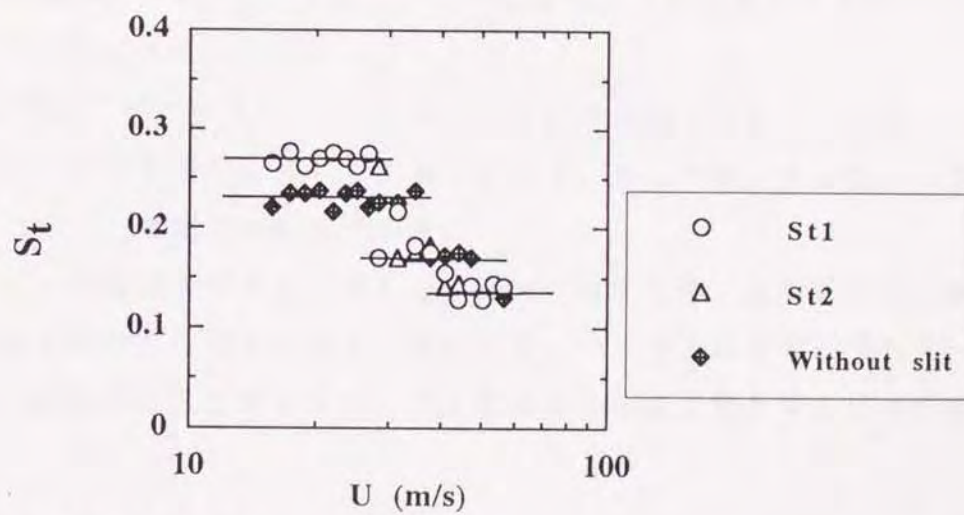
刃間げきが小さくなり $\delta = 2.1$ では S_t 数の遷移は現れずに、 S_t 数は円柱刃先の値に近いところにほぼ一定に分布している。これは刃間げきが小さくなると、例えば図5-4に示した刃間げき $\delta = 2.9, 1.6$ のように、噴流の長手方向の速度分布において、刃先先端付近のスリット部における速度が最大となっており、刃先



(a) 刃間げき $\delta = 2.9$ の場合



(b) $\delta = 2.1$ の場合



(c) $\delta = 1.4$ の場合

図5-7 刃間げきの変化にともなうストローハル数の遷移の違い
(スリット比; $\sigma = 0.25$, $\lambda = 0.81$)

先端付近が主要な音源になっているためと考えられる。

さらに刃間げきが小さい $\delta = 1.4$ の場合、 S_t 数は高速域において遷移する。また、円柱刃先の場合も同様に遷移し高速域におけるスリット刃先及び円柱刃先の S_t 数の値は一致している。このように刃間げきが小さい場合の遷移現象は、遷移後のスリット刃先及び円柱刃先の S_t 数が一致していることから、刃間げきの影響と考えられる。

B. 刃間げきが小さい場合の音源の変化

そこで刃間げきが極めて小さい場合の遷移現象を明らかにするために、風切り音に及ぼす主要な音源の変化を調べた。

音源探査の方法として、刃先後方に取付けた熱線プローブからのうずの信号と、音場における風切り音の信号とのクロススペクトル法を用いている。プローブの取付け位置は、刃先側面に対して接線方向のC点（図5-2参照）である。

図5-8はこの方法を用いて、刃先後方から放出されるうずのうちで、最も風切り音と相関の強いうずの発生周波数を刃先の長手方向について示している。図は刃間げき $\delta = 1.4$ の円柱刃先について示したもので、刃先先端の周速の増加に伴い音源が変化していく様子を示している。また図中の矢印は、音場における風切り音の卓越周波数のうちレベルの大きい順に f_1, f_2, f_3 として示している。

図より、 S_t 数の遷移前における周速 $U = 23.6, 28.3 \text{ m/s}$ では、主要な音源は刃先先端の $l_x/l = 0.8 \sim 1.0$ 付近に分布していることがわかる。これに対して、遷移領域中にある周速 $U = 44.0 \text{ m/s}$ の場合、主要な音源が刃先先端から刃先の中間 $l_x/l = 0.38 \sim 0.7$ 付近に変化したことがわかる。

また図5-9は同じ刃間げき $\delta = 1.4$ のスリット刃先の場合である。この場合も円柱刃先と同様に、周速の増加に伴って主要な音源は、刃先先端から刃先の中間付近の $l_x/l = 0.38 \sim 0.7$ 範囲に変化している。

以上のことから刃間げきが小さくなると、周速の増加に伴い風切り音の主要な音源は、刃先先端付近から刃先の側面に変化する。つまり刃間げきが小さく、高速になると刃先先端付近のうずよりも、刃先側面からのほうが音源強さが増すためと考えられる。

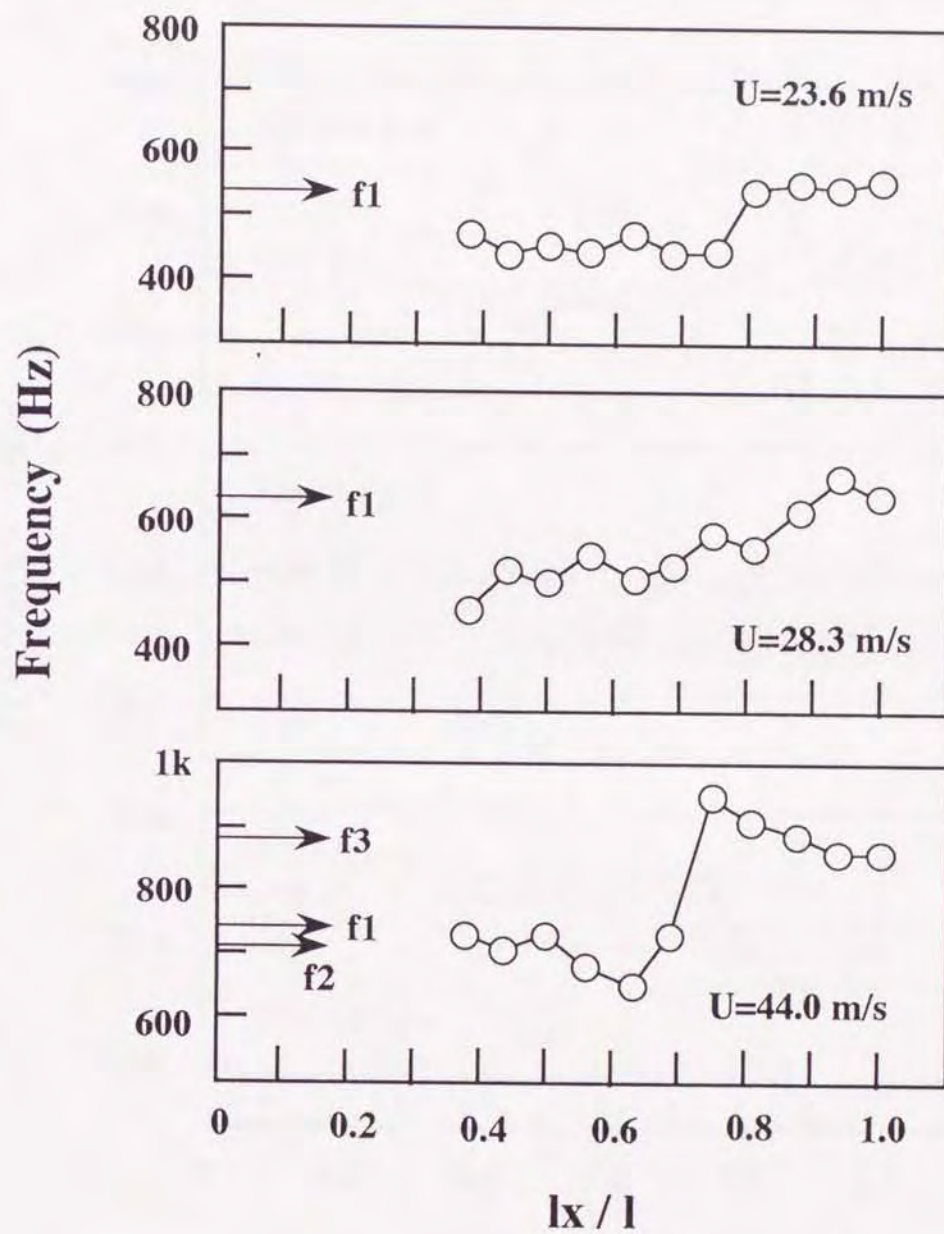


図5-8 スリットが無い場合（円柱刃先）における音源分布の変化
（刃間げき $\delta = 1.4$ ）

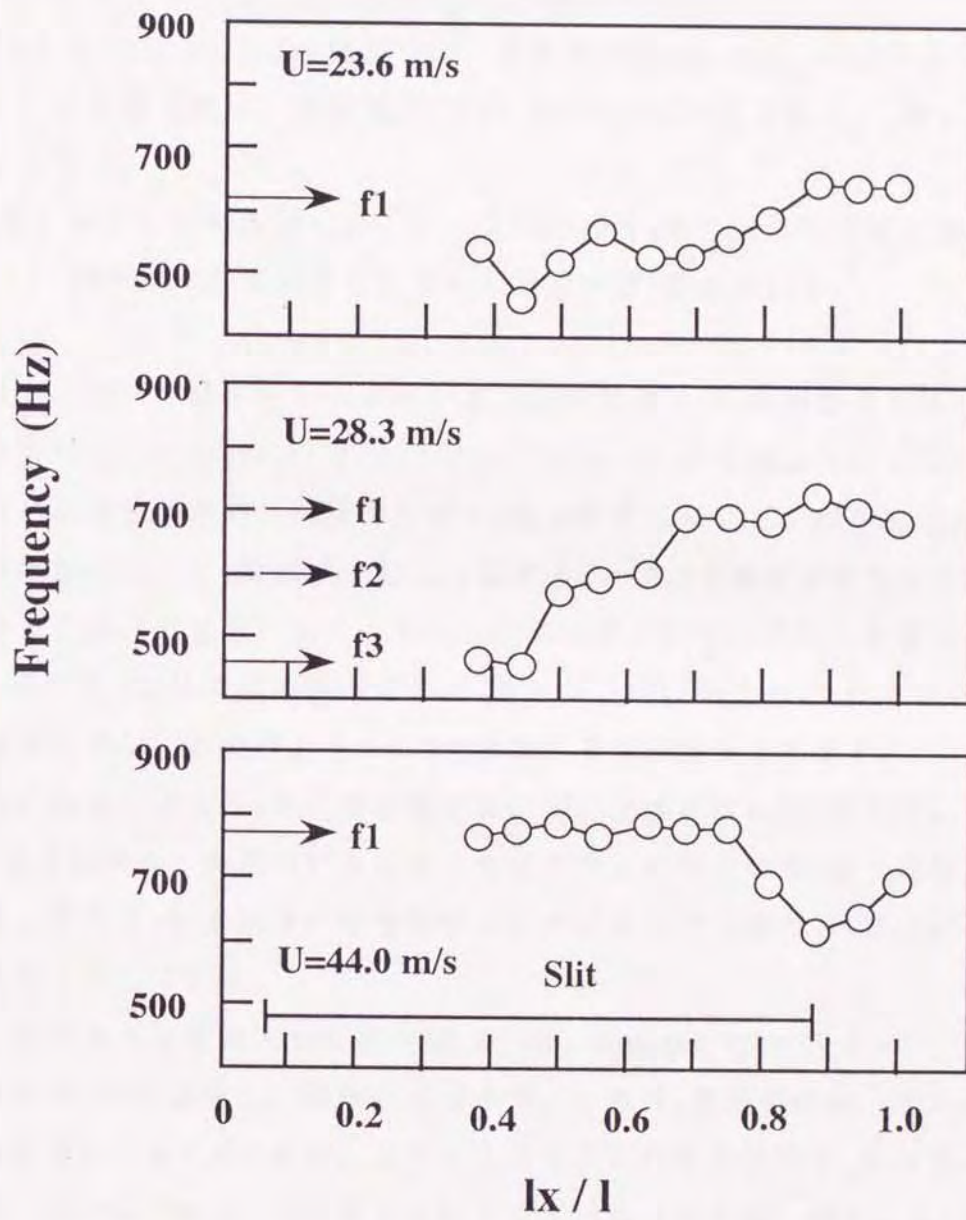


図5-9 スリット刃先における音源分布の変化
 (刃間げき $\delta=1.4$, スリット比 ; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)

C. 刃間げきと S_t 数の関係

前章4-5-3項で示したように、 S_t 数の遷移現象はスリット比の違いにより以下の三つのケースに分けて考えられる（図4-16参照）。

- (I) $\sigma \leq 0.2$ の範囲では、周速の低速域および高速域の両方において、スリットからの自己噴射による S_t 数の遷移が現れる。
- (II) $0.25 \leq \sigma \leq 0.3$ の範囲では、特に低速域($U < 31.4 \text{ m/s}$)において噴射効果の影響が強く、高速域($U > 37.7 \text{ m/s}$)では円柱刃先の S_t 数に近い値に遷移する。
- (III) $\sigma \geq 0.35$ の範囲では、ケース(II)の S_t 数の他に高速域においてスリット部の半円形状から放射されるうずの S_t 数も現れる。

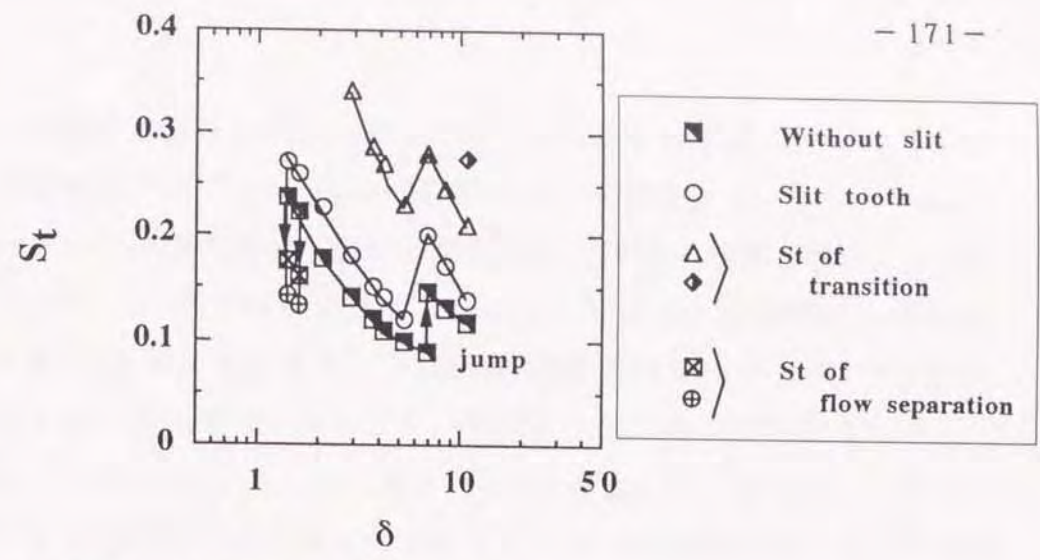
そこで、図5-10は各ケースにおける、刃間げきと S_t 数の関係を示した。

図5-10(a)は、ケース(II)のスリット比 $\sigma = 0.25$ の場合を示したものである。図中には比較のために円柱刃先の S_t 数の変化も示した。円柱刃先では、刃間げきの増加に伴い S_t 数は減少し、刃間げき $\delta = 6.9$ で跳躍現象を示し、またその後減少する傾向にある。スリット刃先において、記号○で示した値 ($\delta \leq 2.1$ の S_t 数, $\delta > 2.1$ では周速の高速域の S_t 数) は、円柱刃先の S_t 数の変化とほぼ同様な傾向を示し、刃間げき $\delta = 6.9$ で跳躍しその後減少している。

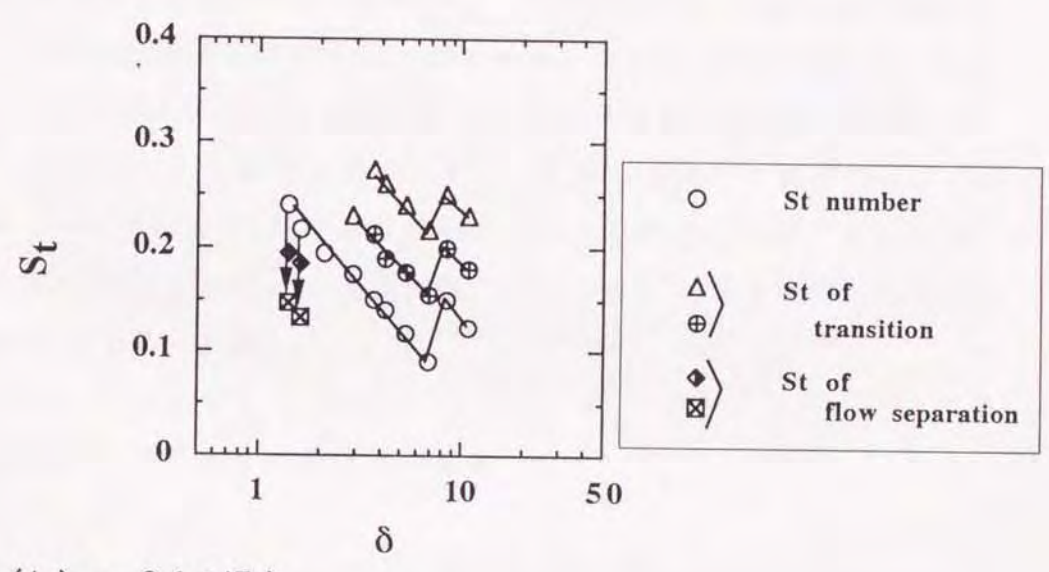
自己噴射による S_t 数の遷移現象は、刃間げき $\delta \geq 2.9$ で現れる。この遷移した S_t 数 (記号△) の刃間げきに対する変化も、記号○の S_t 数と同様な傾向を示す。また、この S_t 数の値は、各刃間げきにおける円柱刃先の S_t 数 (記号■) の値の約2倍となっている。

刃間げきが比較的大きな $\delta = 10.8$ では、低速域の $U = 15.7 \sim 25.1 \text{ m/s}$ の範囲でさらに S_t 数は遷移し、図中の記号◆で示した S_t 数が現れた。逆に刃間げきが非常に小さい $\delta = 1.4$ の場合、スリット刃先及び円柱刃先の S_t 数の値は、ともに高速域 ($U > 37.7 \text{ m/s}$) で遷移して低下している (記号☒, ⊕)。これは、先に述べたように風切り音における卓越した音源が、刃先先端のうずから刃先側面のはく離うずへ変化したためである。

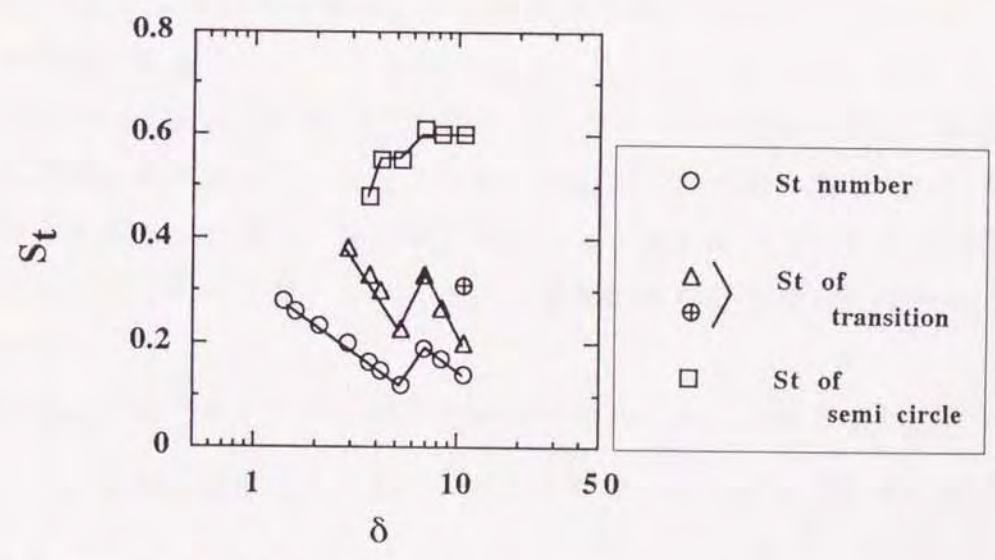
図5-10(b)は、ケース(I)のスリット比 $\sigma = 0.1$ の S_t 数の変化を示している。



(a) スリット比 $\sigma=0.25$ の場合



(b) $\sigma=0.1$ の場合



(c) $\sigma=0.4$ の場合

図5-10 各スリット比における刃間げきに対するストローハル数の変化

このケースの場合図中の記号 \oplus で示したように、 S_t 数は低速域 ($U < 31.4 \text{ m/s}$) だけでなく高速域側 $U = 37.7 \sim 45.6 \text{ m/s}$ の範囲でさらに遷移する。このように、スリット比が小さいと周速の高速域側においても自己噴射の影響が現れ、 S_t 数は遷移する。これらの S_t 数の遷移現象は、スリット比 $\sigma = 0.25$ の場合と同じように刃間げき $\delta \geq 2.9$ で現れる。また、 S_t 数の跳躍現象は刃間げき $\delta = 8.4$ で起り、スリット比 $\sigma = 0.25$ の場合に比べ少し刃間げきの大きな所で生じている。

図5-10(c)は、ケース(Ⅲ)のスリット比 $\sigma = 0.4$ の場合を示している。このケースの場合、スリットの幅が大きくなったためにスリット部横断面の半円形状に起因した S_t 数が高速域 ($U > 37.7 \text{ m/s}$) で現れる。この S_t 数は、図中の \square で示したように、刃間げきが $\delta \geq 3.7$ で現れ、刃間げきの増加に伴い大きな値へ階段状に変化する。 S_t 数の遷移現象は他の二つのケースと同じように、刃間げき $\delta \geq 2.9$ で現れ、その刃間げきに対する変化の傾向及び跳躍現象の起きる刃間げきの値は、スリット比 $\sigma = 0.25$ の場合と同じである。しかし他のケースに比べて、刃間げき $\delta = 1.4, 1.6$ における S_t 数の遷移は現れない。これは、刃間げきが小さくてもスリットの幅が大きいため、刃先先端に近いスリット部からの自己噴射の影響が大きいためと考えられる。

5-4-3. 減音効果に及ぼす刃間げきの影響

刃間げきをパラメータとして、スリット比 σ に対する音圧の変化を図5-11に示した。図中の $\sigma = 0$ における音圧の値は、それぞれの刃間げきにおけるスリットの無い円柱刃先の値である。

刃間げきが比較的大きな $\delta = 3.7, 10.8$ の場合、スリット比の増加に伴って風切り音の音圧は指数関数的に減少し、スリット比 $\sigma = 0.45$ では大幅に減音している。これに対し刃間げきが小さい場合、ほとんどのスリット比において、音圧は円柱刃先の値より小さくなっているが、スリット比の増加に伴い音圧は逆に増加する傾向を示している。

以上のことから、刃間げきが大きな場合、減衰係数 m_σ は正の値を示し、スリット比を大きくするほど減音が大きくなる。これに対し、刃間げきが小さい場合、

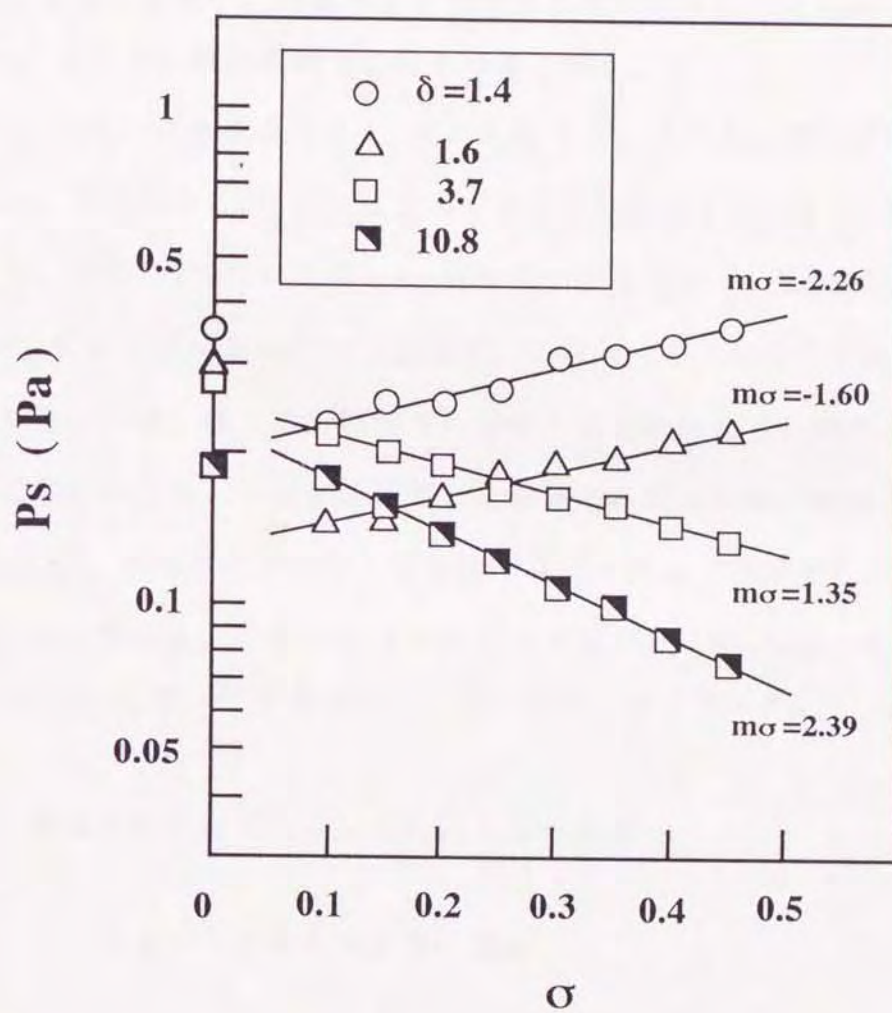


図5-11 スリット比に対する音圧の変化
(各刃間げきにおける変化, 周速 $U=25.1\text{m/s}$)

減衰係数 m_σ は負の値を示し、スリット比が小さいほど減音が大きい。

図5-12(a)は、刃間げきをパラメータとして、周速に対する減衰係数 m_σ の変化を示したものである。刃間げきが比較的大きな $\delta = 10.8$ では、周速の全域において減衰係数 m_σ は、正の値となっている。刃間げきが小さくなるとともに、減衰係数 m_σ の値は小さくなり、 $\delta = 1.4, 1.6$ では周速のほぼ全域で負の値となる。また、減衰係数 m_σ は、刃間げきの大きさにかかわらず周速の増加に伴って上昇する傾向を示しており、刃間げきが非常に小さい $\delta = 1.4$ の場合でも $U = 47.1 \sim 56.5 \text{ m/s}$ において、減衰係数 m_σ は正の値となる。

図5-12(b)は、このときの Ld_σ 値の変化を示している。刃間げきが $\delta \leq 3.7$ の範囲では、それらの Ld_σ 値のほとんどが正の値を示している。刃間げき $\delta = 10.8$ では、周速が 40 m/s 以下で Ld_σ 値は負の値を示すが、この周速より高速になると Ld_σ 値および減衰係数 m_σ は共に正の値となり、減音が大きくなる。

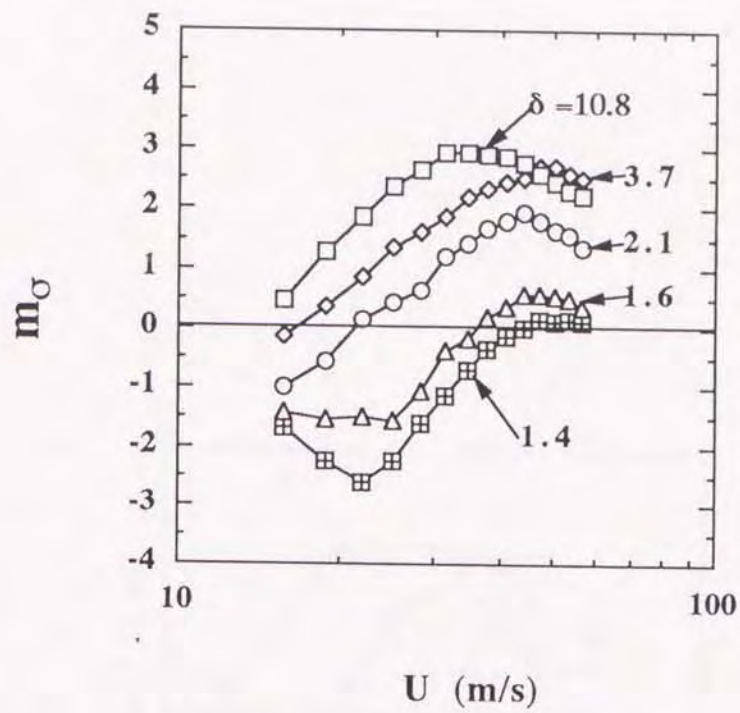
さらに図5-13は、種々の刃間げきに対する減衰係数 m_σ の値を示したものである。減衰係数 m_σ は、刃間げきに対して曲線的に変化し最大値を持つ。周速 $U = 20.4 \text{ m/s}$ では、刃間げきが大きくなるほど減衰係数 m_σ は増加し、 $\delta = 8.4$ 付近で最大となっている。これに対して周速が大きい $U = 50.3 \text{ m/s}$ では、刃間げき $\delta = 2.9 \sim 10.8$ の広範囲で減衰係数 m_σ は、最大となっている。

5-5. 低減化に及ぼすスリットの迎え角の影響

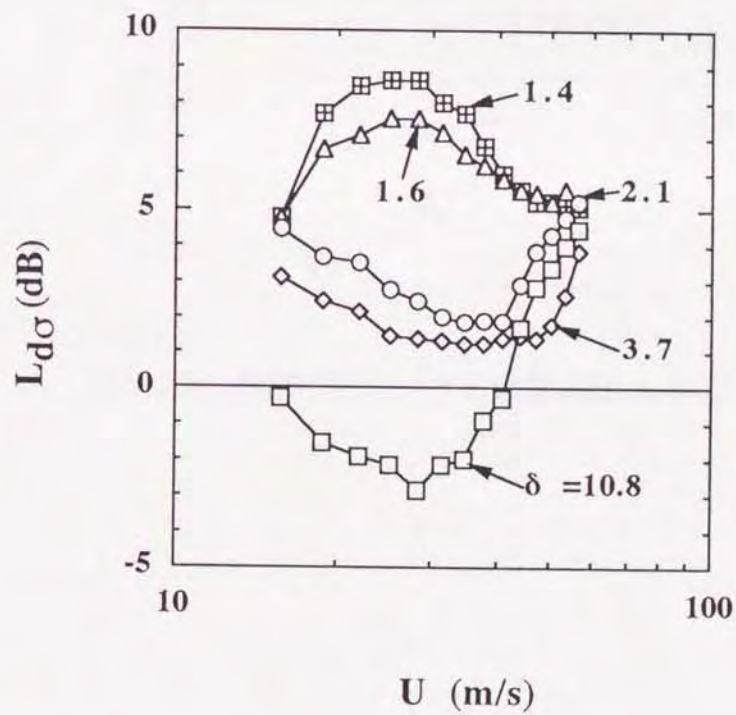
5-5-1. スリットの迎え角と自己噴射

スリットの迎え角の変化により、刃先後方における自己噴射速度が、どのように変化するのか調べた。測定は、刃先後方の横断面の平均流速を測定した。プロープのセンサー部は、刃元から $l_x/l = 0.75$ に位置している。

図5-14(a)は、刃間げきが比較的大きな $\delta = 6.9$ ($N = 12$) における平均速度分布



(a) 減衰係数 m_σ の変化



(b) $L_{d\sigma}$ 値の変化

図5-12 刃間げきをパラメータとして、周速に対する減衰係数 m_σ 、 $L_{d\sigma}$ 値の変化

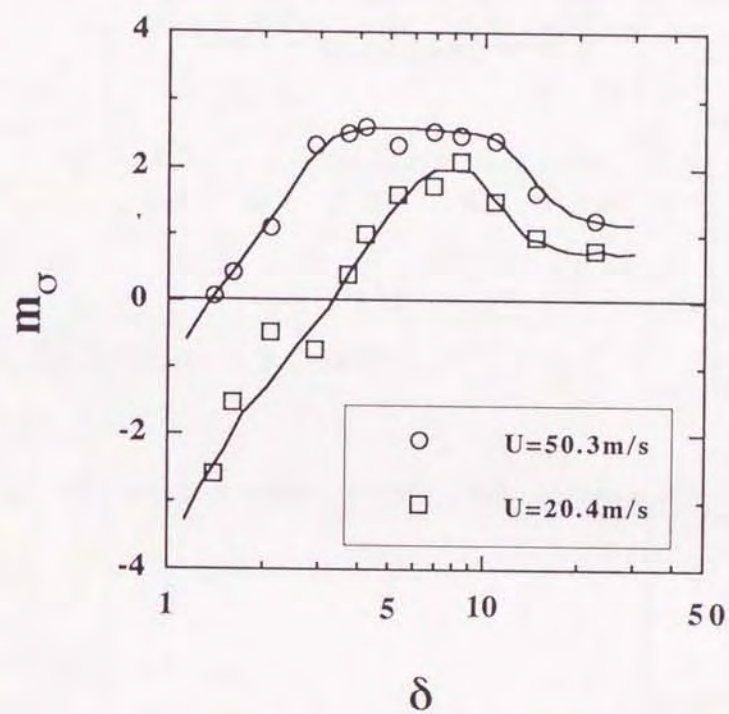
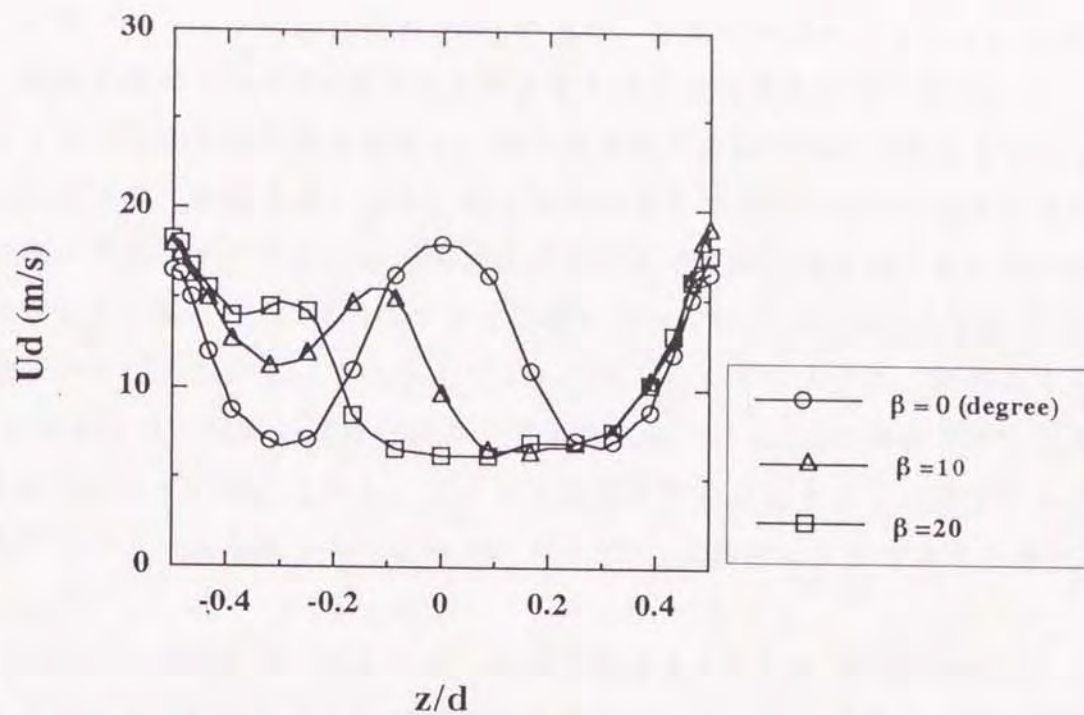
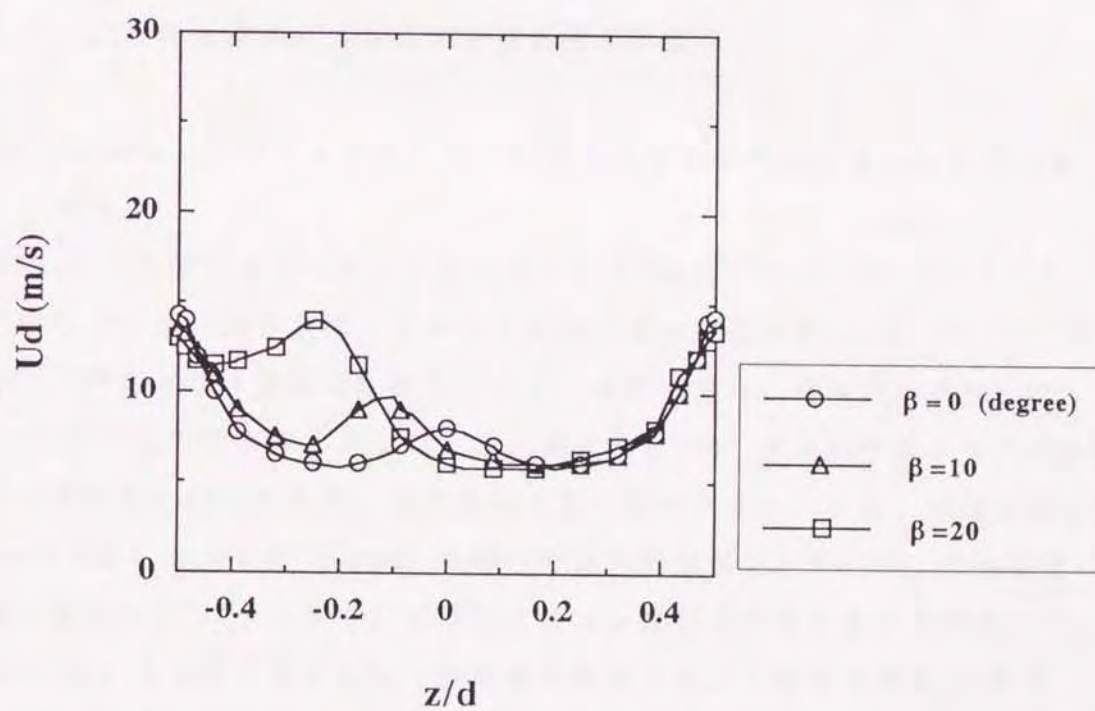


図5-13 刃間げきに対する減衰係数 m_σ の変化



(a) 刃間げき $\delta = 6.9$ の場合



(b) 刃間げき $\delta = 1.6$ の場合

図5-14 スリットの迎え角が自己噴射に及ぼす影響

を示している。スリットの迎え角 $\beta = 0^\circ$ の場合、主流の一部がスリットから噴射され、速度分布は $z/d=0$ で極大値を有する左右対称な4次曲線分布となっている。スリットの迎え角の変化に伴い、極大値を有する山形状の分布はスリットの傾いている方向へ移動する。また、迎え角が大きくなるにつれて主流からスリットへの流入が減少するため、噴流の速度分布における極大値も低くなっている。

これに対して、図5-14(b)は刃間げきが小さい $\delta = 1.6$ ($N=36$) の場合を示している。刃間げきが小さいと、主流がスリットへ入りにくくなるため、図中の $\beta = 0^\circ$ に示したように、噴流の速度分布における極大値は $\delta = 6.9$ の場合と比較してかなり小さくなっている。しかし、スリットの迎え角を変化することにより主流の一部はスリットへ入り込むようになり、 $\beta = +20^\circ$ では自己噴射が大きく現れている。

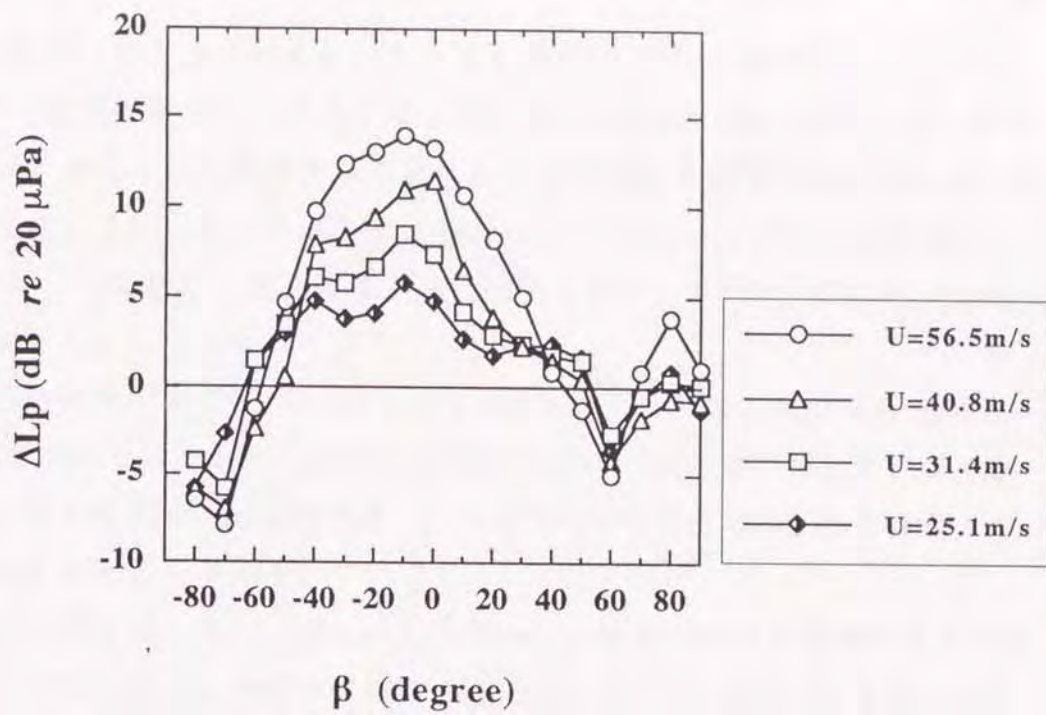
また、スリットの傾き角 $|\beta| > 40^\circ$ では刃間げき $\delta = 1.6, 6.9$ の両条件とも、スリットからの自己噴射による噴流は測定されなかった。この結果は、五十嵐⁽⁷⁾による二次元スリット円柱の実験結果と一致している。

5-5-2. 減音量に及ぼすスリットの迎え角の影響

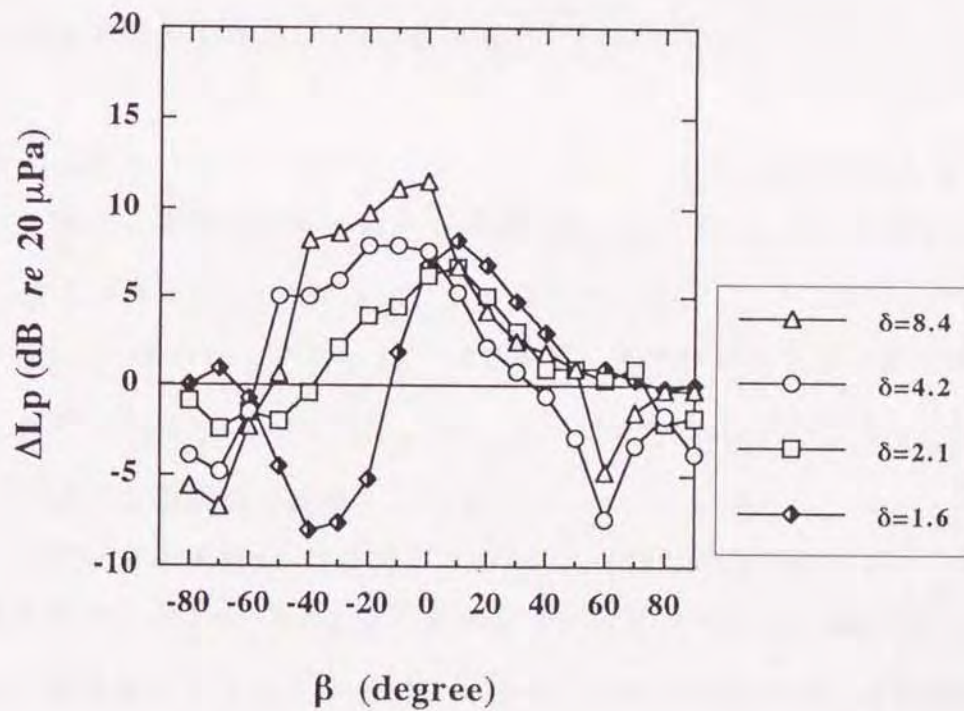
図5-15(a), (b)は、スリットの迎え角に対する風切り音の減音量 ΔL_p の変化を示したものである。

図5-15(a)は、刃間げきが比較的大きな $\delta = 8.4$ の場合について周速をパラメータとして示している。減音量は、スリットの迎え角の変化に対し $\beta = 0^\circ$ または $\beta = -10^\circ$ で最大となる曲線で変化している。減音効果は、迎え角が $\beta = -40^\circ \sim +20^\circ$ の範囲で比較的大きく得られ、また迎え角 $\beta < 0^\circ$ すなわちスリットの吸入口が音の受音面に向くほうが、減音量は大きい傾向にある。また、周速の高い $U = 56.5 \text{ m/s}$ では、 $\beta = +70^\circ \sim +90^\circ$ の範囲で減音効果が現れている。このことから、境界層制御⁽⁴⁾によってもわずかながら減音されることがわかる。

図5-15(b)は、各刃間げきにおける減音量の変化を示したものである。前項5-4-1項で明らかにしたように、スリットの迎え角が $\beta = 0^\circ$ の場合、刃間げきが小さくなるとスリットからの自己噴射による噴流の速度は低くなり、それに伴い減音量も低下した。しかし、図5-15(b)に示したように刃間げきが小さい $\delta = 1.6$



(a) 周速をパラメータとした場合
($\delta = 8.4, \sigma = 0.25$)



(b) 刃間げきをパラメータとした場合
($U = 40.8 \text{ m/s}, \sigma = 0.25$)

図5-15 スリットの迎え角に対する減音量の変化

および2.1の場合、わずかではあるがスリットを $\beta = +10^\circ$ へ傾けることにより、減音量は1~2dBほど増加し、最大となっている。これは、図5-14(b)に示したように、スリットの迎え角を変化することにより自己噴射の効果が増したためと考えられる。また、この刃間げきが小さい場合($\delta = 1.6, 2.1$)では、迎え角が $\beta = +10^\circ \sim +40^\circ$ の範囲で、刃間げきが比較的大きな $\delta = 4.2$ および $\delta = 8.4$ より減音量は、大きくなっている。

刃間げきが比較的大きな $\delta = 4.2$ および 8.4 においては、迎え角が $\beta = -20^\circ \sim 0^\circ$ で減音量は最大となり、迎え角が負の範囲の $\beta = -50^\circ$ までは比較的良く減音している。これに対し、刃間げきが小さい $\delta = 1.6$ の場合では、減音量は $\beta = -10^\circ$ から急激に落込んでいる。

以上のように刃間げきが大きく、スリットからの噴流の速度が比較的大きい場合、スリットの吸入口が音の受音面に向く迎え角 $\beta \leq 0^\circ$ のほうが減音量は大きい。また刃間げきが小さくなり自己噴射の効果が少なくなった場合、スリットの迎え角を変化することにより減音量は増加する。この場合、スリットの吐出口が音の受音面に向く方向 $\beta = +10^\circ \sim +40^\circ$ の範囲で、減音量は大きくなる。

5-5-3. 減衰係数 m_σ および Ld_σ 値の変化

スリットの迎え角をパラメータとしてスリット比 σ に対する音圧の変化を、図5-16に示した。図は、音圧の変化において減衰係数 m_σ と Ld_σ 値との関係が典型的な場合(迎え角 $\beta = 0^\circ, +20^\circ, +70^\circ$)を示している。

傾き角 $\beta = +20^\circ$ の場合 $m_\sigma > 0, Ld_\sigma > 0$ であり、すべてのスリット比で減音している。 $\beta = 0^\circ$ では、 $m_\sigma < 0, Ld_\sigma > 0$ 、 $\beta = +70^\circ$ では $m_\sigma > 0, Ld_\sigma < 0$ であり、スリット比のある範囲で減音している。

図5-17は、刃間げき $\delta = 8.4$ 、傾き角 $\beta = -10^\circ, -70^\circ$ の場合について、周速に対する減衰係数 m_σ および Ld_σ 値の変化を示したものである。図5-15(b)で示したように、減音量の大きな $\beta = -10^\circ$ の場合、周速の増加に伴って減衰係数 m_σ は、 $U = 30\text{m/s}$ 付近で極大となるような曲線に変化し、 Ld_σ 値は増加する傾

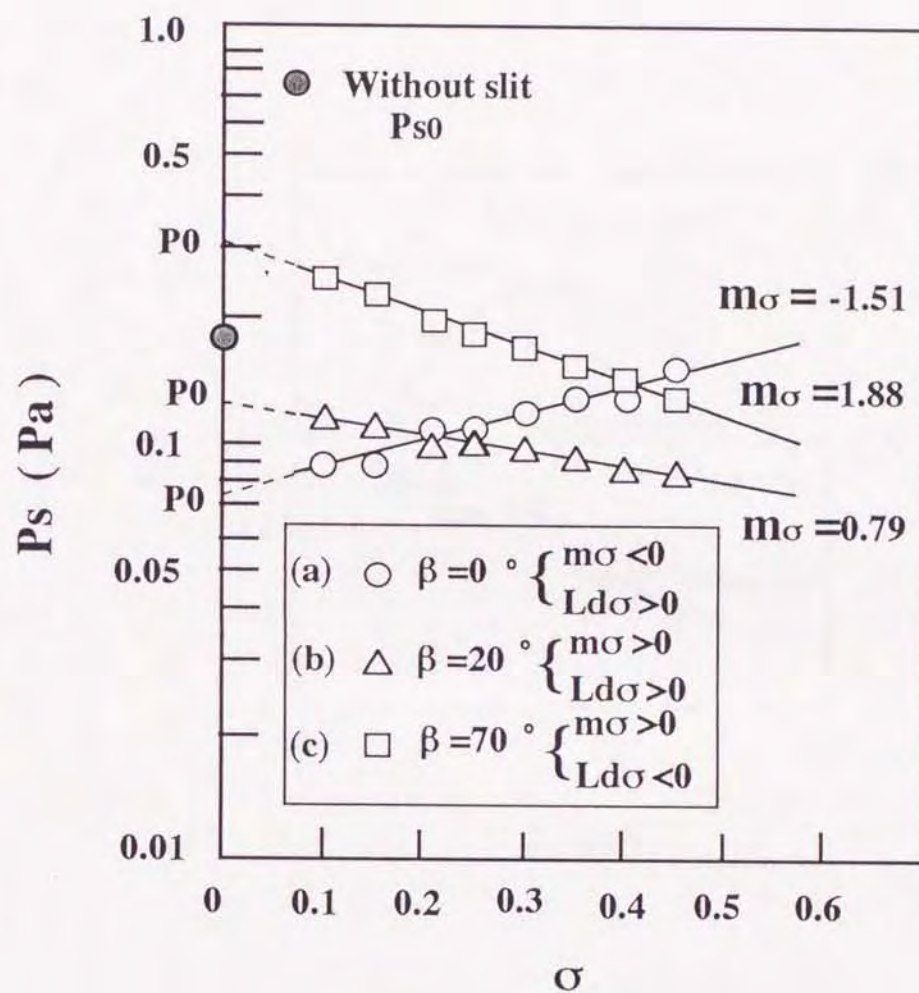


図5-16 スリット比に対する音圧の変化
(スリットの迎え角を変化させた場合, 周速 $U=22.0\text{m/s}$,
刃間げき $\delta=1.6$)

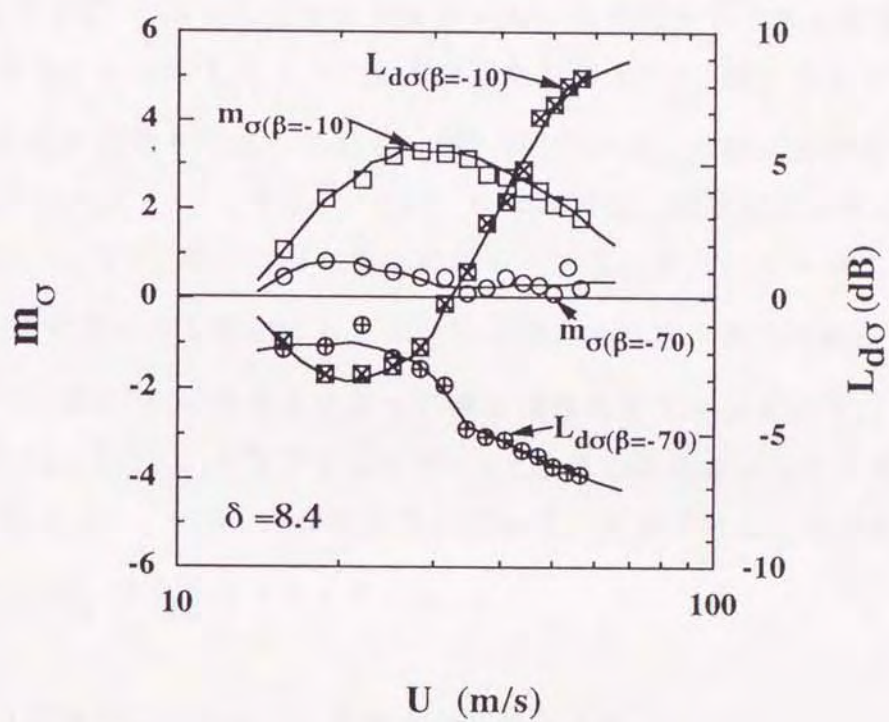


図5-17 周速に対する減衰係数 m_σ 、 $L_{d\sigma}$ 値の変化

向にある。逆に減音量の少ない $\beta = -70^\circ$ の場合、減衰係数 m_σ は $\beta = -10^\circ$ の場合に比べて低い値を示し、周速の変化に対しあまり大きな変化を示さない。また、 Ld_σ 値は、周速の増加に伴い減少する傾向にある。

さらに図5-18および図5-19に、各々の迎え角における減衰係数 m_σ と Ld_σ 値との相関関係を示した。図中の曲線は、図5-17に示した各周速に対する減衰係数 m_σ と Ld_σ 値とを対応させてプロットし、曲線近似したものである。

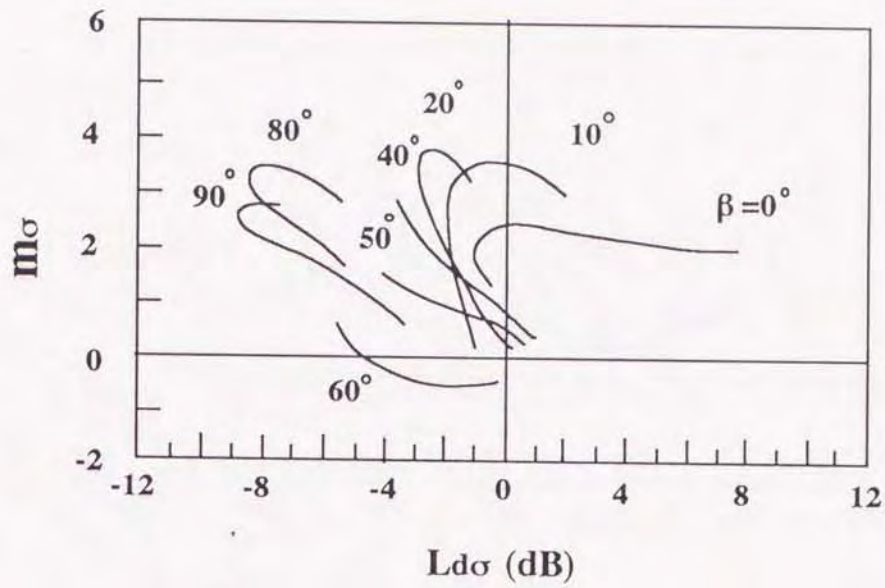
図5-18(a), (b)は、刃間げきが比較的大きな $\delta = 8.4$ において、スリットの迎え角 $\beta \geq 0^\circ$ と $\beta < 0^\circ$ の場合について示している。この二つのどちらの場合も、主流に対するスリットの迎え角 $|\beta|$ が大きくなるほど Ld_σ 値は小さくなり、相関曲線は全体的に左寄りになっている。図5-15(a)で示した減音量の大きな迎え角 $\beta = -30^\circ, -10^\circ, 0^\circ, +10^\circ, +20^\circ$ の場合では、減音量の小さい迎え角の相関曲線に比べ、 Ld_σ 値は大きな値に位置している。また、 $\beta = -40^\circ$ における Ld_σ 値は、比較的小さな範囲にあるが、他の迎え角に比べ減衰係数 m_σ が大きくなっており、図5-15(a)で示したように減音量は大きくなっている。

また図5-19(a), (b)は、刃間げきが $\delta = 1.6$ と小さい場合を示している。迎え角 β が 0° から $+10^\circ, +20^\circ$ と増加するに従って、減衰係数 m_σ は大きくなって行くが、逆に Ld_σ 値は小さくなっている。

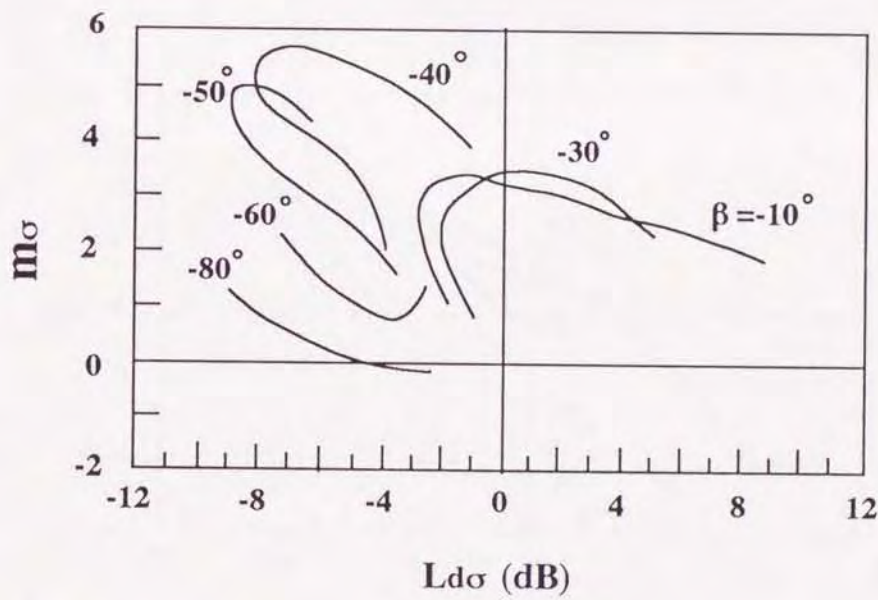
5-5-4. 音場のスペクトルに及ぼす迎え角の影響

次に、スリットの迎え角の変化が、風切り音の卓越周波数に及ぼす影響について示す。

スリットの迎え角の変化に伴う風切り音のスペクトルの変化を図5-20に示した。図は、刃間げき $\delta = 8.4$ 、周速 $U = 28.3 \text{ m/s}$ の場合である。迎え角 $\beta = +30^\circ$ におけるスペクトル分布では、447Hzに顕著なピークがあり、3kHz以上ではほぼ平坦になっている。迎え角 $\beta = +40^\circ$ および $+90^\circ$ では400Hz付近のピークAの他に、13.0kHz~14.3kHz付近に広帯域なピークBが現れている。また、このピークBが

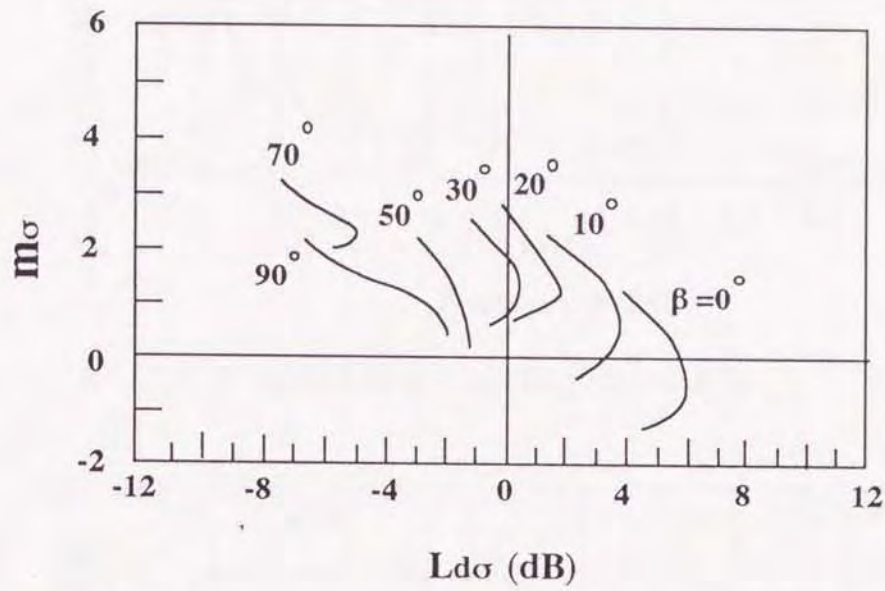


(a) スリットの迎え角が $\beta \geq 0^\circ$ の範囲の場合

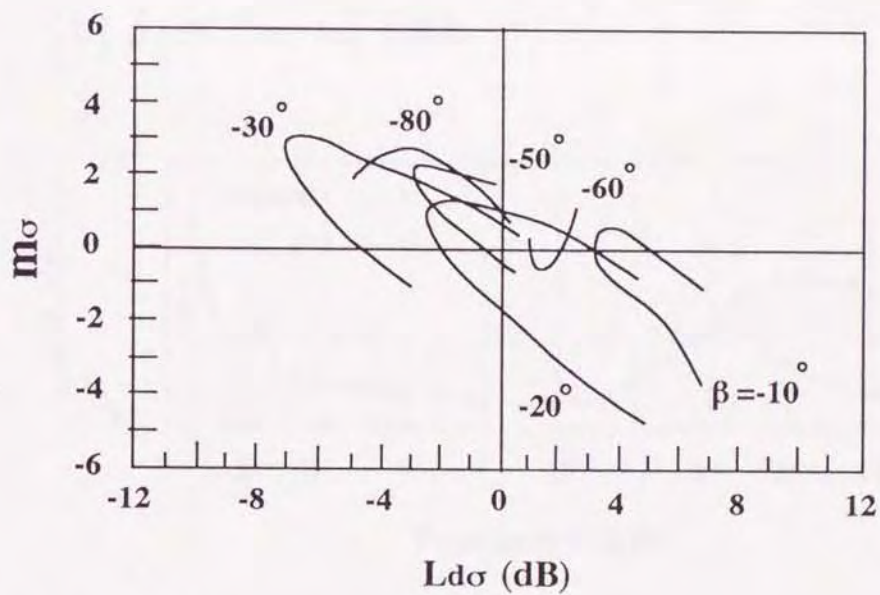


(b) $\beta < 0^\circ$ の場合

図5-18 減衰係数 m_σ と Ld_σ 値との相関
(刃間げきが比較的大きい $\delta = 8.4$ の場合)

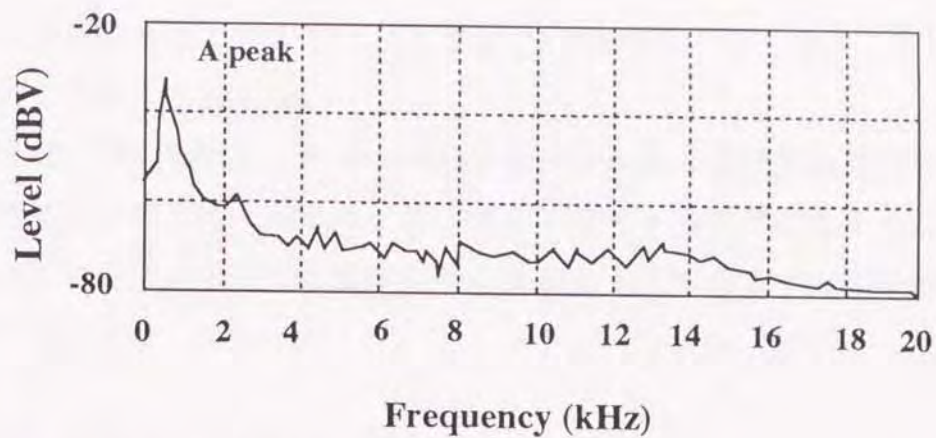


(a) スリットの迎え角が $\beta \geq 0^\circ$ の範囲の場合

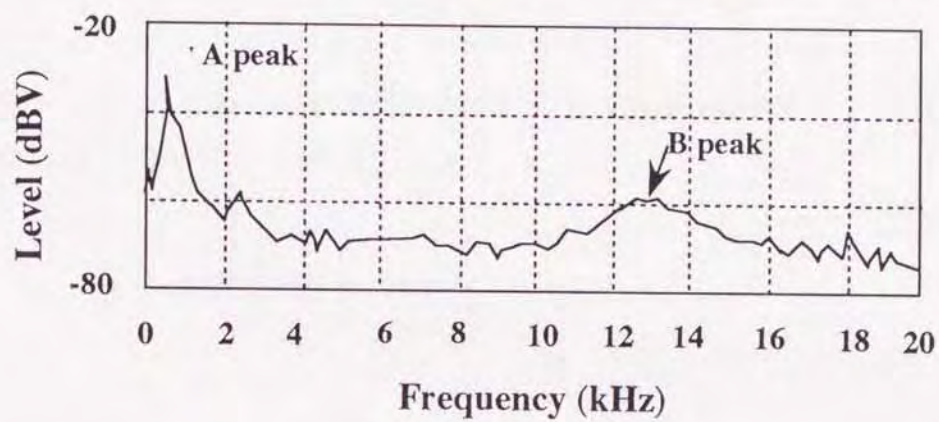


(b) $\beta < 0^\circ$ の場合

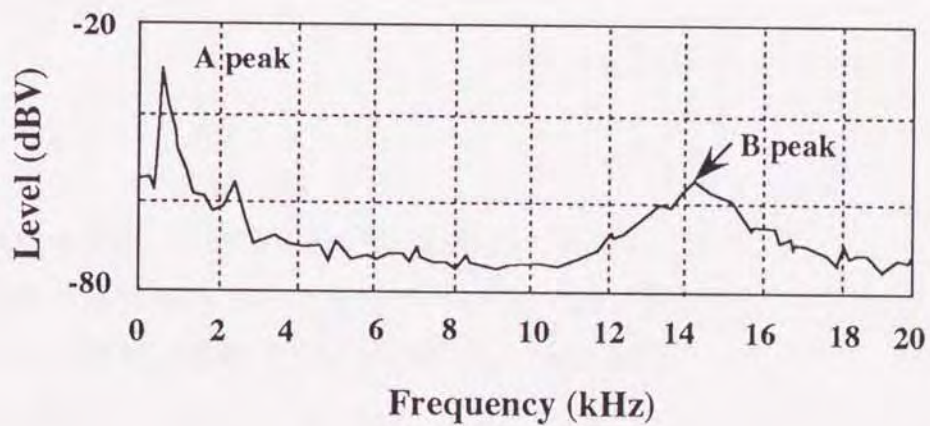
図5-19 減衰係数 m_σ と Ld_σ 値との相関
(刃間げきが小さい $\delta = 1.6$ の場合)



(a) スリットの迎え角 $\beta = 30$ (degree) の場合



(b) $\beta = 40$ (degree) の場合



(c) $\beta = 90$ (degree) の場合

図5-20 迎え角に対する風切り音のスペクトル分布の変化
(周速 $U=28.3\text{m/s}$, 刃間げき $\delta=8.4$, スリット比
 $\sigma=0.25, \lambda=0.81$)

現れると、図5-15で示したように減音量 ΔL_p は非常に小さくなり、条件によっては負の値を示すようになる。

ピーク A は、図5-21に示したように熱線風速計からの速度変動波形および風切り音の信号波形の周期の一致から、刃先後方に発生するうずによるものと考えられる。また、この二つの信号の位相差は、音源から受音点までの距離による時間遅れと考えられる。

5-5-5. スリットの音響インピーダンス

図5-22は通風用のスリットを、両端開口の微小間隙とみなし、スリットの音響的な入力インピーダンス Z_s を計算したものである。入力インピーダンス Z_s は、スリットの幅 s と、スリットの奥行 d (ほぼ刃先の外径) に対応する空気層に対し、スリット吸入口で算出すると次式となる^(8,9)。

$$Z_s = d \Gamma(\alpha) \frac{\tanh(kd)}{kd} \quad (5-1)$$

ただし、

$$\Gamma(\alpha) = \frac{12\mu}{s^2} \frac{\alpha^3 \sinh \alpha}{12(2 - 2\cosh \alpha + \alpha \sinh \alpha)}$$

$$\alpha = s \sqrt{(\rho \lambda / \mu)}$$

$$k = \sqrt{(\lambda \Gamma(\alpha) / \kappa)}$$

ρ : 空気の密度 (1.205 kg/m³, 1atm 20℃において)

μ : 空気の粘性係数 (17.1×10⁻⁶ Pa・s, 1atm 0℃)

κ : 空気の体積弾性率 (1.41×10⁵ Pa, 1atm 20℃)

λ : $j \cdot 2\pi f$ ただし、 $j^2 = -1$

と複素表示される。なお、入力インピーダンスの計算には、開口部の端補正を行

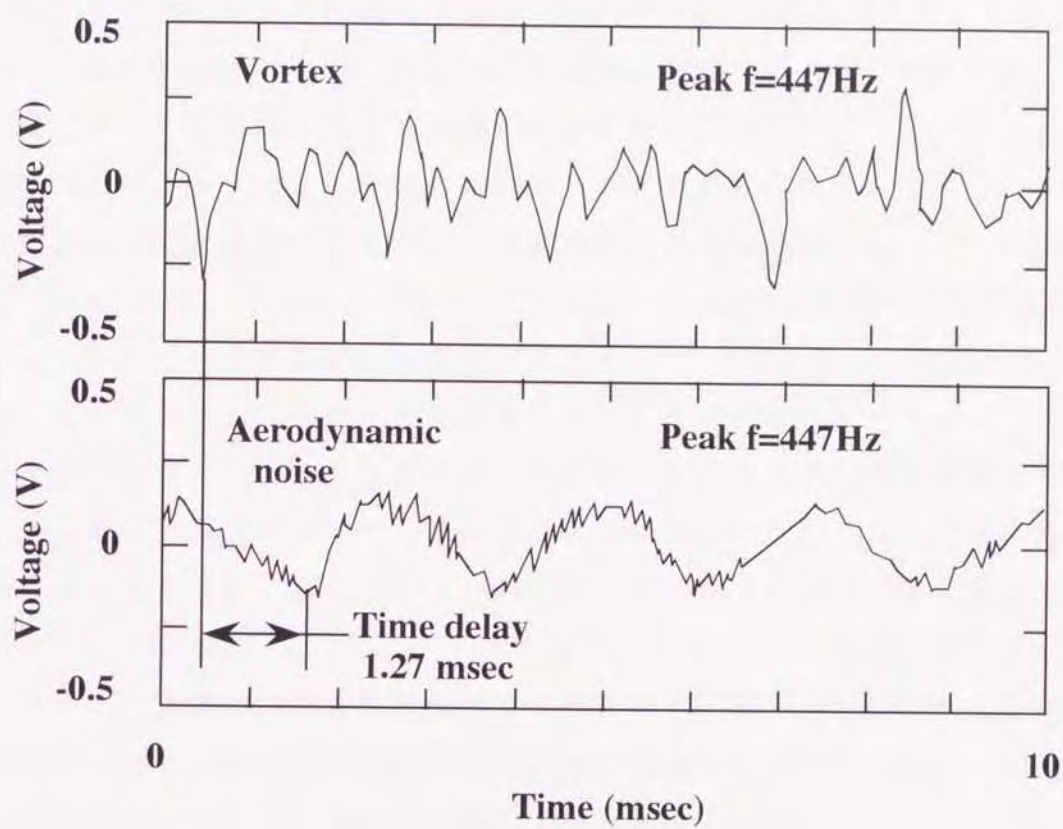


図5-21 うずによる速度変動信号および風切り音の信号波形
(迎え角 $\beta=30\text{deg}$ 、周速 $U=28.3\text{m/s}$ 、刃間げき $\delta=8.4$ 、
スリット比 $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)

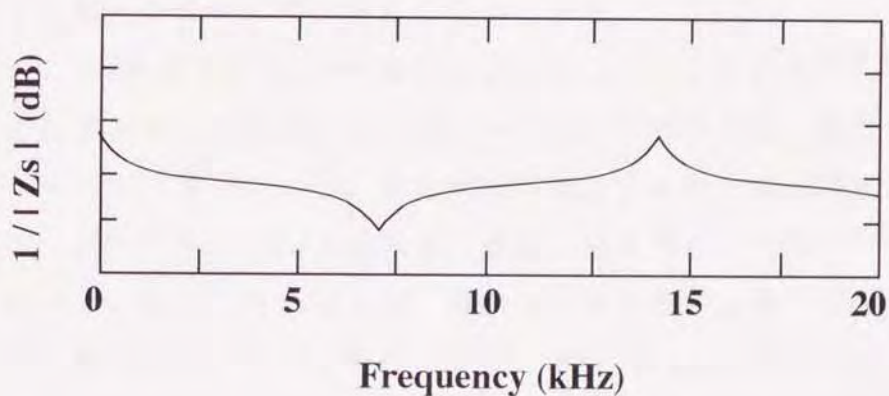


図5-22 スリット刃先の音響インピーダンスの計算結果

っている。

入力インピーダンスの絶対値 $|Z_s|$ の極値となる周波数は計算から 14.25kHz であり、図5-20の $\beta = +90^\circ$ のピーク B とほぼ対応する。このことから、ピーク B は刃先のスリット部における共鳴と考えられる。

図5-23はスリット比 $\sigma = 0.25$ において、迎え角の変化に対して現れたピーク A、ピーク B を示したものである。ピーク A は迎え角 $\beta = -40^\circ \sim +10^\circ$ の範囲では、ほぼ 700Hz を示し、それ以外の迎え角ではスリットのない刃先の周波数に近い値をとっている。ピーク B は、迎え角が $\beta \geq +40^\circ$, $\beta \leq -50^\circ$ の範囲で現れ、入力インピーダンスから計算された共鳴周波数とほぼ一致している。

また図5-24は、スリット比 σ の変化に対するピーク B への影響を示している。スリット比が大きくなるほど、このピーク B の周波数は低くなる傾向にある。また計算値と測定値は、迎え角が正の範囲およびスリット比が大きな範囲で比較的良好く一致している。しかし、スリット比が小さな $\sigma = 0.1$ では、迎え角の負の範囲において、主流に対する角度が小さな値 ($\beta = -30^\circ$) からピーク B が現れ、計算値よりも低い値になっている。しかし、迎え角が大きくなるにつれてピーク B の周波数は上昇し、計算値と一致している。

5-5-6. ストローハル数に及ぼす迎え角の影響

ピーク A は刃先後方に発生したうずに起因する周波数で、図5-25および図5-26に示したように、風切り音の卓越周波数から計算された S_t 数は、周速の変化に対し遷移現象を示す。そこで図5-27(a), (b) は、周速の変化に対して現れた S_t 数を各スリットの迎え角に対してまとめたものである。

図5-27(a)は、刃間げき $\delta = 8.4$ の場合におけるスリットの迎え角に対する S_t 数を示したものである。迎え角 $\beta = -40^\circ \sim +40^\circ$ の範囲では、低周速域においてスリットからの自己噴射により、刃先後方に発生するうずは分断または抑制され、高い値の S_t 数(記号 Δ , \square)が現れる。また、傾き角 $\beta = -40^\circ \sim +40^\circ$ の高周速域および $|\beta| \geq 50^\circ$ の範囲では、風切り音に及ぼす主要な音源は、刃先端付近のうずとなるため、スリットのない刃先の S_t 数に近い値を示している。

これに対して、図5-27(b)は、刃間げきが小さい $\delta = 1.6$ の場合を示している。

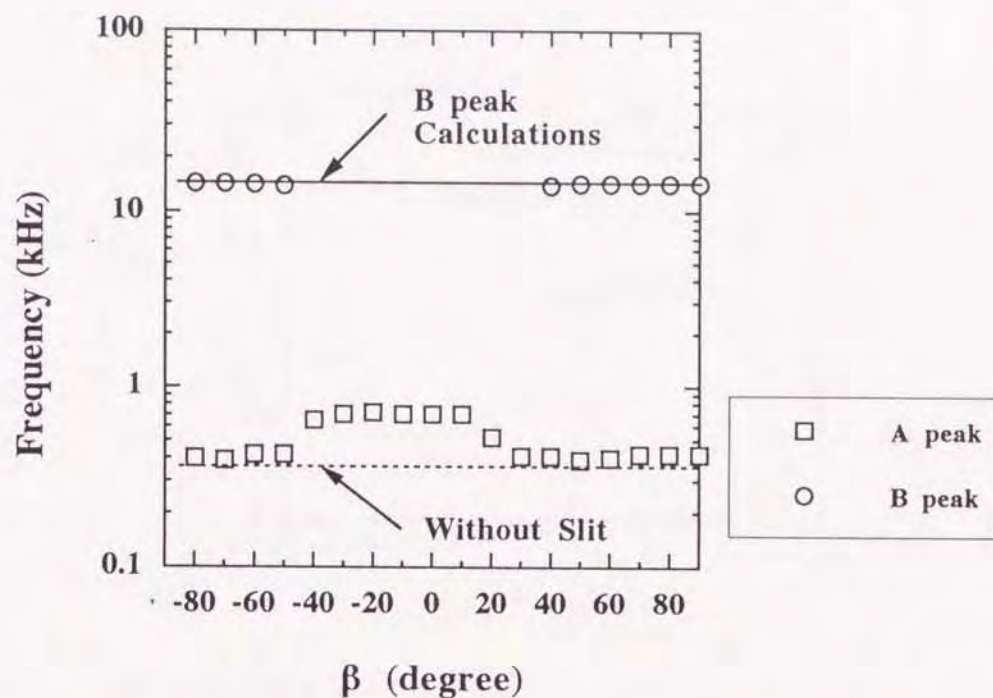


図5-23 スリットの迎え角 β に対するAピーク, Bピークの変化
(周速 $U=28.3\text{m/s}$, 刃間げき $\delta=8.4$, スリット比; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)

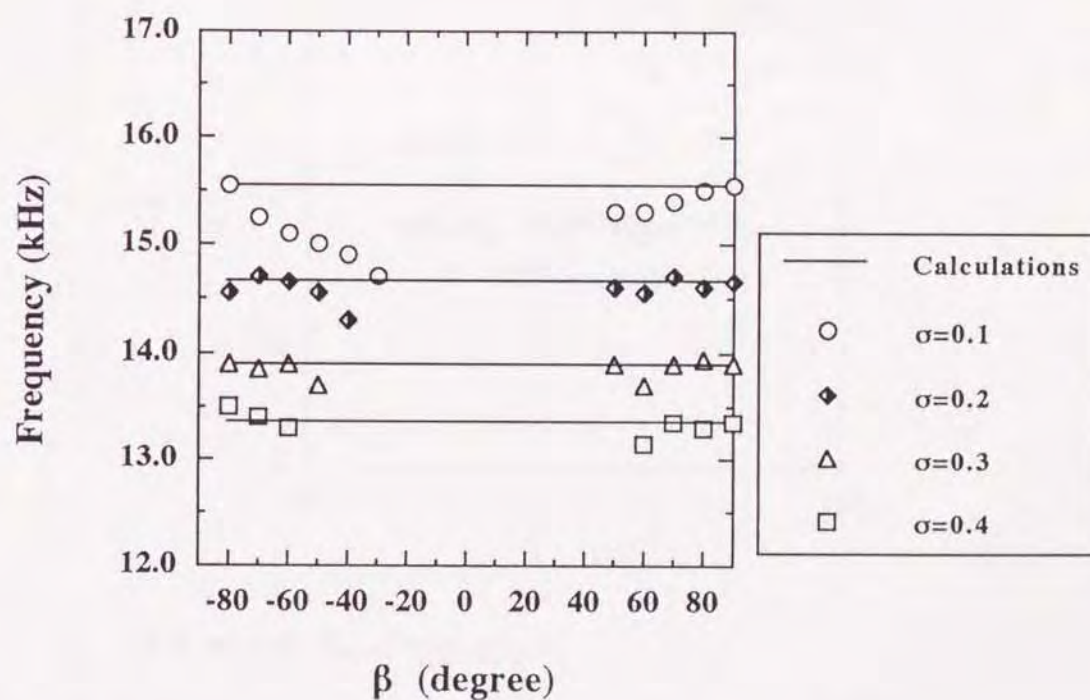
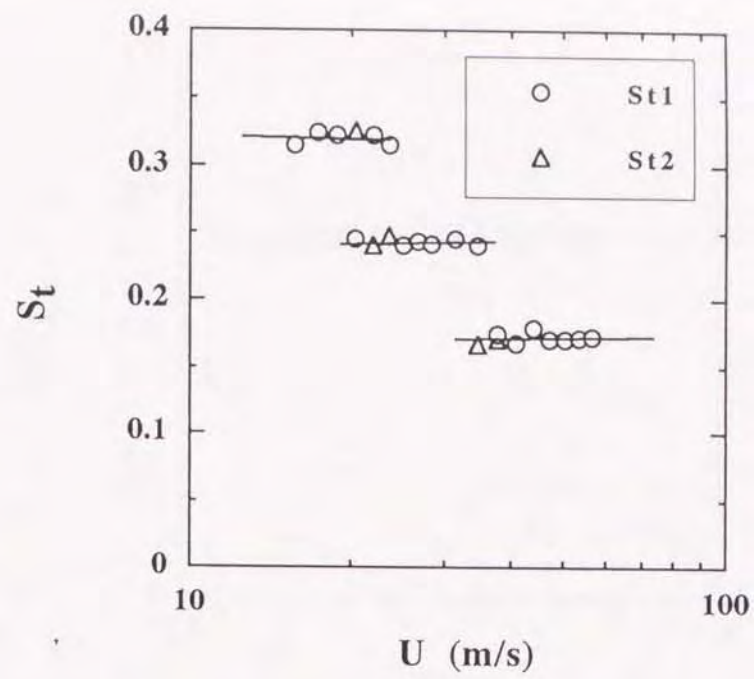
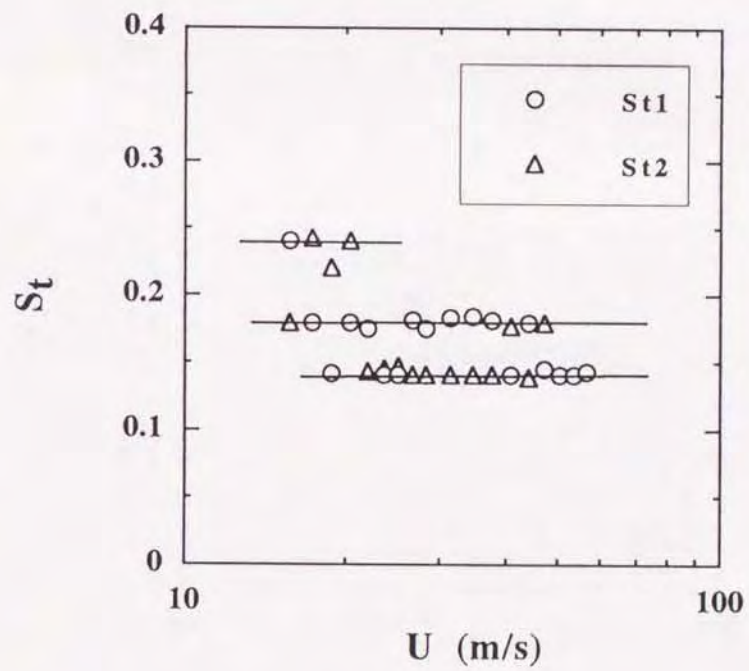


図5-24 スリット比 σ に対するピークBの変化
(周速 $U=28.3\text{m/s}$, 刃間げき $\delta=8.4$, スリット比 $\lambda=0.81$)

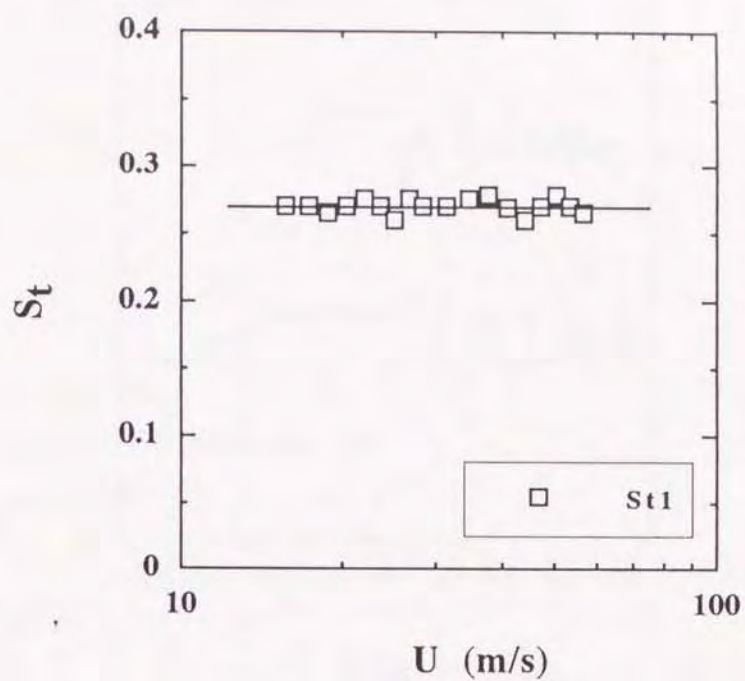


(a) 迎え角 $\beta = -20$ degree

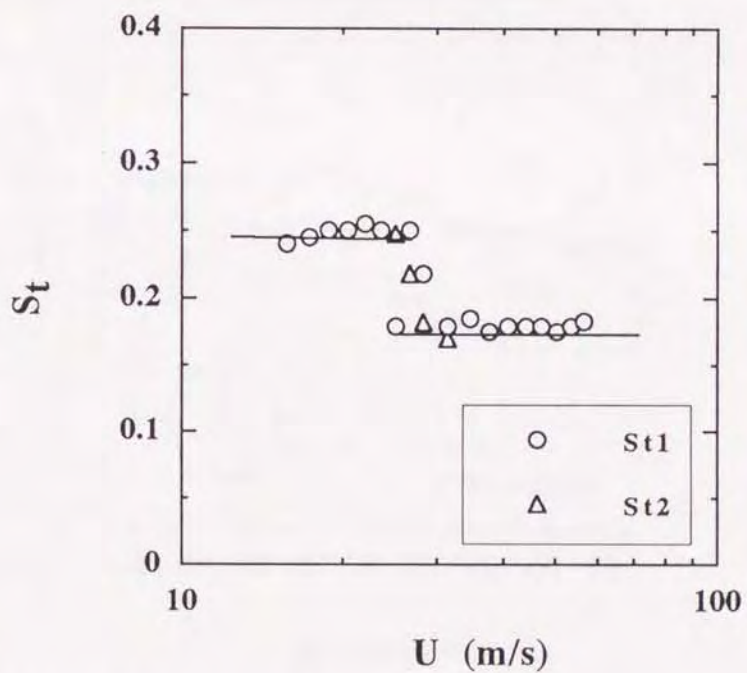


(b) 迎え角 $\beta = +20$ degree

図5-25 スリットの迎え角とストローハル数の遷移現象
(刃間げきが比較的大きい $\delta=8.4$ の場合, スリット比; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)

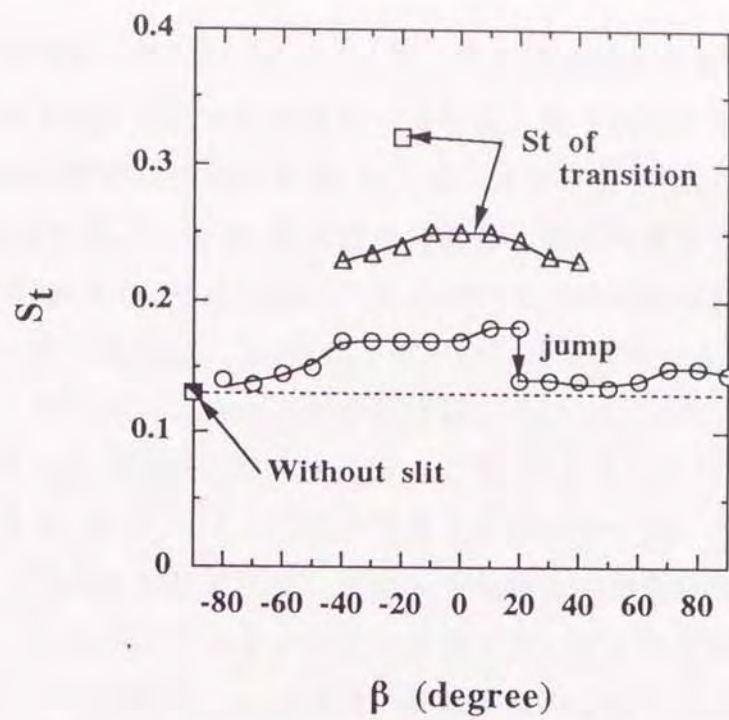


(a) 迎え角 $\beta = -20$ degree

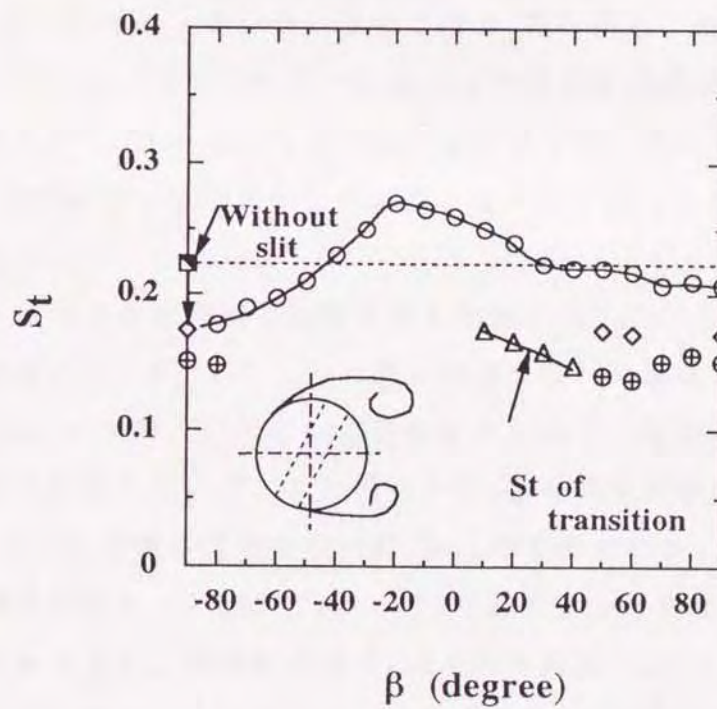


(b) 迎え角 $\beta = +20$ degree

図5-26 スリットの迎え角とストローハル数の遷移現象
(刃間げきが小さい $\delta=1.6$ の場合, スリット比; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)



(a) 比較的刃間げきが大きい $\delta=8.4$ の場合



(b) 刃間げきが小さい $\delta=1.6$ の場合

図5-27 スリットの迎え角に対するストローハル数の変化
(スリット比; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)

スリットの迎え角 $\beta = 0^\circ$ ではスリットからの自己噴射が小さいため、 S_t 数の値は円柱刃先（記号■）に近いものになっている。記号（○）で示した値は、遷移した場合では周速の低速域における S_t 数、そうでない場合は、周速の全域における S_t 数を示している。この S_t 数（記号○）は、迎え角を正の角度に変化させると円柱刃先の値（記号■）に近づき、 $\beta \leq +30^\circ$ ではほぼ同じ値になる。逆に迎え角が負の角度に変化すると、 S_t 数は $\beta = -20^\circ$ で最大となりその後曲線的に低下する。 $\beta = -40^\circ$ では、円柱刃先の低速域における S_t 数（記号■）とほぼ一致し、さらに迎え角が負の方向に大きくなると S_t 数もさらに低下し、円柱刃先の高速域における S_t 数（記号◇, ⊕）と一致する。迎え角 $-80^\circ \leq \beta < -40^\circ$ では、図中のスケッチ図に示したように、スリットの吸入口は音の受音面に向く。そして、流れはこのスリットのエッジからはく離する。このため迎え角の変化に伴うスリットのエッジの位置が、刃先後方の後流の幅に影響し S_t 数の変化が起きるものと考えられる。

迎え角 $\beta = +10^\circ \sim +40^\circ$ の範囲では、自己噴射による S_t 数の遷移が現れる。この遷移した値（記号△）は周速度の高速域（ $U > 33.0 \text{ m/s}$ ）で現れ、円柱刃先の S_t 数よりも低い値をとっている。またこの S_t 数の値は、迎え角の増加に伴って低下するが、これはスリットからの噴流により刃先後方の後流の幅が広がるためと考えられる⁷⁾。さらに迎え角 $+50^\circ \leq \beta \leq +90^\circ$ では、図中に示した円柱刃先の S_t 数とほぼ同じ傾向を示しており、スリットによる音源への影響は少ないと考えられる。

図5-28は、風切り音の卓越周波数と最も相関の強い周波数の発生位置を調べたもので、刃間げき $\delta = 1.6$ 、スリットの迎え角 $\beta = 20^\circ$ の場合である。図は、刃先後方の $l_x/l = 1.0, 0.88, 0.75, 0.63$ の四箇所において、主流と垂直な方向の断面での音源の変化を示している。この場合の S_t 数の遷移領域は、周速 $U = 26.7 \sim 31.4 \text{ m/s}$ であり、図は遷移領域中 $U = 28.3 \text{ m/s}$ のものである。この領域中では、風切り音の卓越周波数が f_1 （記号○） $\rightarrow f_2$ （記号△）へ変化する過程にある。

図からわかるように、卓越周波数 f_1 は、刃先先端 $l_x/l = 1.0$ に分布する周波数と対応しており、刃元へ行くに従って f_1 と相関のある周波数は少なくなっている。逆に、卓越周波数 f_2 はスリットのある刃元へ行くほど相関のある周波数が多くなり、 $l_x/l = 0.63$ では強い分布を示している。

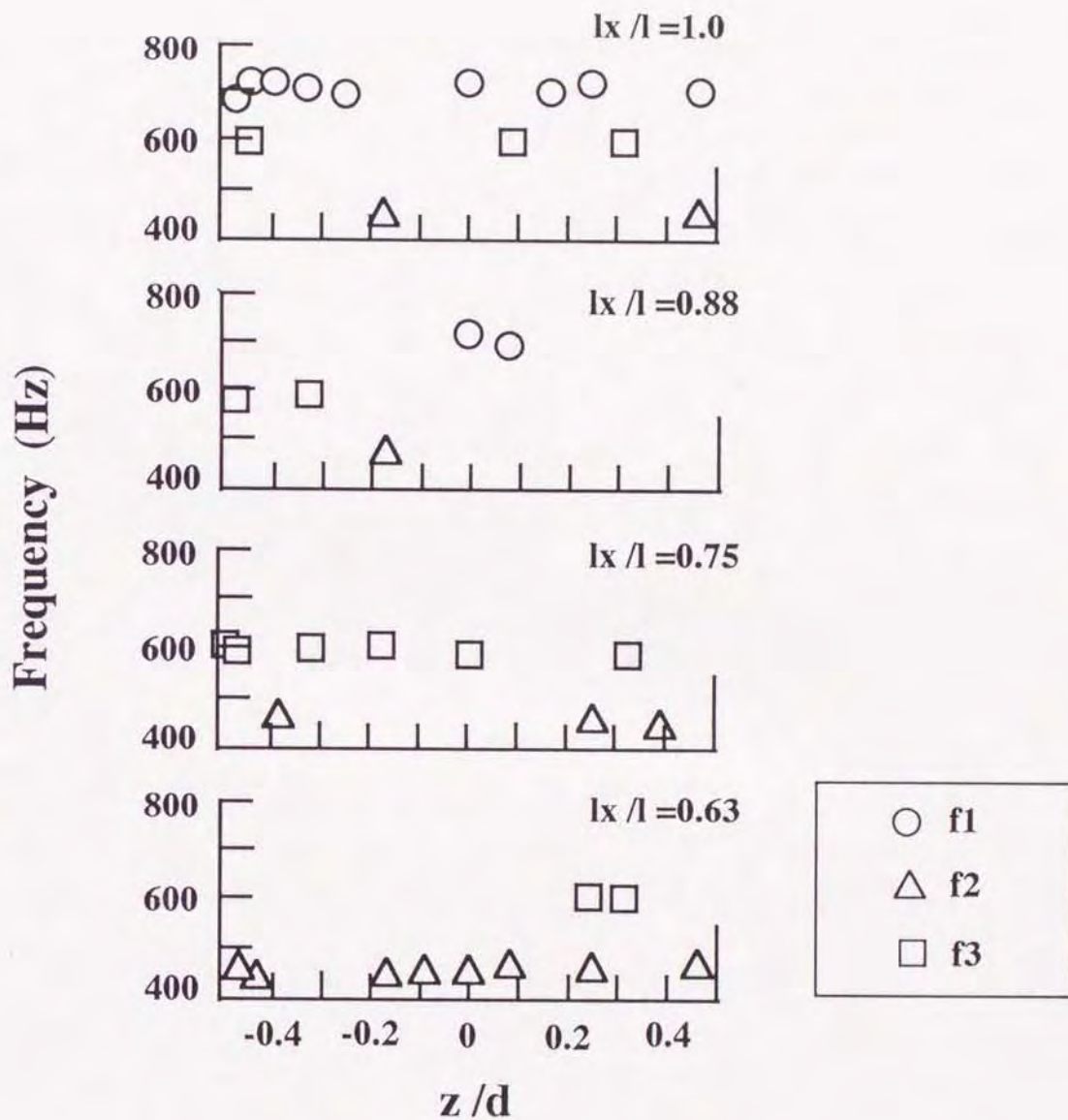


図5-28 スリットの迎え角 β が20(degree)における音源分布の変化
(周速 $U=28.3$ m/s, 刃間げき $\delta=1.6$, スリット比 $\sigma=0.25$, $\lambda=0.81$)

このように刃間げき $\delta = 1.6$ 、迎え角 $10^\circ \leq \beta < 40^\circ$ における S_t 数の遷移現象は、周速の増加に伴い音源が、刃先先端のうずからスリット部後方のうずに変化するためと考えられる。

5-6. 結 言

刃先に通風用のスリットを設け、このスリットからの自己噴射を利用した風切り音の低減化に及ぼす刃間げき、およびスリットの迎え角の影響を実験的に調べた。

刃間げきの影響については、以下の結論を得た。

(1) 刃間げきが小さくなると、スリットからの自己噴射が減少するため、風切り音の低減効果は低下する。また、風切り音の減音量は、刃間げきに対し $\delta = 8.4$ で最大となる傾向を示す。

(2) 刃間げきが S_t 数に及ぼす影響を調べた結果、スリット比 ($\sigma = 0.1 \sim 0.45$) に関係なく刃間げき $\delta \geq 2.9$ で S_t 数の遷移現象が現れる。これは、周速の増加に伴い、卓越した音源が刃先のスリット部後方のうずから、刃先先端後方付近のうずへと変化するため、スリットからの自己噴射による影響が、周速の低速域で現れるためである。

(3) 刃間げき $\delta \leq 1.6$ における S_t 数の遷移は、刃間げきが同じ円柱刃先の S_t 数の遷移現象と同じ傾向を示す。これは、周速の増加に伴って卓越した音源が、刃先先端後方付近のうずから、刃先側面からはく離うずへと変化するため、刃間げきの影響である。しかしスリット比が大きいと ($\sigma \geq 0.35$)、この $\delta \leq 1.6$ における S_t 数の遷移現象は現れない。

(4) 減衰係数 m_σ は、刃間げきに対して曲線的に変化し、ある刃間げきで最大となる。そして、刃間げきが大きいほど、また周速が高いほどこの減衰係数 m_σ は正の値となり、スリット比の大きな値で減音量は、大きくなる。逆に刃間げきが小さいほど、また周速が低いほど減衰係数 m_σ は負の値となり、スリット比の小さい値で減音量は、大きくなる。

スリットの迎え角が、風切り音およびその低減化に及ぼす影響を調べた結果、以下の結論を得た。

(1) 刃間げきが比較的大きく自己噴射が行われる場合、スリットの迎え角 $\beta = -40^\circ \sim +20^\circ$ の範囲で良く減音する。また、この範囲ではスリットの吸入口が受音面に向く迎え角 ($\beta < 0^\circ$) の場合のほうが、減音量は大きい。

これに対し刃間げきが小さく自己噴射が少ない場合、スリットの迎え角を変化させることで自己噴射が増し、減音量も増加する。この場合、吐出口が受音面に向く迎え角 ($\beta > 0^\circ$) の $\beta = +10^\circ \sim +40^\circ$ の範囲で、比較的良好な減音効果が得られる。

また、刃間げきが大きくさらに周速が高い場合、迎え角 $\beta = +70^\circ \sim +90^\circ$ の範囲で、わずかではあるが境界層制御による減音を得られた。

(2) 主流に対するスリットの傾き角が比較的小さな範囲では、刃先後方に発生するうず起因した音のスペクトルが卓越している。しかし、スリットの迎え角がこの範囲以上になると、うず音に起因した周波数の他に、スリットの間隙に起因した共鳴周波数が現れてくる。このため、共鳴周波数が現れ始めるスリットの迎え角以上の範囲では、減音量は非常に小さくなる。

(3) 自己噴射の影響によって引き起こされる S_t 数の遷移現象は、刃間げき的大小によって遷移の現れる迎え角 β の範囲は異なる。例えば、比較的刃間げきが大きな $\delta = 8.4$ の場合、 $\beta = -40^\circ \sim +40^\circ$ の範囲で、逆に刃間げきが小さな $\delta = 1.6$ の場合、 $\beta = +10^\circ \sim +40^\circ$ の範囲で S_t 数の遷移現象が現れた。

(4) この S_t 数の遷移現象について音源探査を行った結果、刃間げきが大きな場合では、周速の増加に伴い卓越した音源が、刃先のスリット部後方のうずから刃先先端付近のうずへと変化するためである。これに対し、刃間げきが小さな場合では、卓越した音源が刃先先端のうずから、噴流によって影響を受けたスリット部後方のうずへと変化するためである。

5-7. 文 献

- (1) 辻, " 高速気流中における火炎安定化, " 航空学会誌, 10巻, 99号, (1962) pp122~133.
- (2) 土屋・尾方・植田, " カルマンうずを利用した流量計, " 日本機械学会誌, 72巻, 607号, (1969) pp1072~1081.
- (3) 山崎・石川・栗田, " カルマン渦流量計 (渦放出の規則性による新しい流量測定), " 計測と制御, 10巻, 3号, (1971) pp173~188.
- (4) 五十嵐, " スリットのある円柱まわりの流れ特性 (第2報, 境界層吸込みの効果), " 日本機械学会論文集B編, 48巻, 425号, (1982-1) pp25~34.
- (5) 柳本・荻野・一宮, " 円板状工具から放射される風切り音に関する研究 (スリットによる減音効果へ及ぼす刃間げきの影響), " 日本機械学会論文集C編, 56巻, 526号, (1990-6) pp1602~1607.
- (6) 柳本・荻野・一宮, " 円板状工具から放射される風切り音に関する研究 (風切り音に及ぼすスリットの傾き角の影響), " 日本機械学会論文集C編, 58巻, 547号, (1992-3) pp945~950.
- (7) 五十嵐, " スリットのある円柱まわりの流れ特性 (第1報, 流れの制御とフローパターン), " 日本機械学会論文集 (第2部), 43巻, 372号, (1977-8) pp2974~2983.
- (8) 一宮・宮口, " 音響インテンシティ法を利用した間げきの音響特性に関する研究, " 日本機械学会論文集C編, 57巻, 536号, (1991) pp1408~1412.
- (9) 早川・吉川, 音響振動論, 丸善, (1978) p157.

第6章 通風用スリットの付いた 実刃先における風切り音 の低減効果

6-1. 緒言

前章までは問題の取扱いやすさから、流れに対して形状が二次元的な円柱状の刃先モデルを用いて、この刃先に設けたスリットからの自己噴射による風切り音の低減方法について実験的に検討を加えた。そこで本章では、実際の円板状工具とほぼ同じ刃先形状のモデルを用い、刃先のすくい面に設けた通風用のスリットからの自己噴射による風切り音の低減化と制御を試みた。

実際の刃先は、実用上の点からすくい角、逃げ角および歯背角を有した複雑な形状を呈し、さらにエッジ部分を多く持っている。通風用のスリットによる風切り音の低減方法は、このような実際の刃先形状に対しても有効であることが、実験から明らかにされた⁽¹⁾。そこで本実験は、通風用スリットの付いた実刃先モデル（以下、スリット刃先と呼ぶ）を用いて、風切り音の低減化に及ぼすスリットのアスペクト形状（特に、スリットの幅とスリットの長さ）、周速度および刃間げきの影響について、明らかにした。また、種々のアスペクト形状に対する風切り音の変化から、減音量を推定する実験式を導いた。これにより、風切り音の低減化を設計する上で有効な手段になると考えられる。さらに、スリットが風切り音の S_t 数に及ぼす影響についても明らかにした。

また、本低減化法による減音のメカニズムを明らかにするために、切れ刃（エッジ）としてステップを一つ持つスパイラル形状のディスクによる測定も行った。この測定により、Leading-edge および Trailing-edge からのうず音に対する、通風用のスリットによる減音の効果が明らかにされた⁽²⁾。

6-2. 記 号

本章で使用する主な記号を以下に示す。

H : 刃先の高さ ($= 35\text{mm}$)

L : 刃先の幅 ($= 28\text{mm}$)

W : 刃先の厚さ ($= 10\text{mm}$)

w_s : スリットの幅

h_s : スリットの高さ

σ : 刃先の厚さに対するスリット比 ($= w_s / W$)

λ : 刃先の高さに対するスリット比 ($= h_s / H$)

D : ソーディスクの直径 ($= 220\text{mm}$)

u : 刃元の間げき $= \pi \cdot D / N - L$ (N : 刃数)

δ : 刃間げきの刃先高さに対する比 ($= u / H$)

U : 供試円板状工具の刃先先端の周速度

l_x : 刃元を原点とする刃先の高さ方向の座標

z : 刃先の厚さ方向の厚さの中心を原点とする座標

U_j : 噴流の主流方向の速度

U_d : 刃先後方において主流方向の流速

$\overline{C_D}$: 抗力係数の平均値

$\overline{C_L}$: 時間平均 (rms 値) された揚力係数

ΔL_p : 風切り音の減音量

P_s : 音圧

f : 風切り音の卓越周波数

S_t : ストローク数 $= f \cdot W / U$

ρ : 空気密度

6-3. 実験装置および実験方法

実験に使用した供試円板状工具の概要を図6-1に示す。円板状工具には、直径 $D = 220\text{mm}$ 、厚さ $d = 10\text{mm}$ のベークライト材のディスクに実形状の刃先モデルを取り付けたものを使用している。また、ディスクの両側面をディスクと同径の防振ゴムおよび厚さ 5mm の防振合金板によりはさみ、振動による発生音を低減させた。供試円板状工具はサーボモータにより駆動され、刃先先端の周速度は $U = 15.2 \sim 54.7\text{m/s}$ の範囲で連続的に変化する。

図6-2にスリット刃先の形状および寸法を示す。スリット刃先は、厚さ 10mm のアクリル樹脂の板材から機械加工している。刃先形状が風切り音に及ぼす影響は大きいと考えられるが⁽³⁾、本実験では刃先の高さ、幅、すくい角等の主要寸法を一定にしている。通風用のスリットは、図に示したように長方形の穴で、刃先のすくい面から背面に貫通している。風切り音の減音量は、スリットのアスペクトを種々変化させて測定している。スリットの幅は、スリット比 $\sigma = 0.1 \sim 0.5$ (0.05 ピッチ) の範囲で変化させた。また、刃先の高さ方向のスリット寸法は、スリット比 $\lambda = 0.14 \sim 0.63$ の範囲で変化させた。なお、スリットは刃底 $H_b = 7\text{mm}$ から形成されている。図6-1に示した刃間げきは、 $\delta = 0.19 \sim 3.84$ (刃数 $N = 4 \sim 20$) の範囲で変化させている。

回転時における刃先後方の平均流速、噴流の速度および刃先から放出されるうずの発生周波数を求めるために、図6-1に示したように対象となる刃先後方に熱線プローブを設置している。プローブの設置位置は、標準型プローブの場合 $z = 0\text{mm}$ 、 $y = 5\text{mm}$ 、平行流型の場合 $z = 0\text{mm}$ 、 $y = 10 \sim 15\text{mm}$ とした。なお、プローブはスリップリングを介して、熱線風速計に接続されている。

また刃先に働く抗力および揚力の測定を、動歪計により測定した。その測定用のブレードの概略を図6-3に示した。動力計には、厚さ 0.8mm の長方形の鉄板の両面にそれぞれ一枚の歪ゲージを張り付けたものを製作した。ブリッジ回路により、抗力および揚力方向の曲げ歪のみを検出できるように、2ゲージ法を用いている。空気抵抗測定用の刃先は、質量をできるだけ小さくする目的でバルサ材から製作した。歪の信号もスリップリングを介して動歪計に接続されている。この測定における刃間げきは、 $\delta = 1.17$ (刃数 $N = 10$) と一定にした。

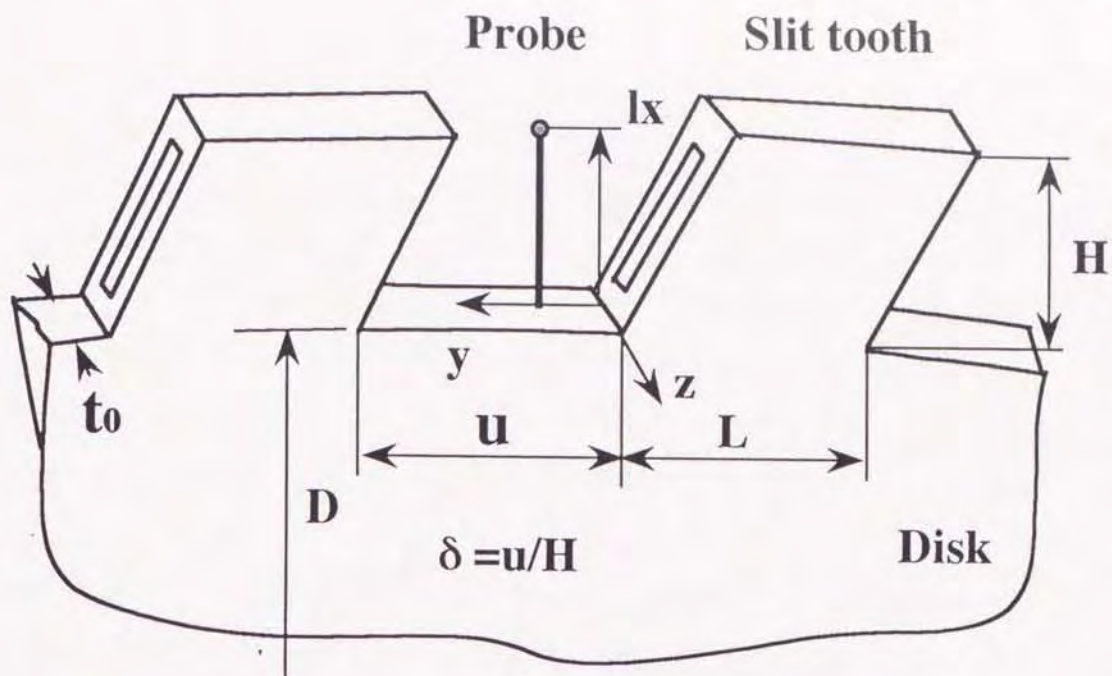


図6-1 ソーモデルの概略および主要寸法

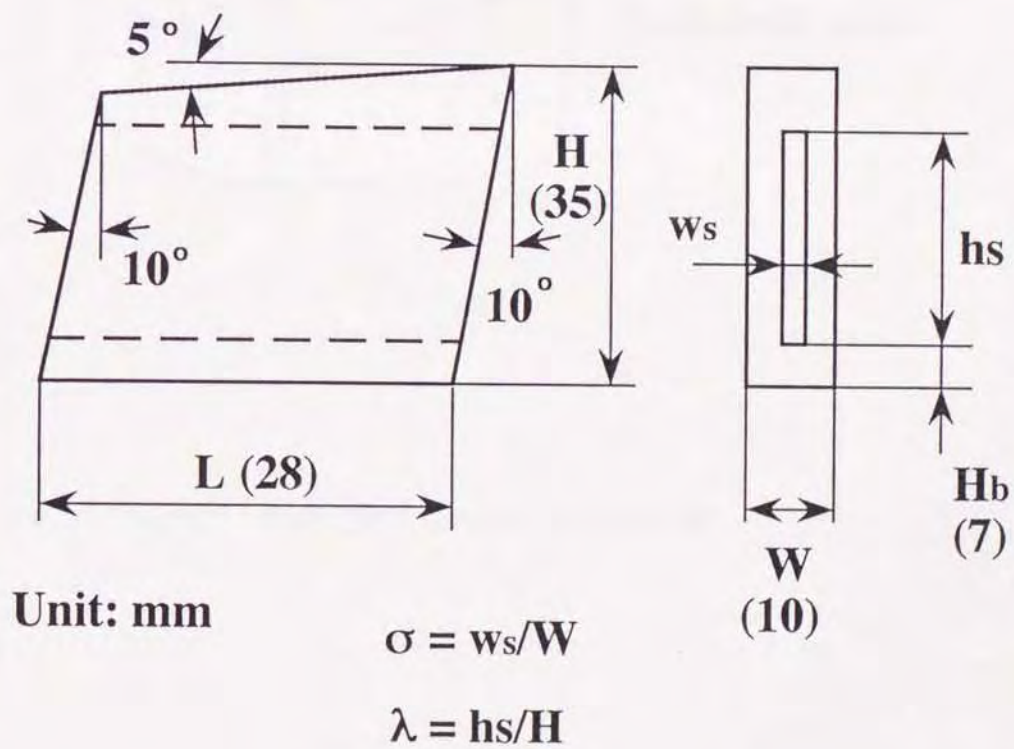


図6-2 実スリット刃先の主要寸法

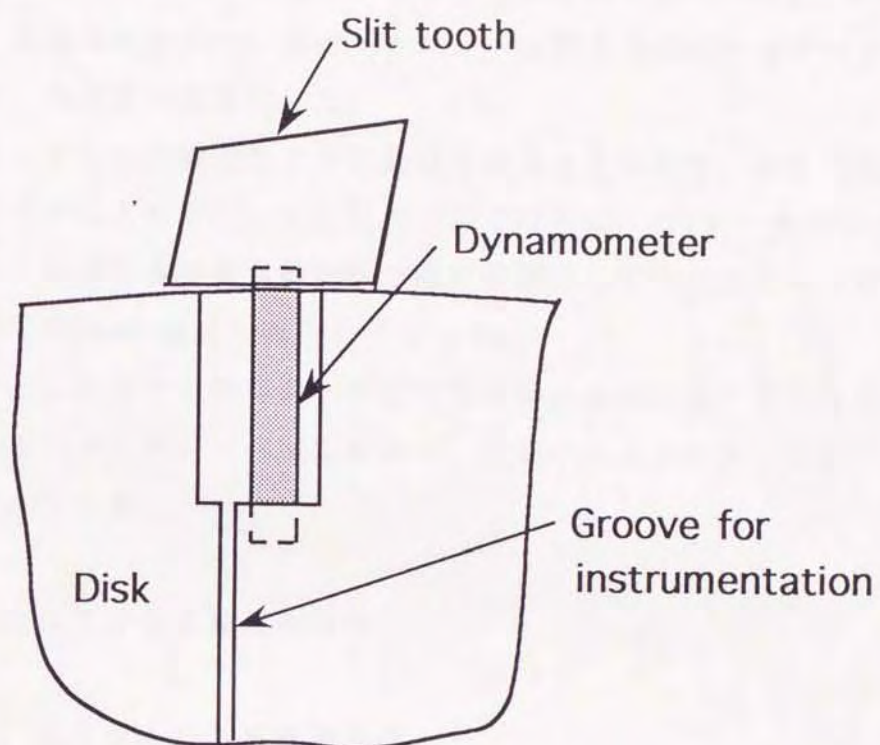


図6-3 刃先に働く空気抵抗の測定方法

スリットによる風切り音の低減化のメカニズムを明らかにすることを目的に、図6-4に示した切り刃（ステップ）を一つ持つスパイラルな丸のこを使用した。このスパイラルソーを時計方向または反時計方向に回転することにより、ステップは Leading-edge または Trailing-edge となる。ソーの形状は、ステップの高さ 35mm、スパイラルソーの最大径 290mm、厚さ 14mm である。またスパイラルソーは、厚さ 7mm の二枚のプラスチックの円板から切出されたものを張合わせている。ステップに設けたスリットは、スリット比がそれぞれ $\sigma = 0.29$, $\lambda = 0.63$ となっている。通風路の形状は、スパイラルソー表面上の流線に基づいている。流れの可視化は、油膜法により行った。

音の測定は、モータや軸受などの駆動音を遮音する意味で、供試円板状工具のみを半無響室の中に入れて行った。風切り音の測定は、1/2インチコンデンサマイクロホンを、風切り音の最も指向性の強い位置としてソーディスク平面の中心から回転軸方向 300mm の位置に固定して行った。

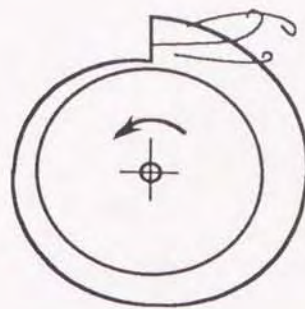
熱線風速計からのうずの信号および精密騒音計からの風切り音の信号は、レベルレコーダおよびデータレコーダに記録し、後にパーソナルコンピュータにより波形解析を行っている。

6-4. 実刃先における低減化の原理

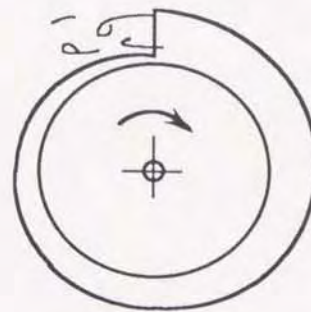
6-4-1. スリットによる減音効果

図6-5は、スリットが無い場合の刃先（実刃先）とある場合の刃先（スリット刃先）による風切り音のスペクトル分布を示したものである。図6-5(a)に示したように、実刃先の場合のものでは 592Hz の狭帯域に卓越したピークが現れている。これに対し、図6-5(b)に示したようにスリット刃先ではこのピークは消え、広帯域な 730Hz をピークとする分布になっている。また、このピークレベルは、実刃先の値より、15.5dBV ほど低い値となっている。このように、実刃先の場合でも通風用のスリットは風切り音の低減化に大きな効果を持つことがわかる。

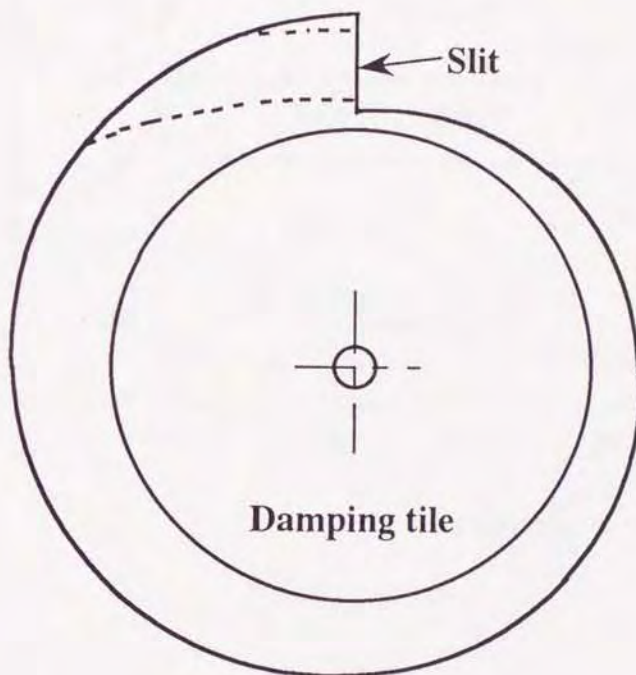
このピーク周波数から求めたストローハル数 S_t を、図6-6に示した。図は、刃先先端の周速に対する、 S_t 数の変化を示している。スリットの無い実刃先では、



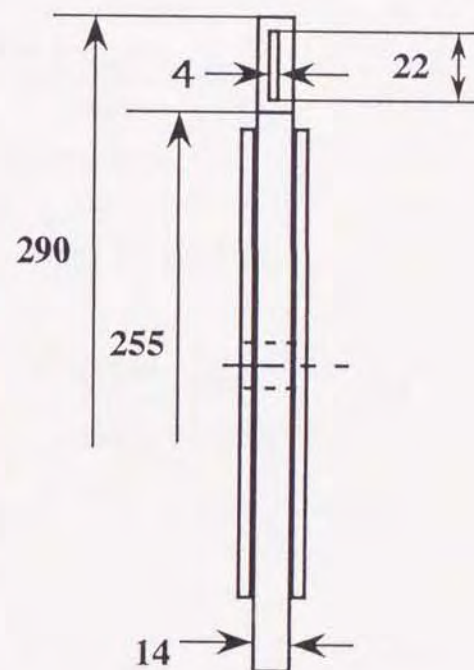
Leading-edge



Trailing-edge



Spiral form saw



Unit: mm

図6-4 スパイラルソー, Leading-edge, Trailing-edge の概略
および主要寸法

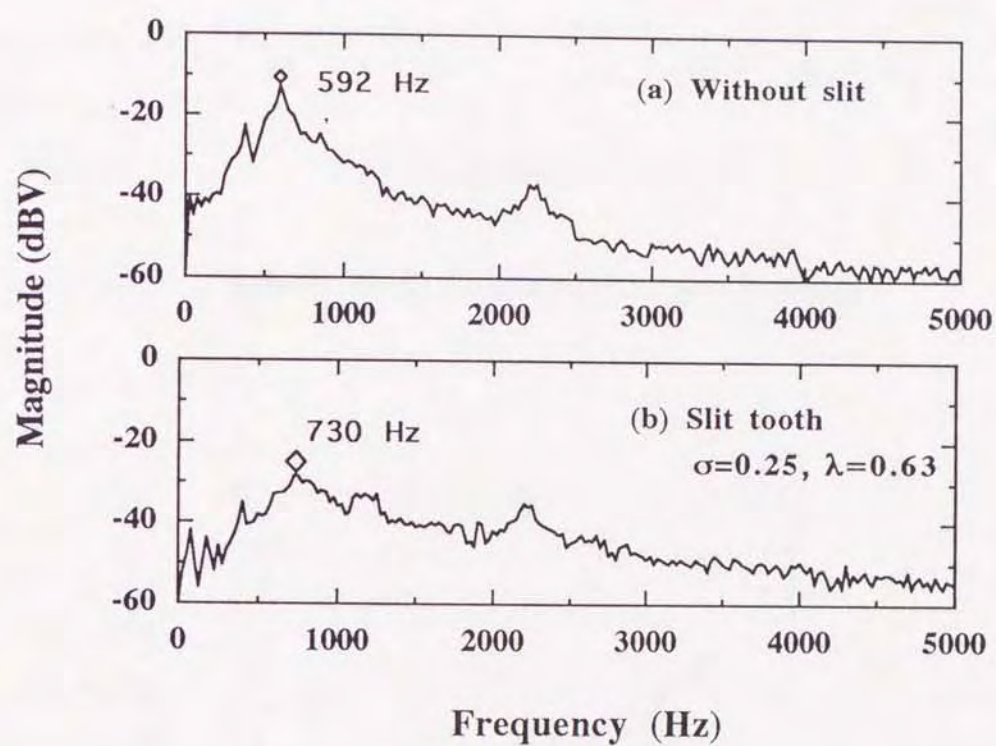


図6-5 スリットが風切り音のスペクトル分布に及ぼす影響
(周速 $U=45.6\text{m/s}$, 刃間げき $\delta=1.17$)

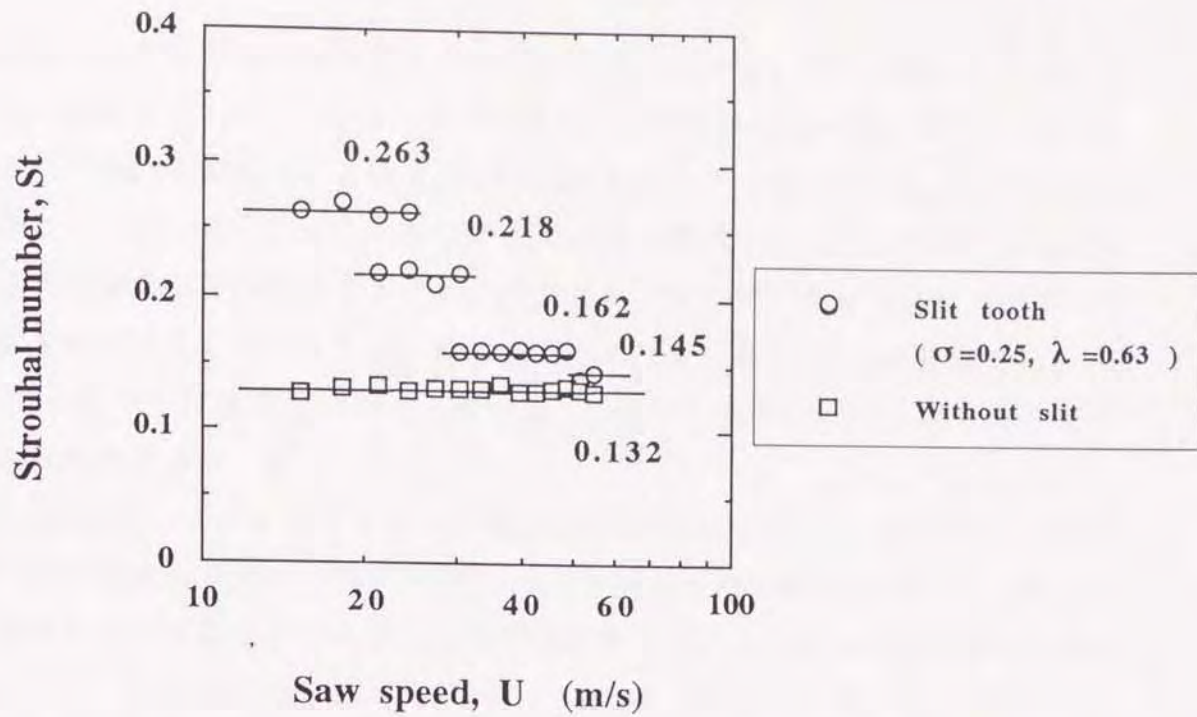


図6-6 周速に対するストローハル数の変化

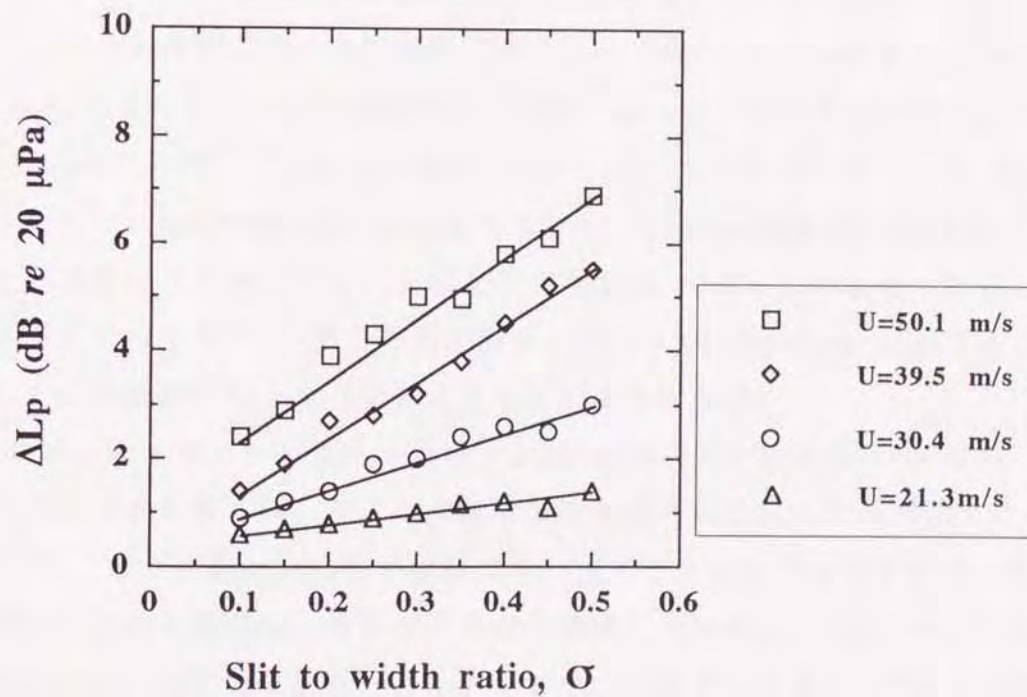


図6-7 スリット比に対する減音量の変化
(刃間げき $\delta=1.17$, スリット長さ比 $\lambda=0.63$)

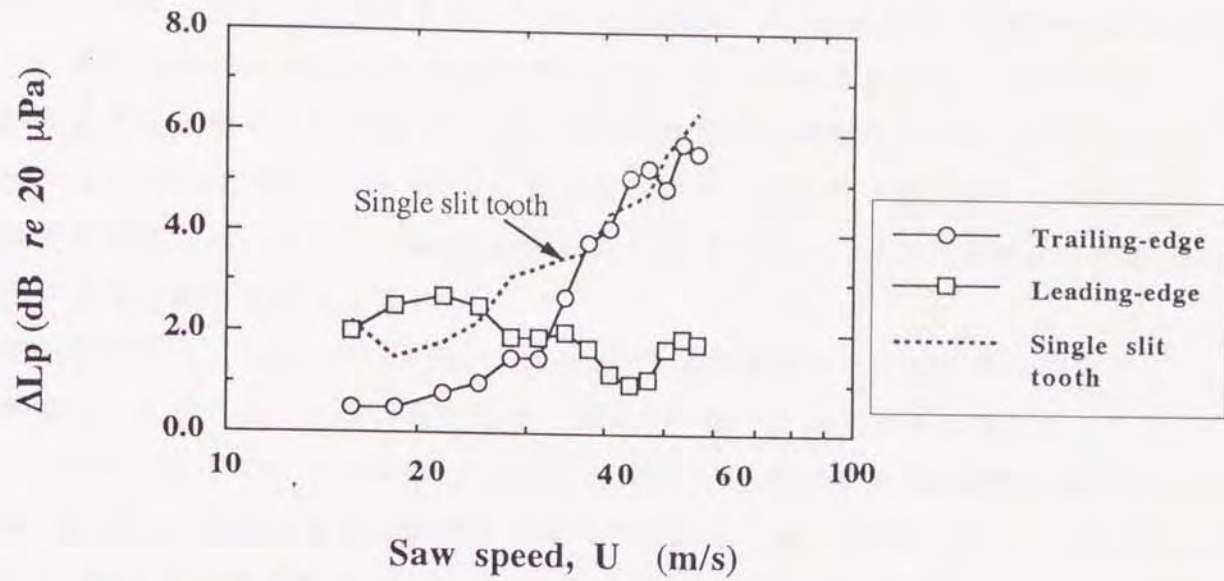
周速の変化に対しほぼ一定の値 $S_t = 0.132$ となっている。これに対しスリット刃先では、周速 $U = 21.3, 30.4, 51.6 \text{ m/s}$ で遷移し、階段状に低い値へ移行する。周速が $U < 21.3 \text{ m/s}$ の範囲で、この S_t 数は 0.263 の値をとり実刃先の値 $S_t = 0.132$ の約二倍となっている。このことから、この周速の範囲ではスリットからの噴流によりうずの成長が抑制されると共に、実刃先からのうずよりも周期が二倍のうずが生成されていると考えられる。周速が高速になり $U \geq 51.6 \text{ m/s}$ の範囲では、 $S_t = 0.145$ となりほぼ実刃先の値と一致する。これらの現象は、第4章で述べた円柱刃先の場合とほぼ一致している。

図6-7にスリット比 σ に対する減音量 ΔL_p を示している。この減音量は、測定点（工具の回転軸方向に 300 mm の位置にマイクロホンを設置）における、風切り音の音圧レベルの減少量である。減音量は、スリット比に対しほぼ直線的に増加する。また、この増加傾向は周速が高いほど大きくなっている。

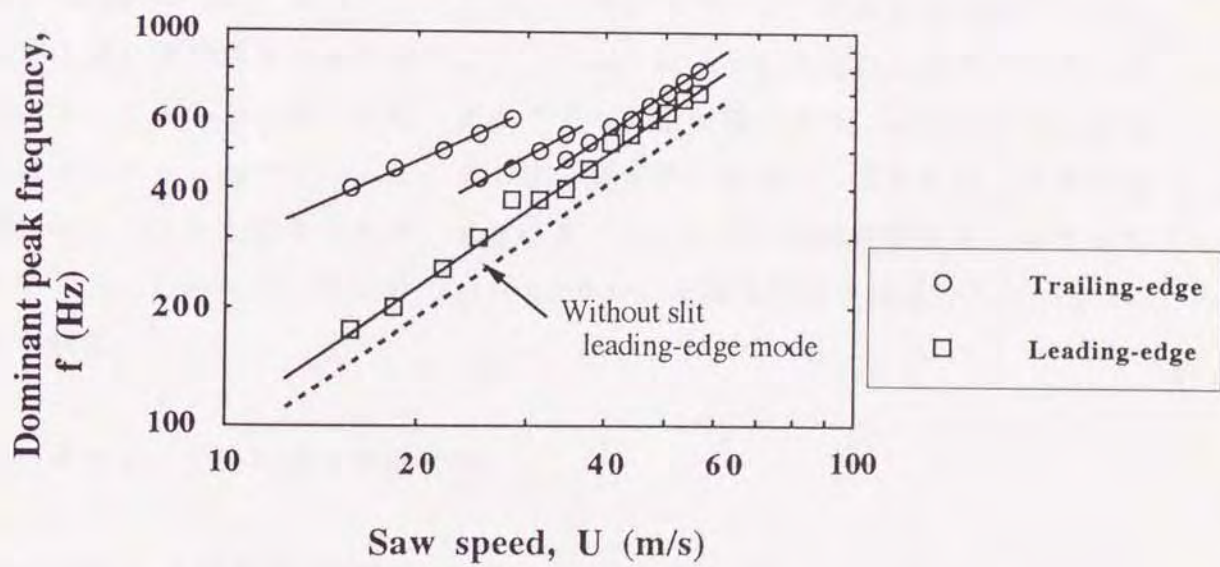
6-4-2. スパイラルソーによる試験結果

LeuとMoteらは、丸ノコからの風切り音の音源を明確にするために、スパイラル形状をしたソーモデルによる実験を行った。図6-4に示したように、スパイラルソーのステップ状の刃は、その回転方向により Leading-edge または Trailing-edge として作用する。Leuらの実験にり、Leading-edge からのうず音のほうが Trailing-edge からのうず音に比べ顕著であることが明らかにされた⁽⁴⁾。MartinとBiesらもまた、LeuとMoteらの方法にならって Leading-edge および Trailing-edge からの音圧レベルを測定し、 11 dB ほど Leading-edge からの風切り音が上回っていることを示した⁽⁵⁾。そこで通風用のスリットが、Leading-edge, Trailing-edge どちらの騒音源に対して効果があるのか明らかにする。

図6-4に示したスパイラルソーを用いて、Leading-edge および Trailing-edge からのうず音の減音量 ΔL_p 、および卓越周波数を周速の変化に対して図6-8(a), (b)に示した。また、図6-8(a)中の破線は単一刃モデルにおける減音量を、さらに図6-8(b)における破線は、スリットの無い場合の Leading-edge からのうず音の卓越周波数を示している。単一刃モデルとは、回転ディスクにスリット刃先モデルを一つ取付けたものである。



(a) 減音量の変化



(b) 卓越周波数の変化

図6-8 スパイラルソーにおける減音量および卓越周波数の変化

図から明らかなように、スリットは Leading-edge および Trailing-edgeの両方のうず音に対して低減の効果を持っている。Leading-edgeの減音量 ΔL_p は、周速の増加にともない低下するが、Trailing-edgeの ΔL_p は上昇する傾向にある。また、比較的低速域 ($U \leq 31.4 \text{ m/s}$) では、Leading-edgeの ΔL_p は Trailing-edgeの値より上回る。高速域 ($U > 31.4 \text{ m/s}$) では、この関係は逆転し Trailing-edgeの ΔL_p のほうが $0.7 \sim 4.2 \text{ dB}$ ほど減音量が大きくなっている。単一刃モデルにおける減音量は、これら Leading-edgeまたは Trailing-edgeの減音量の大きい方にはほぼ一致して変化している。

図6-8(b)に示したように、Leading-edgeの卓越周波数は、周速に対し直線的に上昇する。また、スリットの無い場合(破線)に比べ、少し大きな値になっている。一方、Trailing-edgeの場合、周速の $U = 25.1, 34.6 \text{ m/s}$ で周波数は遷移し、Leading-edgeの卓越周波数に近づく。このことから、図6-6で示したスリット刃先の S_t 数の低速域の値は、Trailing-edgeからのうずが自己噴射によって影響されたものと考えられる。

以上のことから通風用のスリットは、周速の低速域で Leading-edge からのうず音に、高速域で Trailing-edge からのうず音に影響を与え、風切り音を低減する。Leading-edge の場合、スリットが無い場合に比べ卓越周波数は少し高い値になるが、遷移現象は現れない。この Leading-edge の場合の減音のメカニズムは、スリットからの自己噴射によるうずの抑制と言うより、スリットへの主流の吸込みによる Leading-edge からの離れうずの抑制と、刃先に働く空気抵抗の減少によるためと考えられる。また、単一刃モデルの減音結果から、スリット刃先では Leading-edge および Trailing-edge の減音効果が相乗されていると考えられる。

6-4-3. 刃先に働く空気抵抗

図6-3に示した空気抵抗測定用のブレードにより、刃先に働く抗力および揚力を測定した。抗力係数 $\overline{C_D}$ および揚力係数 $\overline{C_L}$ は、それぞれの時間平均値 $\overline{F_D}$ および $\overline{F_L}$ から次式で計算した。

$$\overline{C_D} = \overline{F_D} / \left(\frac{1}{2} \rho U^2 W H \right) \quad (6-1)$$

$$\overline{C_L} = \overline{F_L} / \left(\frac{1}{2} \rho U^2 L H \right) \quad (6-2)$$

抗力係数 $\overline{C_D}$ および揚力係数 $\overline{C_L}$ は、刃先にスリットの有る無しに関わらず式(6-1)、式(6-2)から算出している。

図6-9に、スリット比 σ に対する抗力係数 $\overline{C_D}$ および揚力係数 $\overline{C_L}$ の変化を示した。抗力係数 $\overline{C_D}$ および揚力係数 $\overline{C_L}$ は、スリット比の増加に伴って減少する。特に抗力係数の変化は大きく、 $\sigma = 0.5$ では実刃先の62%まで減少する。揚力係数は、抗力係数に比べて値は小さいが、 $\sigma = 0.5$ では実刃先の68%まで減少する。

6-4-4. 自己噴射と刃先周囲の流れ

図6-10は、刃先後方における周囲の流れおよび自己噴射による噴流の速度分布を示したものである。刃間げき $\delta = 1.17$ における実刃先〔図6-10(a)〕およびスリット刃先($\sigma = 0.25$)〔図6-10(b)〕である。図において l_x/H , z/W は、測定位置の無次元表示であり、 $l_x/H = 1.0$ は刃先の先端、 $z/W = 0$ は、刃先の厚さ方向での中心を示している。

スリットからの噴流は、スリットの中心 $z/W = 0$ で、ほぼ極大となるような山形状に分布している。また、刃先の高さ方向では、スリット先端 $l_x/H = 0.83$ より低い位置の $l_x/H = 0.7 \sim 0.77$ 付近で最大(U_{jmax})となり、刃元へ行くに従って減少する。この傾向は、周速が少し大きい図中の $U = 30.4 \text{ m/s}$ の場合でも同様な傾向となっている。

図6-11は、周速の変化に対する最大噴射速度(U_{jmax})を周速との比 U_{jmax}/U で示したものである。この最大噴射速度比は、周速に対してほぼ一定値を示す。また、スリット比 σ が大きくなるほど高い値を示し、 $\sigma = 0.1$ では周速の20%、 $\sigma = 0.5$ では70%に達している。

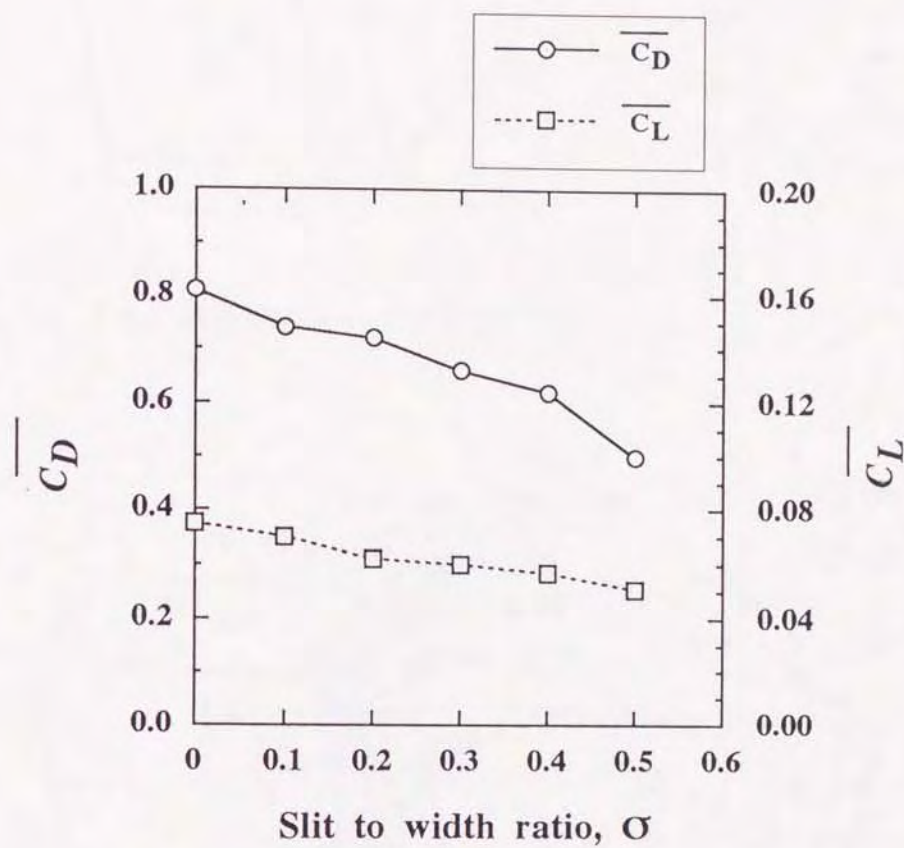
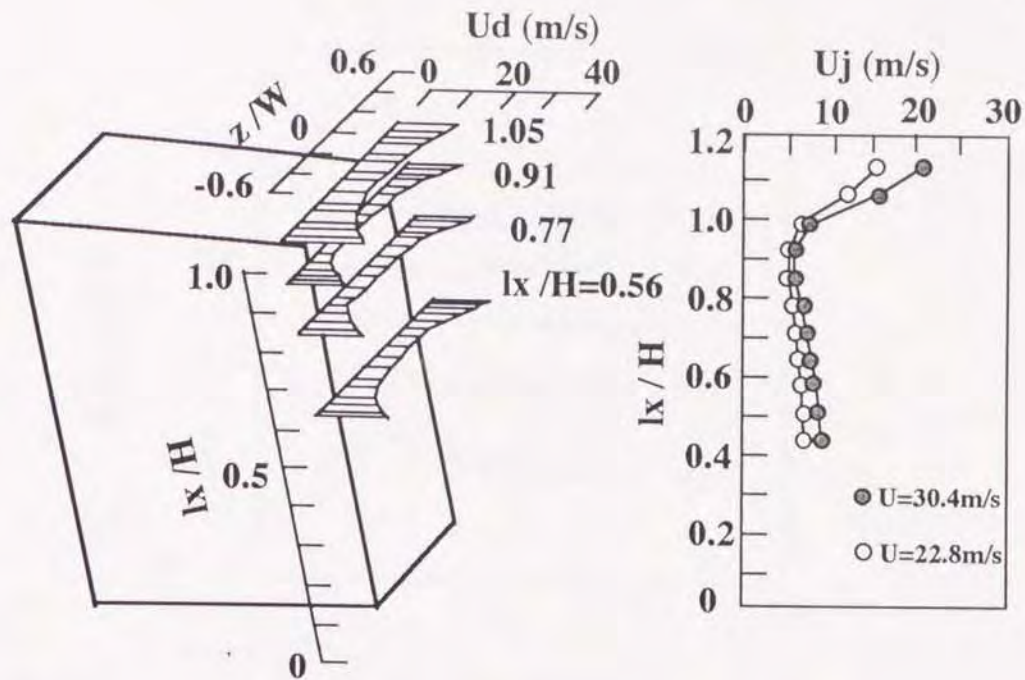
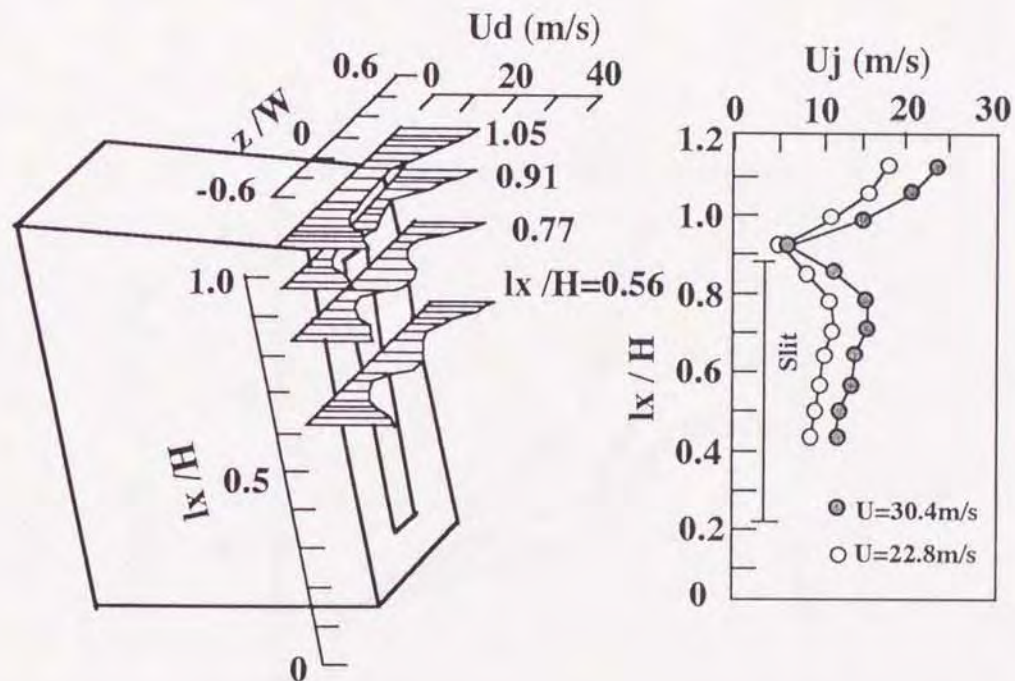


図6-9 刃先に働く抗力および揚力の係数の時間平均値の変化
(刃間げき $\delta=1.17$, スリット長さ比 $\lambda=0.63$)



(a) 通風用のスリットがない場合



(b) スリット刃先の場合 (スリット比; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.63$)

図6-10 刃先後方周囲における流れの様子およびスリットからの自己噴射速度
(周速 $U=22.8$ m/s, 刃間げき $\delta=1.17$)

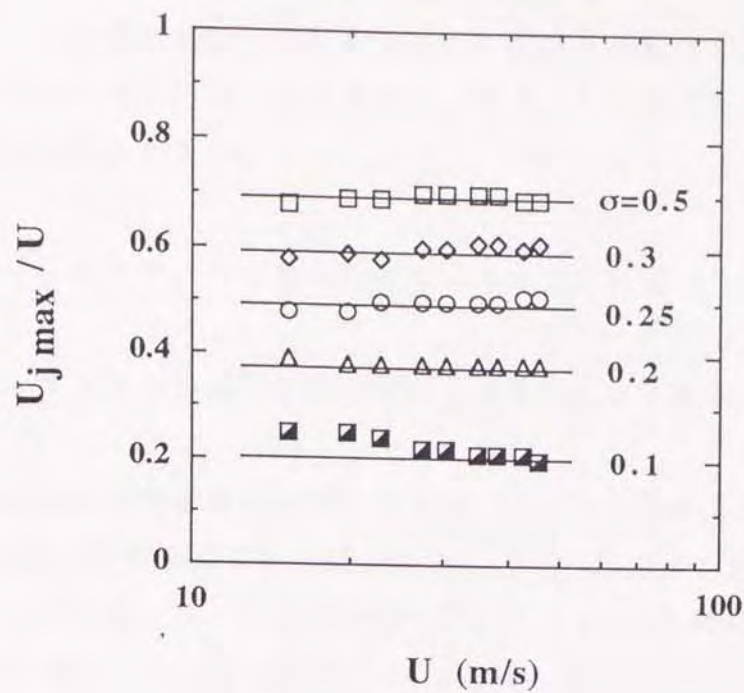


図6-11 周速に対する最大自己噴射速度比の変化
(刃間げき $\delta=1.17$, スリット比 $\lambda=0.63$)

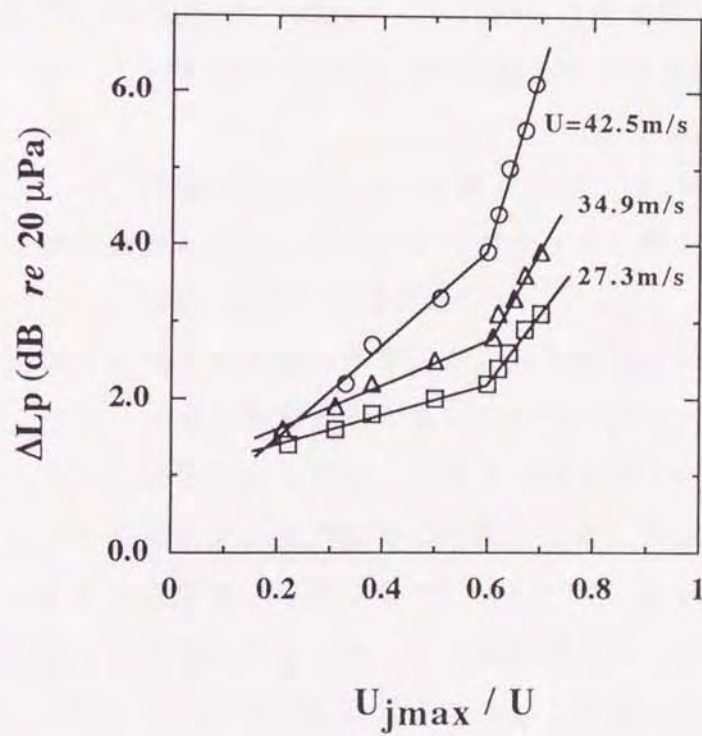


図6-12 最大自己噴射速度比と減音量との関係
(刃間げき $\delta=1.17$, スリット比 $\lambda=0.63$)

図6-12は、最大噴射速度比に対する風切り音の減音量を対比させたものである。最大噴射速度比の増加に伴って減音量は、大きくなる傾向にあり、さらに周速が高いほどこの傾向は大きい。

6-4-5. ストローハル数に及ぼすスリットの影響

次にスリット刃先が風切り音の音響的な性質に及ぼす影響として S_t 数の変化を示す。

図6-13に比較的刃間げきの大きい $\delta = 1.17$ 、スリット比 $\sigma = 0.25$ の場合の周速に対する S_t 数の変化を示した。図中の S_{t1} , S_{t2} , S_{t3} は、それぞれ風切り音の卓越周波数において、レベルが高い順の f_1 , f_2 , f_3 から計算している。 S_t 数は周速の増加に伴い、 $S_t = 0.276 \rightarrow 0.178 \rightarrow 0.15$ と高い値から低い値へと遷移している。

このときの音源の変化を示したのが、図6-14である。音源探査は、刃先後方に発生したうずの信号と風切り音とのクロススペクトル法により行っている。図は最も相関の強いうずの周波数を刃先の高さ方向にプロットしたものである。なお、 $l_x/H = 1.0$ は、刃先の先端を示している。うずの検出は、平行流型プローブにより刃先表面より少し外側の $z = 6\text{mm}$, $y = 10\text{mm}$ の位置（図6-1参照）で行っている。また図中の f_1 , f_2 , f_3 は、音場における風切り音の卓越周波数を示している。

図に示したように、周速が $U = 18.2\text{m/s}$ の場合では、 $S_t = 0.276$ を示すうずが刃先のスリット部の位置に分布していることがわかる。周速 $U = 21.3\text{m/s}$ では S_t 数が、 $S_t = 0.276 \rightarrow 0.178$ へ遷移する過程を示している。この場合、風切り音の主要となる音源は刃先スリット部のうずから刃先先端付近の後方から放出されるうずへ移行している。さらに周速が高くなり $U = 39.5\text{m/s}$ では、刃先先端後方のうずから刃先スリット部後方のうずへ、主要な音源が移行している。以上の結果を、スパイラルソーの実験結果に対応して考察すると、低速な $U = 18.2\text{m/s}$ では Trailing-edge からのうずが、高速な $U = 39.5\text{m/s}$ では Leading-edge からののはく離うずが、卓越した音源になっているためと推測される（図6-8参照）。

また図6-15に、同じ刃間げきの実刃先（スリットが無い刃先）の場合を示した。

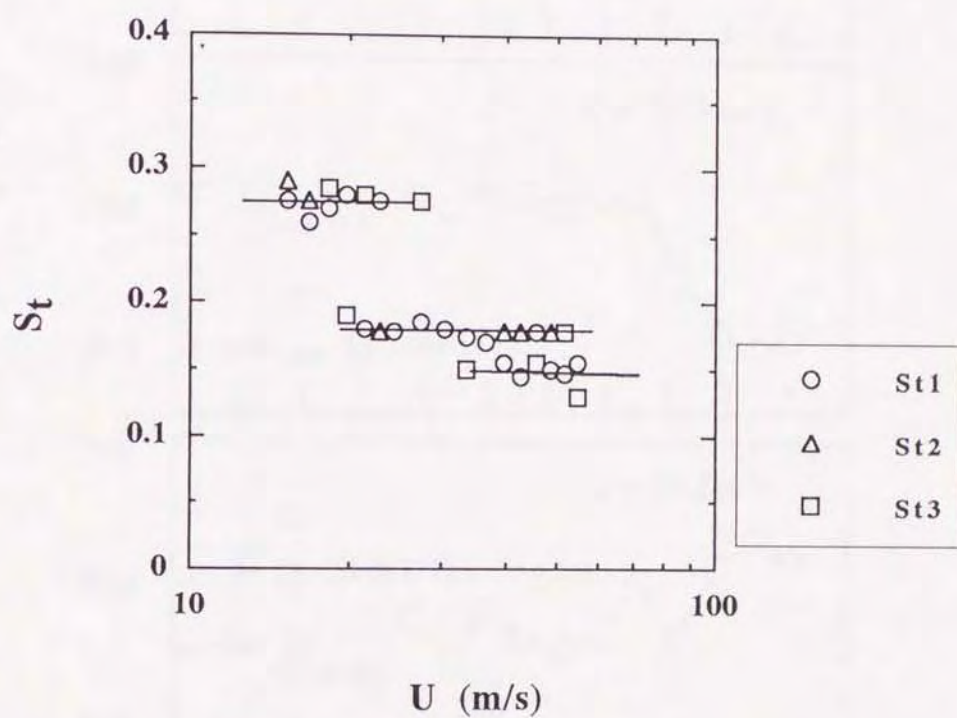


図6-13 周速に対するストローハル数の変化
 (刃間げき $\delta=1.17$, スリット比; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.63$)

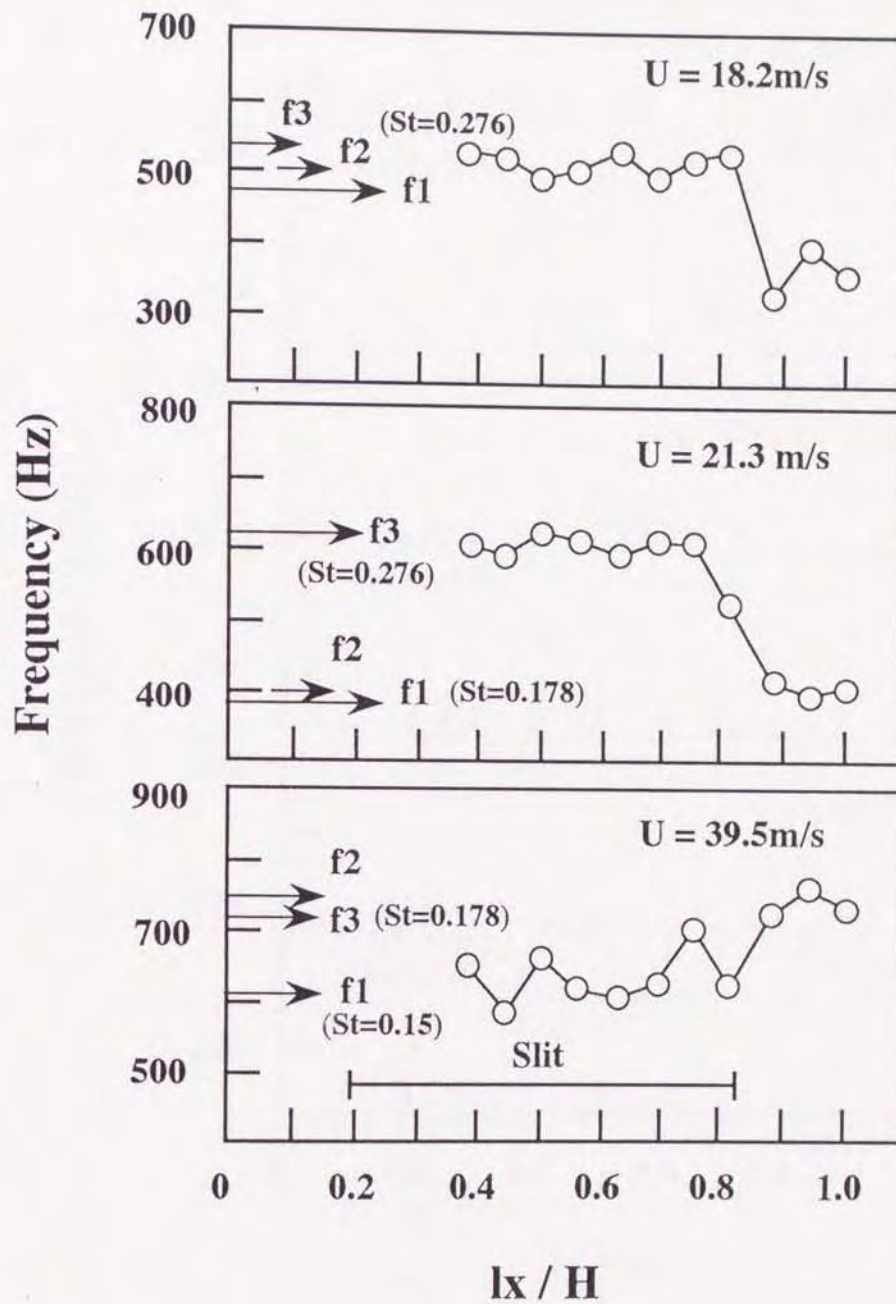


図6-14 ストローハル数の遷移領域およびその前後の周速における音源分布の変化 (スリット刃先の場合; $\sigma = 0.25$, $\delta = 1.17$)

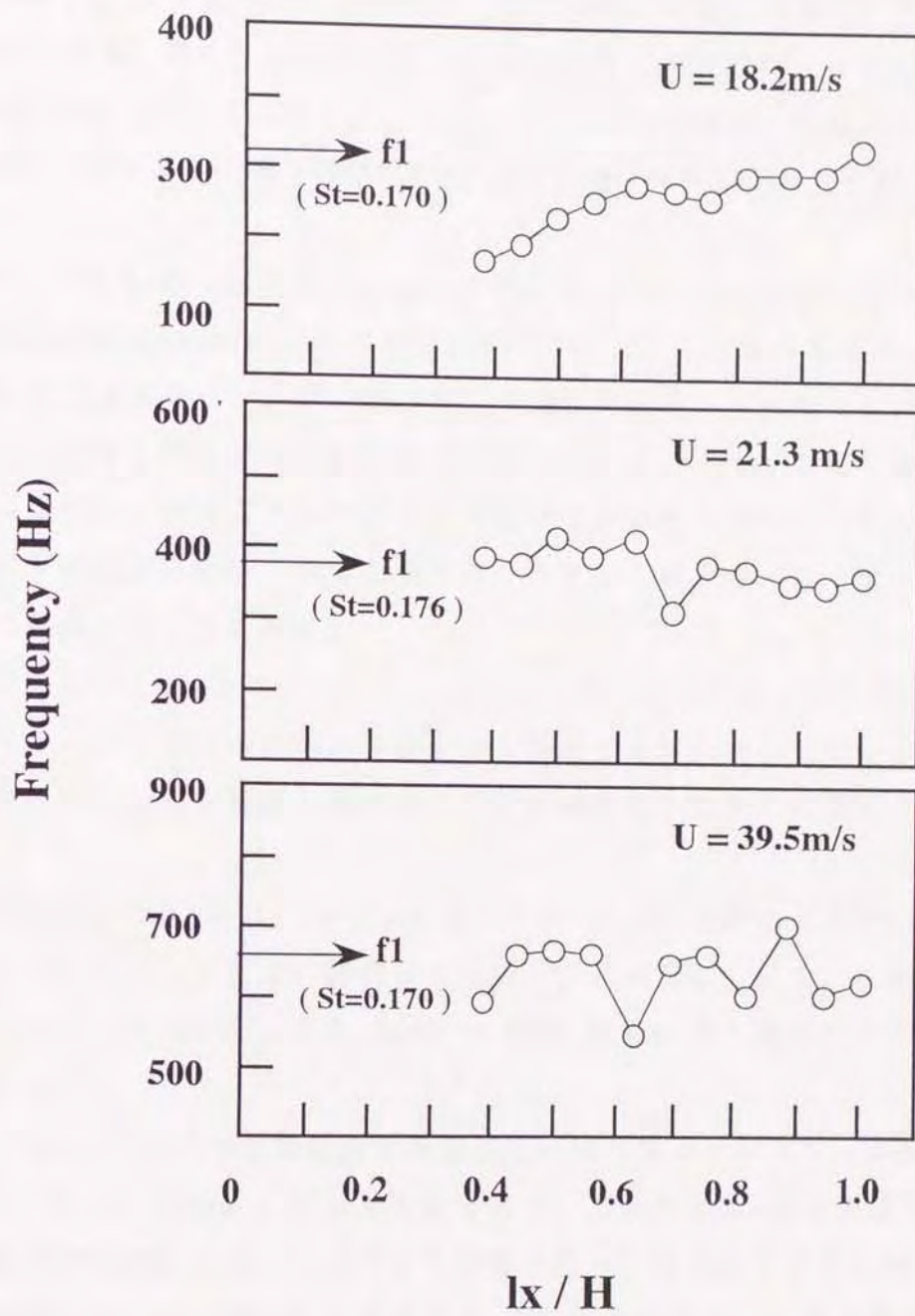


図6-15 実刃先の場合における音源分布の変化
(刃間げき : $\delta = 1.17$)

卓越した音源は、周速の増加に伴って刃先先端付近から側面に移行していく。また、これら各周速における卓越した風切り音のストローハル数は、ほぼ同じ値 $S_t = 0.170$ を示している。

図6-16は、各スリット比 σ において、周速の変化に対して現れた S_t 数をまとめたものである。スリット比 σ が大きくなるほど、周速の変化に対して複数の S_t 数の値が現れている。例えばスリット比 $\sigma = 0.4$ の場合、周速の増加に伴って、 S_t 数は高い値から低い値へ(記号 $\square \rightarrow \Delta \rightarrow \bigcirc \rightarrow \oplus$)遷移し、四つの値が現れている。

記号 \square, Δ の S_t 数(低速域における)は、特にスリットからの自己噴射効果により刃先のTrailing-edgeからのうずが影響されたことによるもので、スリット比 σ が比較的大きな $\sigma = 0.35, 0.25$ 以上で現れている。これらの S_t 数は、スリット比 σ の増加に伴いそれぞれ下降する傾向にある。スリット比 σ が大きくなると噴流の幅が広くなり、これに伴って刃先後方の後流の幅も広くなると考えられる。このため噴流に影響されて形成されたうずの大きさも大きくなり、 S_t 数が低い値へ下降すると思われる。

記号 \bigcirc で示した S_t 数は、スリットがない刃先の場合の値と比較的近い値になっており、スリット比 σ の増加に伴い少し増加する傾向を示している。この S_t 数は、図6-14に示した音源探査から、刃先先端付近に発生したうずによる値である。

さらに記号 \oplus の S_t 数は、スリット比 $\sigma = 0.2$ 以上の高速域 ($U > 31.4 \text{ m/s}$) において現れ、スリット比 σ に関係なくほぼ一定値を示している。この S_t 数は、スパイラルソーの実験結果から Leading-edge からのうずによる値であると推測される。

図6-17(a), (b)は刃間げきに対する変化を、実刃先およびスリット刃先(スリット比 $\sigma = 0.25$) について示したものである。これらの S_t 数は刃間げきの増加に伴い減少する傾向を示し、スリットの有る無しに関わらず $\delta = 0.84, 2.42$ で跳躍現象が現れている。実刃先における S_t 数の変化の傾向は、第5章の5-4-2項で示した円柱刃先の場合における S_t 数の変化と良く一致している。このことから、刃間げきが小さい $\delta \leq 0.29$ の範囲で現れる S_t 数の遷移(記号 $\bigcirc \rightarrow \oplus$)は、円柱刃先の場合と同様に主要な音源が刃先先端のうずから、刃先側面のうずに変化する

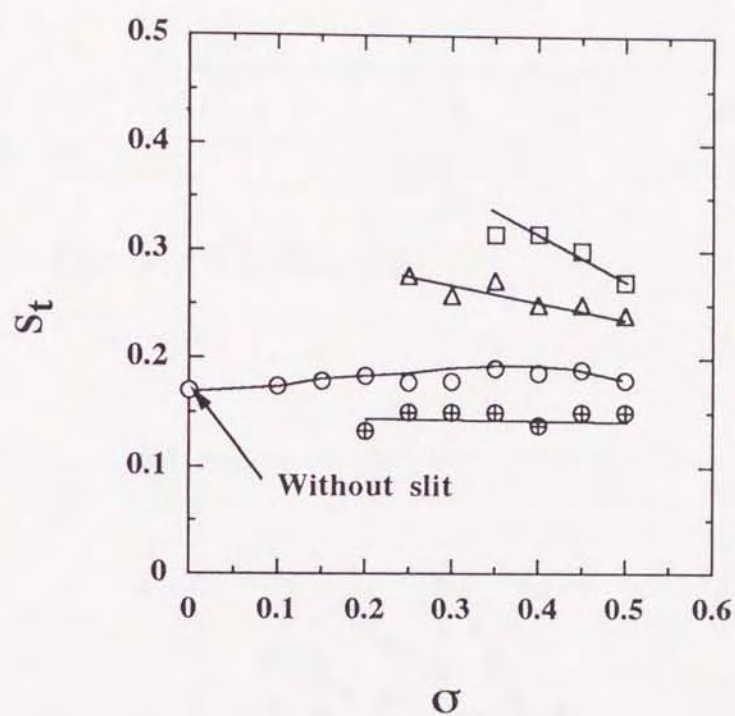
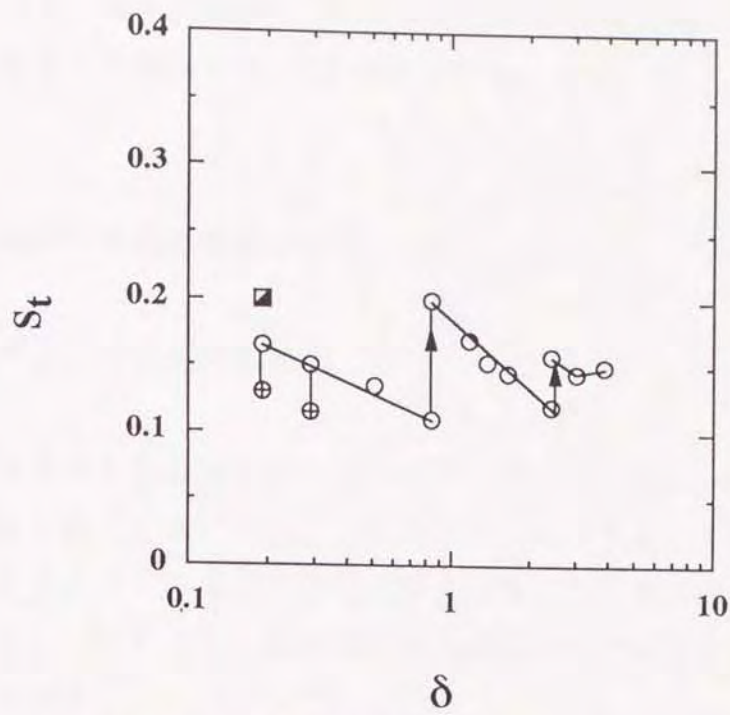
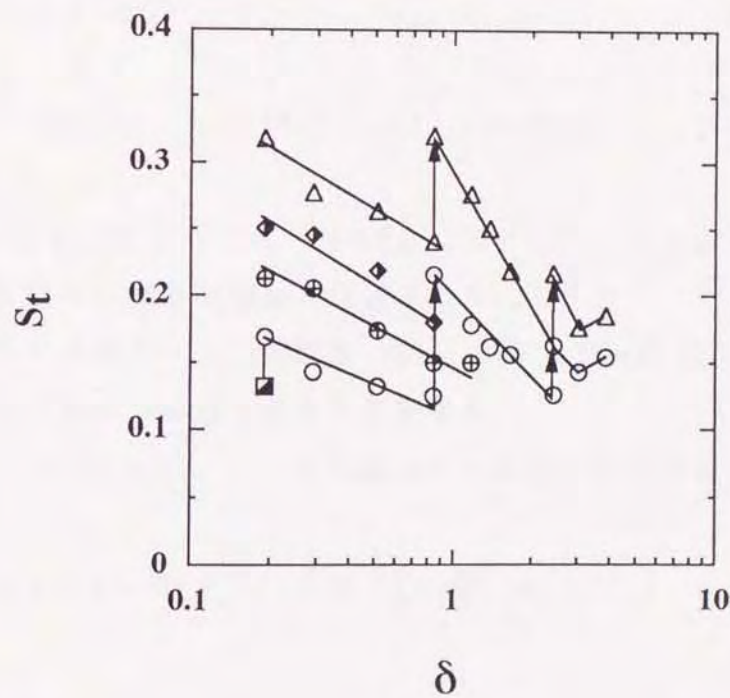


図6-16 スリット比 σ に対するストローハル数の変化
(刃間げき $\delta=1.17$)



(a) スリットが無い場合



(b) スリット刃先の場合 (スリット比; $\sigma=0.25$, $\lambda=0.63$)

図6-17 刃間げきに対するストローハル数の変化

るためと考えられる。スリット比 $\sigma = 0.25$ では、各刃間げきにおいて、自己噴射のために遷移した複数の S_t 数が現れている。

6-5. 風切り音の減音量の推定

6-5-1. 減音量の推定式

スリット刃先から放射される風切り音の音圧は、図6-18に示したようにそれぞれのスリット比 σ , λ に対して指数関数的に減少する。この実験結果をもとに、スリットのアスペクト形状の変化に対する風切り音の減音量を推定する方法を明らかにする。これにより、風切り音の低減化を設計する上で有効な手段となりうると考えられる。

風切り音の音圧 $P_S(\sigma, \lambda)$ は、図6-18からスリット比 σ , λ に対してそれぞれの指数関数として次式のように表わすことができる。

$$P_S(\sigma, \lambda = \text{const.}) = A(\lambda) \exp[-B(\lambda)\sigma] \quad (6-3)$$

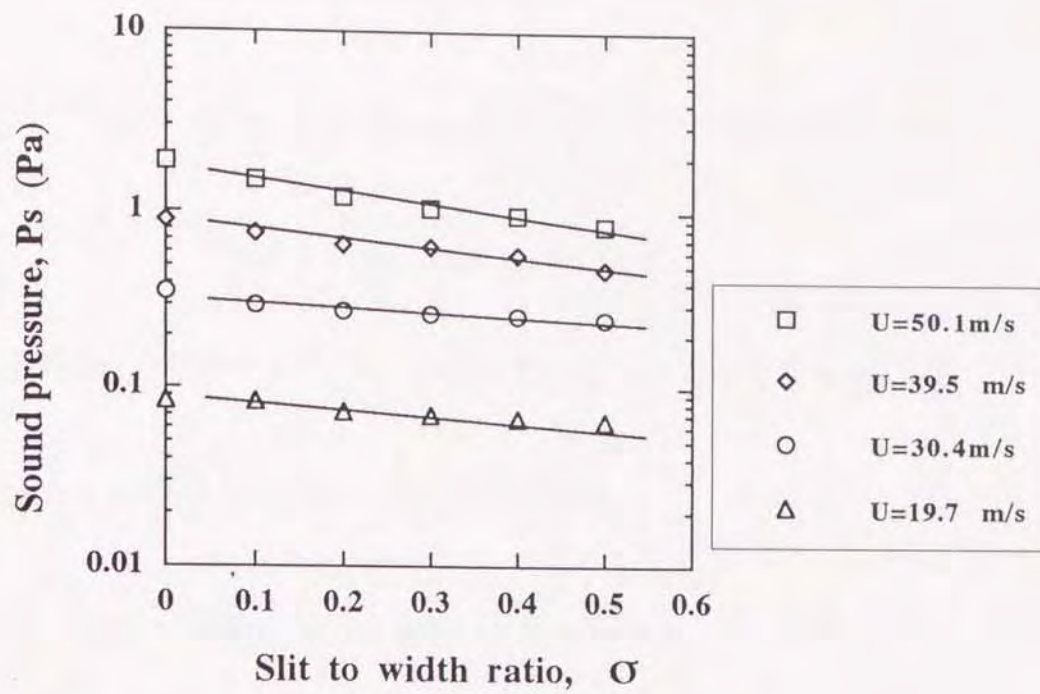
$$P_S(\sigma = \text{const.}, \lambda) = C(\sigma) \exp[-D(\sigma)\lambda] \quad (6-4)$$

ここで $A(\lambda), B(\lambda), C(\sigma), D(\sigma)$ は、図6-18における直線の切片および傾きを意味し、実験値の直線近似から決定される。

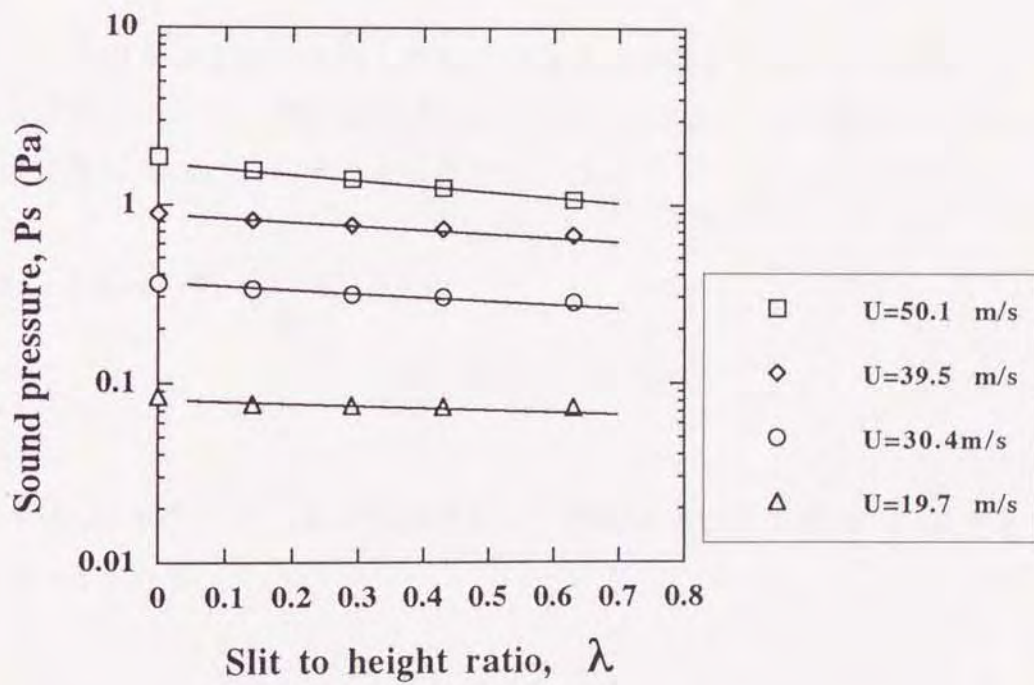
またそれぞれスリット比の関数 $A(\lambda), B(\lambda), C(\sigma), D(\sigma)$ は、本実験範囲において微分可能かつ $\neq 0$ であると仮定する。

式(6-3)と式(6-4)は、互いに等価なので両式の右辺は等しく、次式となる。

$$A(\lambda) \exp[-B(\lambda)\sigma] = C(\sigma) \exp[-D(\sigma)\lambda] \quad (6-5)$$



(a) スリット比 σ に対する変化 ($\lambda=0.63$ に固定)



(b) スリット比 λ に対する変化 ($\sigma=0.25$ に固定)

図6-18 スリット比に対する音圧の変化

式(6-5)の両辺を λ について偏微分すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(\lambda)}{\partial \lambda} \exp[-B(\lambda)\sigma] - A(\lambda) \frac{\partial B(\lambda)}{\partial \lambda} \sigma \exp[-B(\lambda)\sigma] \\ = -D(\sigma) C(\sigma) \exp[-D(\sigma)\lambda] \end{aligned} \quad (6-6)$$

となる。

さらに式(6-5)の関係より、 $C(\sigma)$ を消去すると次式が得られる。

$$-D(\sigma) + \frac{\partial B(\lambda)}{\partial \lambda} \sigma = \frac{1}{A(\lambda)} \frac{\partial A(\lambda)}{\partial \lambda} \quad (6-7)$$

そして、式(6-7)の両辺を σ で偏微分して整理すると、

$$\frac{\partial D(\sigma)}{\partial \sigma} = \frac{\partial B(\lambda)}{\partial \lambda} = C_0 \quad (6-8)$$

となる。

同式からわかるように、それぞれ独立した関数の微分が等しいことから、この微分値は定数 C_0 であり、関数 $B(\lambda), D(\sigma)$ はそれぞれ λ, σ の関数となる。そこで、積分定数を C_0, C_1, C_2 とすると次式が得られる。

$$B(\lambda) = C_0 \lambda + C_1 \quad (6-9)$$

$$D(\sigma) = C_0 \sigma + C_2$$

式(6-9)を式(6-7)へ代入して整理すると、次式のような関数 $A(\lambda)$ に関する微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial A(\lambda)}{\partial \lambda} = -C_2 A(\lambda) \quad (6-10)$$

さらに関数 $C(\sigma)$ についても式(6-5)から、同様な手順により以下の微分方程式が得られる。

$$\frac{\partial C(\sigma)}{\partial \sigma} = -C_1 C(\sigma) \quad (6-11)$$

微分方程式(6-10), (6-11) の解は、積分定数をそれぞれ C_3, C_3' とすると、以下のようになる。

$$\begin{aligned} A(\lambda) &= C_3 \exp[-C_2 \lambda] \\ C(\sigma) &= C_3' \exp[-C_1 \sigma] \end{aligned} \quad (6-12)$$

ここで定数 C_3, C_3' は、式(6-3), (6-4)および式(6-12)において $\sigma = \lambda = 0$ の時、 $A(0)$ と $C(0)$ はスリットのない刃先から放射される風切り音の音圧 P_{SO} に等しくなるべきなので、 $C_3 = C_3' = P_{SO}$ である。

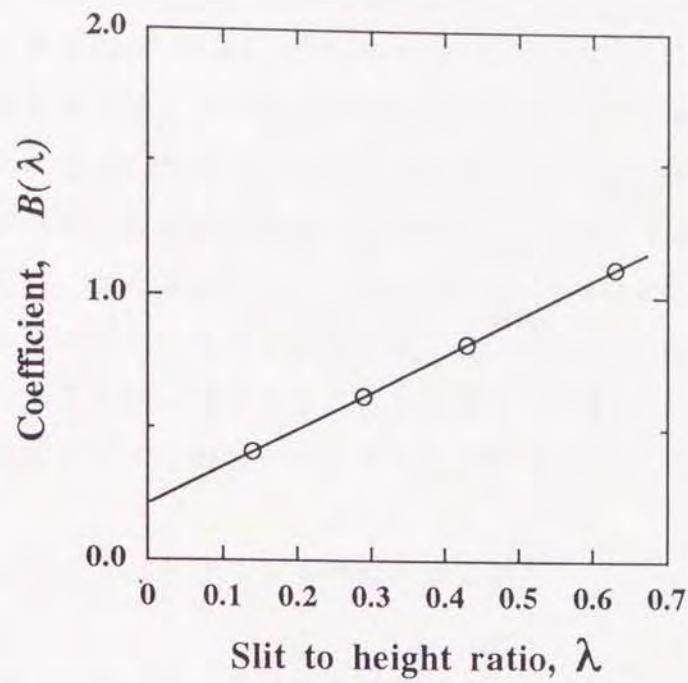
よって、式(6-3)または式(6-4)へ式(6-9)および式(6-12)を代入することにより、スリット刃先から放射される風切り音の音圧は次式のようになる。

$$P_S(\sigma, \lambda) = P_{SO} \exp[-(C_0 \sigma \lambda + C_1 \sigma + C_2 \lambda)] \quad (\text{Pa}) \quad (6-13)$$

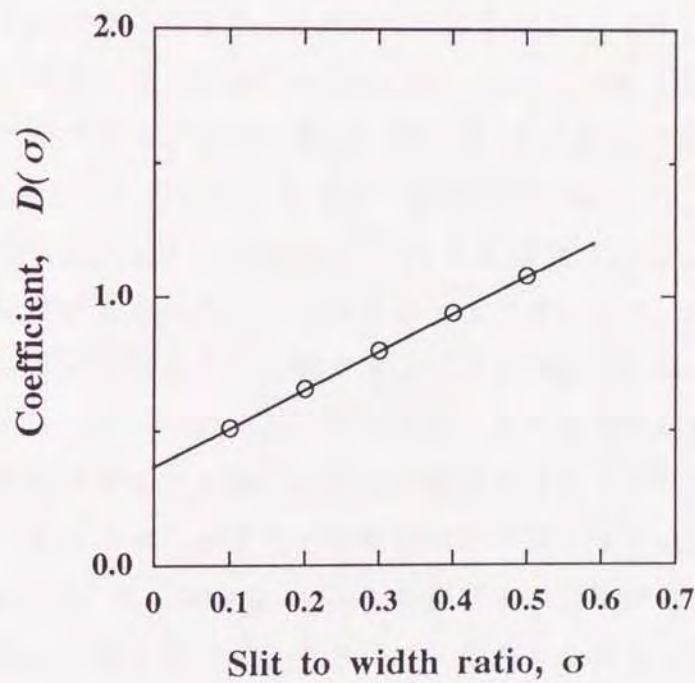
そして減音量 ΔL_p は、次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \Delta L_p &= 20 \log_{10} [P_{SO} / P_S(\sigma, \lambda)] \\ &= (C_0 \sigma \lambda + C_1 \sigma + C_2 \lambda) \times 20 \log_{10} e \quad (\text{dB re } 20 \mu \text{Pa}) \quad (6-14) \end{aligned}$$

式(6-14)の減音係数 C_0, C_1, C_2 は、式(6-9)から計算される。図6-19は、その一例を示したものである。図中の $B(\lambda), D(\sigma)$ の値は、種々のスリット比に対し、図6-18に示したような音圧変化の直線の傾き (σ, λ のどちらか一方をある値に



(a) スリット比 λ に対する係数 $B(\lambda)$ の変化
($B(\lambda) = 1.42\lambda + 0.21$)



(b) スリット比 σ に対する係数 $D(\sigma)$ の変化
($D(\sigma) = 1.42\sigma + 0.37$)

図6-19 諸係数 C_0, C_1, C_2 の算出方法

固定する) から求められる。実際には図6-19に示したように、いくつかのスリット比に対する減衰係数 $B(\lambda), D(\sigma)$ を実験から求め、最小二乗法により係数 C_0, C_1, C_2 を計算している。この周速の実験条件では、 $C_0=1.42, C_1=0.21, C_2=0.37$ であった。また、係数 C_0 の値は、図中の両直線の傾きの平均値として計算している。この場合、平均値からの両者の傾きの偏差は、5%以下である。

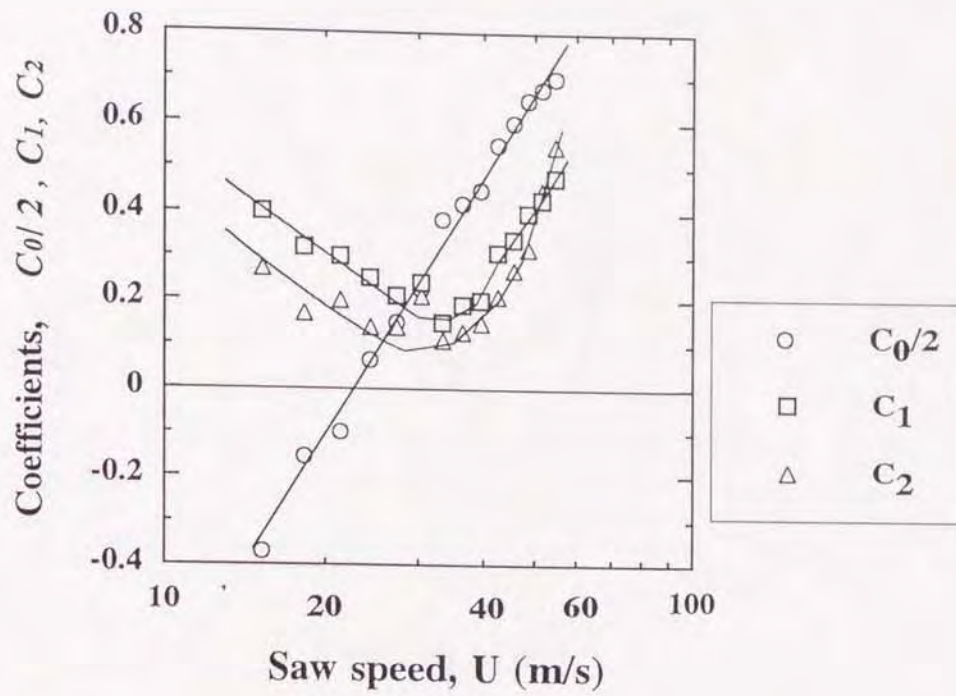
この推定式は、本実験範囲 $0 \leq \sigma \leq 0.50, 0 \leq \lambda \leq 0.63$ において適用され、スリット比 σ または λ の一方が0の時には、他方のスリット比も0をとる。この推定式からわかるように、風切り音の減音にはそれぞれのスリット比 σ, λ の他に、スリット比の積 $\sigma \times \lambda$ も影響していることがわかる。

6-5-2. 推定式における減音係数と諸条件

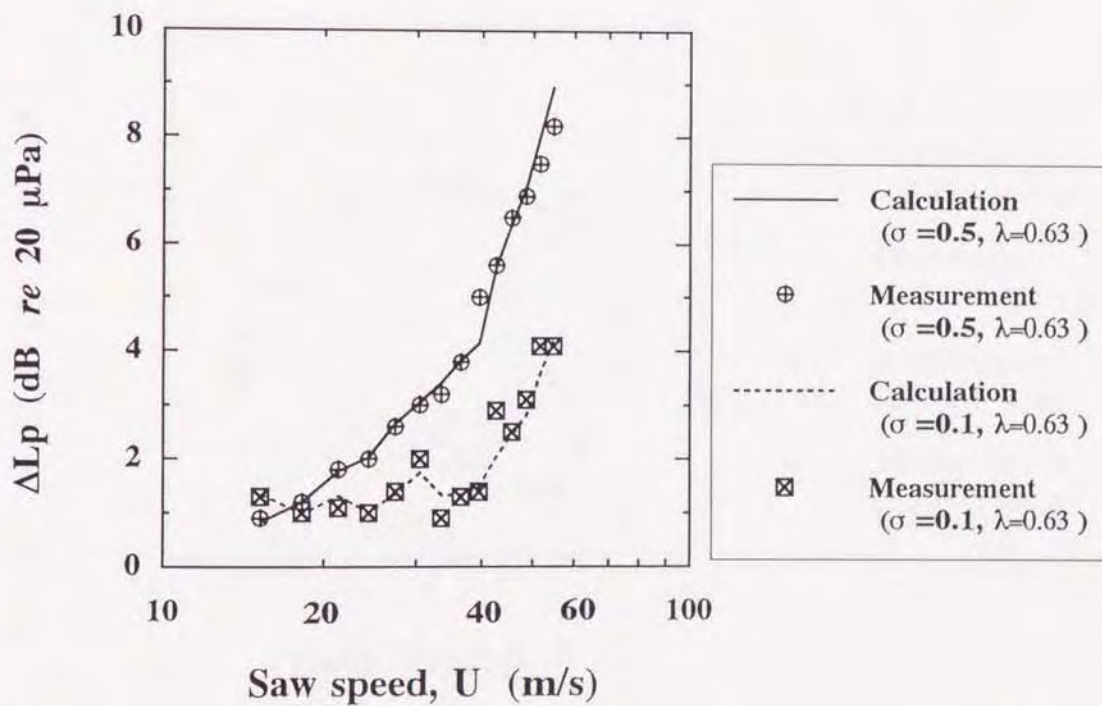
減音係数 C_0, C_1, C_2 は、刃先の周速度および刃間げきに依存する。

図6-20(a)に、周速に対する減音係数 C_0, C_1, C_2 の変化を示した。図中に示した C_0 は、他の値と比較しやすいように1/2の値である。係数 C_0 は、周速に対し指数関数的に増加する。係数 C_1 および C_2 は、周速 $U=33.4\text{m/s}$ で最小となる曲線に変化している。またこれら C_1, C_2 の変化の傾向は、よく似ている。また図6-20(b)には、周速に対する減音量 ΔL_p を示した。図中の実線および破線は、式(6-14)から計算した値である。推定結果は、最大±1dBの誤差で測定値と一致している。

図6-21(a), (b)は、刃間げきに対する減音係数 C_0, C_1, C_2 および減音量 ΔL_p の変化を示している。図6-21(a)に示したように係数 C_1, C_2 はほぼ同様な変化傾向を示し、刃間げき $\delta=1.38 \sim 1.65$ で最小値を示す。一方、係数 C_0 は C_1, C_2 とは逆の変化を示し、刃間げき $\delta=1.38$ で最大となる曲線に変化している。また係数 C_1 と C_2 においては、 $\delta=1.38$ 付近においてその大小関係が逆転している。このことから、この刃間げき $\delta=1.38$ より小さい範囲では減音量に及ぼすスリット比 λ の影響が強く、逆に $\delta=1.38$ より大きな範囲ではスリット比 σ の影響が強いことがわかる。図6-21(b)に、減音量 ΔL_p の測定値および推定結果を示した。刃間げきに対する減音量の変化は、スリット比により大きく異なっている。スリット比が大きな場合、減音量は曲線的に増加し刃間げき $\delta=1.38$ 付近で最大となる。これに対しスリット比が小さい場合、刃間げきが小さい範囲で減音量は大きくスリッ

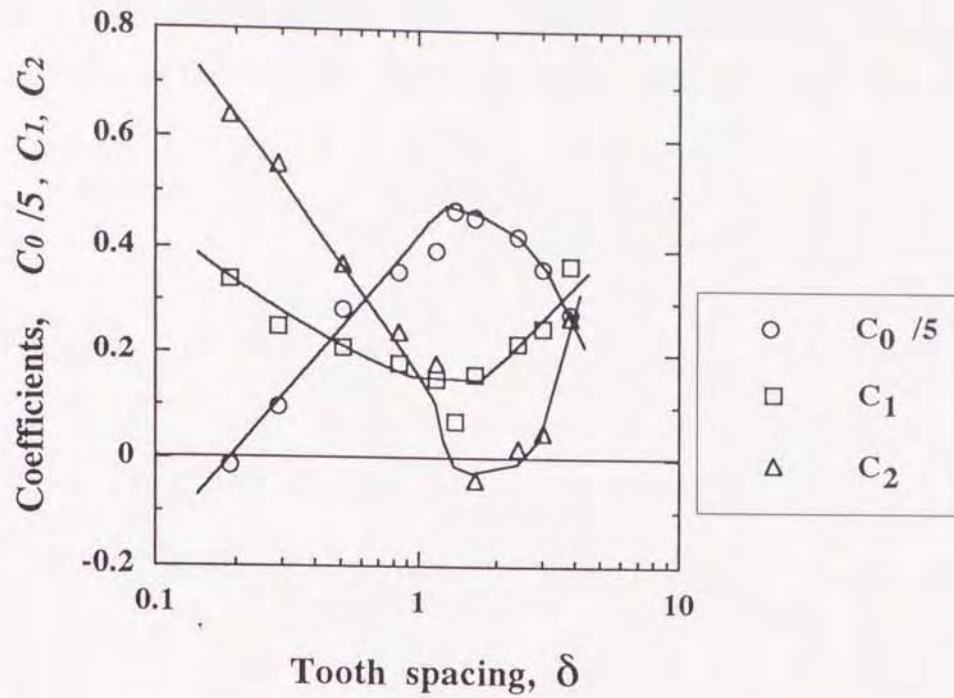


(a) 諸係数 C_0, C_1, C_2 の変化

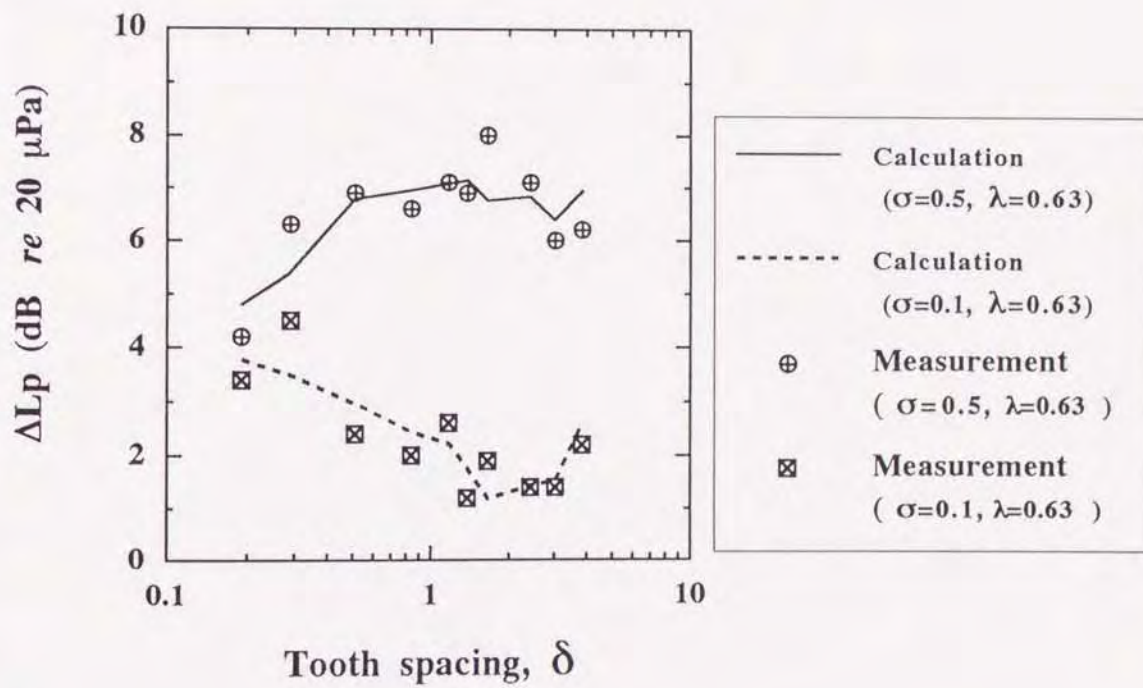


(b) 減音量とその予測値

図6-20 周速に対する諸係数および減音量の変化



(a) 諸係数 C_0, C_1, C_2 の変化



(b) 減音量とその予測値

図6-21 刃間げきに対する諸係数および減音量の変化

ト比が大きい場合の値に匹敵する。しかし刃間げきの増加に伴いこの減音量は、減少する。また、この刃間げきに対する推定値は、測定値とほぼ一致している。

6-6. 結 言

通風用スリットからの自己噴射を利用した低減化法を、実際の刃先形状を持つ円板状工具に応用した結果、良好な減音が得られた。以下にその結論をまとめた。

(1) スパイラルソーによる実験の結果、ステップ状の刃先に設けた通風用のスリットは Leading-edge, Trailing-edge 両方のエッジから放射されるうず音を低減する。特に、自己噴射は Trailing-edge からのうず音の低減に効果がある。Leading-edge における低減は、主流のスリットへの吸込みによるはく離うずの抑制および空気抵抗の減少によるものと考えられる。以上のことから、スリット刃先における減音は、これら両方の効果が相乗されていると考えられる。

(2) 種々のスリット比の実験から、減音量の推定式を導いた。その結果、減音量はスリットの幅、高さおよびその面積に依存することがわかった。

(3) また、その推定式における減音係数は、周速および刃間げきに依存して変化する。

(4) 減音量は、周速の増加に伴って大きくなる。また刃間げき変化に対しては、減音量の変化の傾向はスリット比によって異なる。スリット比が大きいと、減音量は曲線的に増加し、ある刃間げきで極大となる。これに対しスリット比が小さい場合、刃間げきの増加に伴って減少する。

(5) 風切り音のストローハル数は、スリットからの自己噴射によって遷移現象を示す。この原因は、風切り音における主要な音源が変化するためである。周速の低速域では Trailing-edge からのうずが噴流によって成長を抑制され、そのうずが音源となる。周速の増加に伴って、この抑制うずに起因した音源は、刃先先端のうずによる音源へと変わり、さらに高速域では Leading-edge からのはく離うずによる音源が、卓越した音源となる。

6-7. 文 献

- (1) 柳本・一宮, "円板状工具から放射される風切り音に関する研究(通風用スリットの付いた実刃形モデルによる風切り音の低減効果)," 日本機械学会論文集C編, 57巻, 544号, (1991-12) pp4002~4007.
- (2) K.Yanagimoto, C.D.Mote, Jr. and R.Ichimiya, "Reduction of the Dominant Aerodynamic Noise Source in Idling Circular Saws Using Self-Jets of Air through Saw Teeth," J.Sound Vib., 投稿中 (May 1994).
- (3) H.S.Cho and C.D.Mote, Jr., "On the aerodynamic noise source in circular saws," J.Acoust.Soc.Am., Vol.65, No.3, (March 1979) pp662~671.
- (4) M.C.Leu and C.D.Mote, Jr., "Vortex shedding: The source of noise and vibration in idling circular saws," Transactions of the ASME, Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design, Vol.106, (July 1984) pp434~440.
- (5) B.T.Martin and D.A.Bies, "On aerodynamic noise generation from vortex shedding in rotating blades," J.Sound Vib., Vol.155, No.2, (1992) pp317~324.

第7章 風切り音の能動的制御

7-1. 緒言

前章までは、風切り音を低減させる方法として工具の刃先に通風用のスリットを設けた。そして、このスリットから主流の一部が、刃先の後流中へ吹出す自己噴射による風切り音の低減化の現象について明らかにしてきた。さらに、風切り音の低減化に及ぼすスリット形状、工具刃先の寸法、工具の運転条件などの影響についても実験的に明らかにした。

刃先に通風用スリットを設けることにより、刃先に働く空気抵抗は減少する。また、スリットからの自己噴射は、刃先後方に発生するうずの成長を抑制または制御し、さらに刃先周囲の流れに影響を与える。これらの効果が相乗して、風切り音の主要となる音源は、低減する。しかし、第5章で述べたように刃間げきが小さくなると自己噴射も少なくなり、それに伴って減音効果も低下する。そこで、積極的に刃先後方に発生するうずの成長を抑制し、風切り音を能動制御する方法を考案した⁽¹⁾。

刃先周囲の流れおよびうずを制御する方法として、二通りの方法を用いた。第一の方法は、外部装置から供給される空気を、刃先に設けられた空気孔から強制的に噴射させ、刃先後方に発生するうず、または刃先のエッジからはく離うずを抑制する。他の一つは、これとは逆に刃先周辺の流れやはく離うずを空気孔に吸引する方法である。

前者および後者の方法で、刃先に設けた空気孔の形状は、低減させたい音源の発生箇所に対応させて四種類設計している。本章では、これらの空気孔の形状と風切り音の減音量との関係、さらに空気の供給量または吸引量と、減音量との関係を実験的に明らかにした。

7-2. 実験装置および方法

実験装置の概要を図7-1に示す。空気の供給および吸引は外部装置を使用した。空気の供給源としてコンプレッサーを、また吸引源として真空ポンプを用いた。

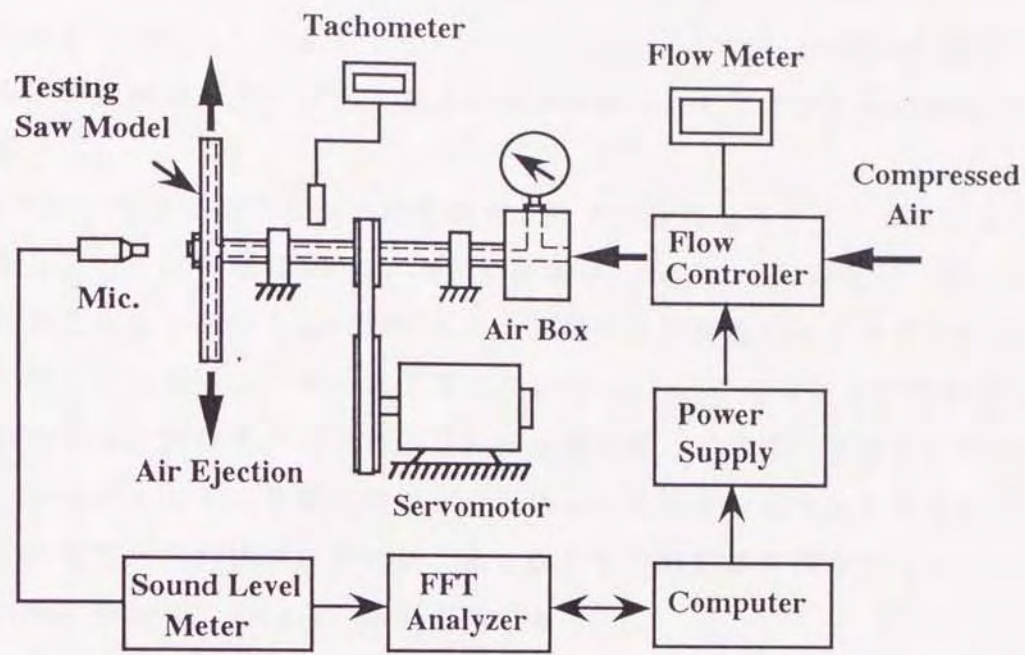


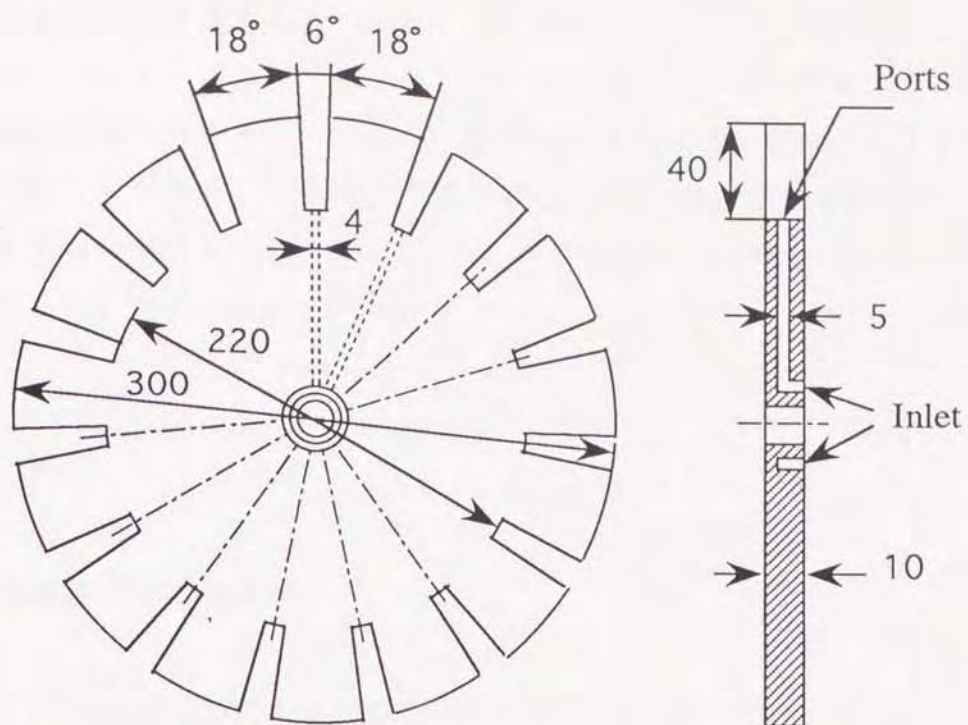
図 7-1 実験装置およびその制御装置

強制吹出しによる方法では、コンプレッサーからの圧縮空気は、フローコントローラで流量がコントロールされ、さらに中空の回転軸を通り各刃先に設けられた空気孔に供給される。吸引による方法では、外部装置を真空ポンプに換え、流量のコントロールは同様な方法で行っている。また、流量は、0~120L/minの範囲で連続的に調節される。回転軸は、二個のビロブロックとエアーボックス内の軸受けにより支持され、そしてサーボモータにより1000~3600rpmの範囲で駆動される。回転軸とエアーボックスとの接続部等は、シリコーン系の樹脂で空気洩れを防いだ。

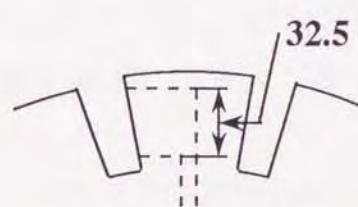
図7-2は、実験に使用したそれぞれ4タイプの空気孔のソーモデルを示したものである。ソーの直径は300mm、刃先の高さは40mm、そして厚さは一様に10mmである。刃数は4タイプとも15枚であり、刃間げきは比較的小さい $\delta = 0.29$ である（刃間げきの定義は、第6章と同じく $\delta = u/H$ ）。この4タイプにおける刃先の形状寸法は、空気孔の形状および孔の位置を除いて皆同じである。ソーモデルは、二枚のプラスチック製の板をソーに加工したものを貼り合わせている。また、接着される互いの内側の板面には、あらかじめ空気路用の溝を加工している。空気路の断面形状は、 $4 \times 5 \text{ mm}^2$ の長方形である。

4タイプのソーモデルにおいて、空気の強制吹出しの場合、モデルAでは空気が刃元の間げきから半径方向に噴射される。またモデルBでは、刃間げきの広範囲にわたって回転方向に空気が噴射される。モデルCでは、上流側の刃先後方から下流側の刃先先端に向かって噴射される。さらにモデルDでは、刃先の表面（回転面に平行な面）から垂直な方向に空気が、噴射される。モデルA, B, Cの空気孔からの吹出しは、刃先後方の流れおよびうずを直接制御することを目的とし、モデルDにおける刃先表面からの吹出しは、境界層を制御することにより、間接的に刃先周囲の流れやうずの変化を目的としている。ソーディスクの両側面は、振動による発生音を低減させる目的で、直径150mmの防振ゴム及び厚さ5mmの防振合金のカラーによりクランプされている（クランプ比 0.5）。

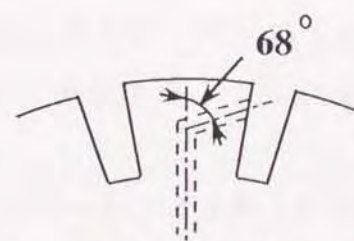
風切り音の測定は、風切り音の最も指向性の強い位置としてソーモデルの回転軸方向 300mmの位置に1/2インチコンデンサマイクロホンを固定して行った。音の測定に際しては、モータや軸受などの駆動音を遮音する意味でソーモデルのみを半無響室の中に入れて測定を行い、壁面からの反射の影響は非常に少ないこと



Model A



Model B



Model C

← Rotation

← Rotation



Model D

図7-2 空気の吐出口形状の4タイプ

が、音場の測定から確認されている。

フローコントローラおよび FFTアナライザはコンピュータに接続されており、流量の制御と音響の計測を行っている。音圧レベル L_p (dB re 20 μ Pa) の値は、16回の平均値としている。また風切り音の減音量 ΔL_p は、空気の供給または吸引を行ったときの音圧レベル $L_{p(\text{with})}$ と、行わない場合の音圧レベル $L_{p(\text{without})}$ との差から、次式で計算される。

$$\Delta L_p = L_{p(\text{without})} - L_{p(\text{with})} \quad (\text{dB}) \quad (7-1)$$

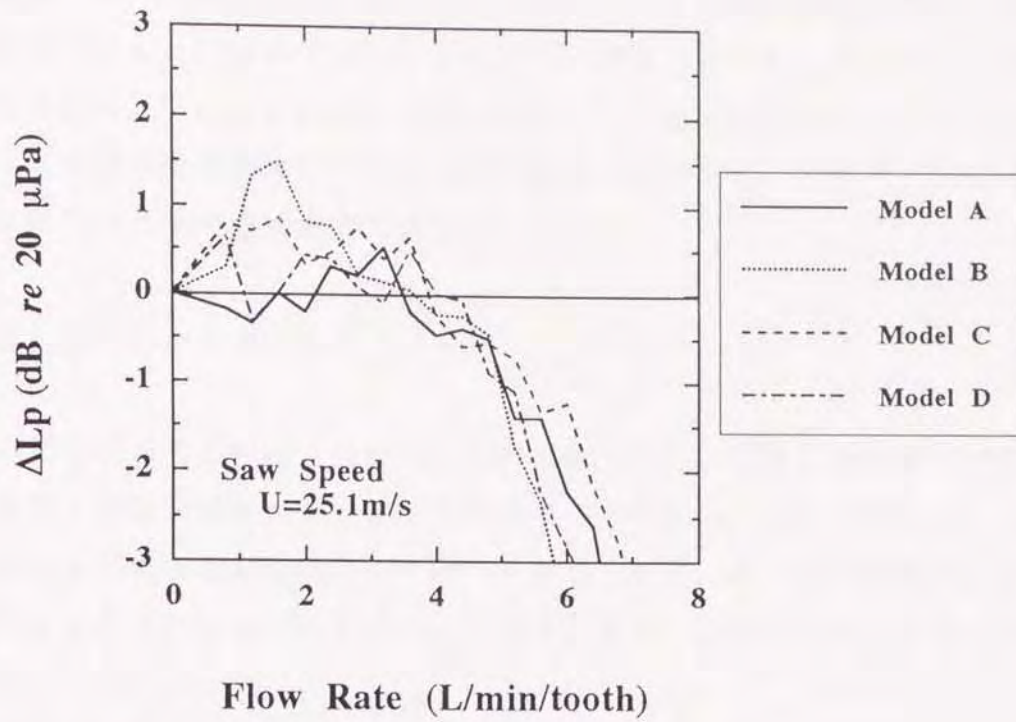
7-3. 実験結果および考察

7-3-1. 強制吹出しによる減音効果

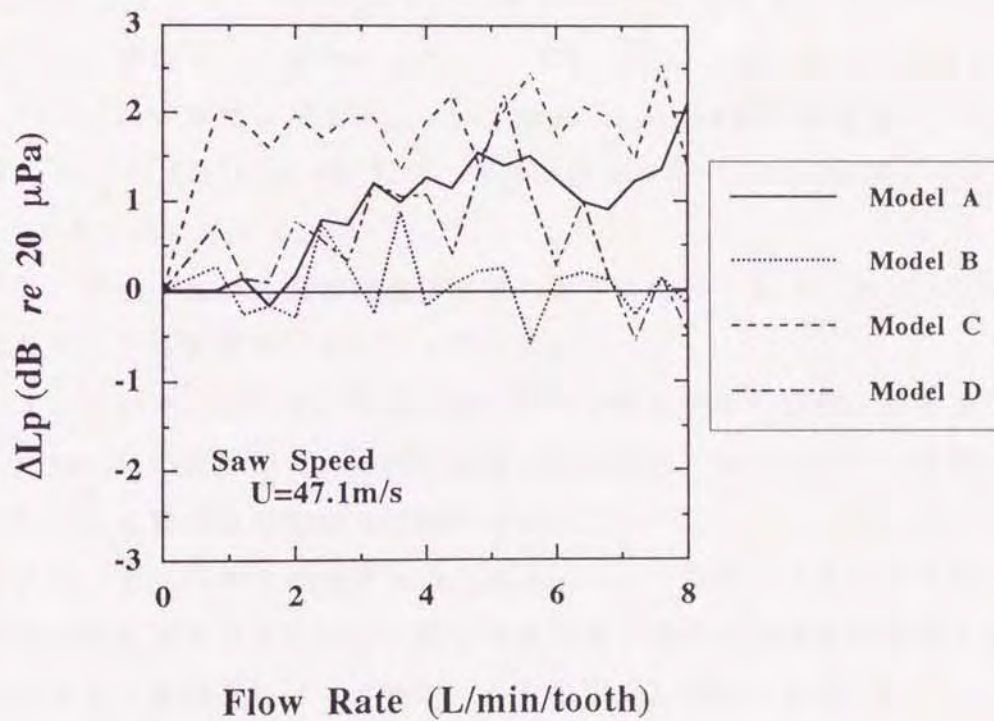
図7-3(a), (b)は、吹出しの場合における風切り音の減音の効果を示したものである。図は、流量比（一刃当りに供給される空気の量, L/min/tooth）に対する減音量の変化を示している。図7-3(a)は周速が比較的低い 25.1m/s の場合、図7-3(b)は比較的高速な 47.1m/s の場合である。流量比は 0.4L/min/tooth の割合で変化させている。

図7-3(a)に示したような周速が低い場合、モデルBによる減音効果が他のモデルに比べて大きく、2 L/min/tooth で減音量 $\Delta L_p = 1.5$ dBである。二番目に効果があるのはモデルCで、残りのモデルA, Dはほとんどその効果は小さい。モデルB, C, Dでは、流量比が小さい範囲で減音するが、モデルAでは流量比がある程度大きくなると、減音効果を示さない。流量比が 4 L/min/tooth 以上になると、すべてのモデルにおいて減音量が急激に低下し、風切り音の音圧レベルは上昇している。この原因は、刃先に設けた空気孔からの噴射による気流音の影響と考えられ、この点については次項で考察する。

図7-3(b)に示したように周速が高い場合、4タイプのモデルにおける流量比～減音の特性は顕著に異なっている。また、モデルBを除いたすべてのモデルで、周速が低い場合 ($U = 25.1$ m/s) に比べ減音量が増加している。減音効果が最も



(a) 周速が比較的低速な場合 ($U=25.1 \text{ m/s}$)



(b) 高速な場合 ($U=47.1 \text{ m/s}$)

図 7-3 吹き出し量と減音量との関係

高いモデルCでは、広範囲の流量比で減音する。モデルAでは流量比の増加に伴って減音量も増加し、8 L/min/tooth で減音量が最大 ($\Delta L_{p_{max}}=2.1\text{dB}$) となる。モデルDでは、5 L/min/tooth で減音量が最大 ($\Delta L_{p_{max}}=2.2\text{dB}$) となり、このモデルでは減音量を最大にする適切な流量比が存在する。またモデルBは、他のモデルに比べ高速での減音効果は小さい。

7-3-2. 空気孔からの気流音

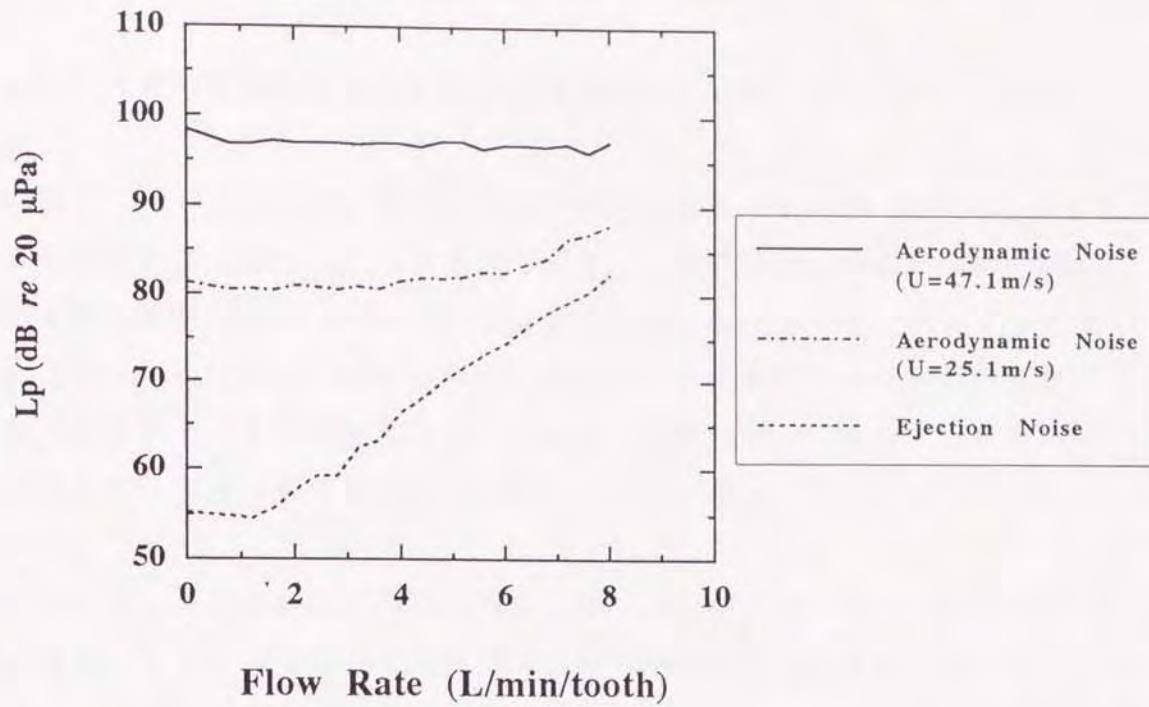
図7-3(a)で示されたように、周速が比較的低速な場合、空気の供給量の増加に伴って、空気孔から放射される気流音の影響が大きくなる。そこで図7-4は、モデルCにおける気流音の影響について調べたものである。気流音の測定は、工具モデルが回転せずに静止した状態で行っている。また、同図に示した風切り音は気流音を含む値である。

気流音の音圧レベルは、流量比が約 2.0 L/min/tooth まで 55dB で、ほぼ一定値を示し、この流量比の範囲における気流音の卓越周波数は100Hz~200Hz 付近の値となっている。流量比が 2.0 L/min/tooth を超えると、卓越周波数は2000Hz 付近にジャンプし、その後流量比に対し一定値を示している。また気流音の音圧レベル（破線）も直線的に上昇し、4.0 L/min/tooth 以上では風切り音の音圧レベル（周速が低速な場合 $U=25.1\text{m/s}$ ）に大きな影響を及ぼしている。さらに流量比が 8.0 L/min/tooth では、空気の供給がない場合の音圧レベル $L_{p(\text{without})}$ を上回っている。

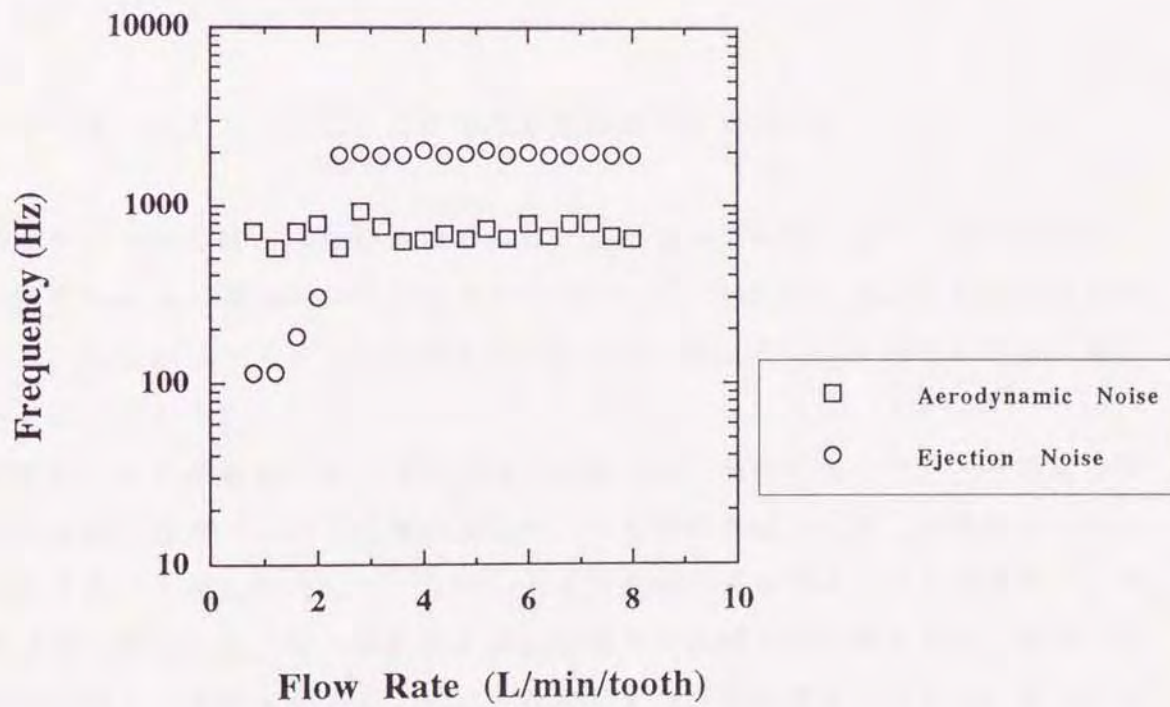
これに対し、周速が高い場合では風切り音に比べ気流音のレベルが十分小さいため、気流音の与える影響は少なくなっている。

残りの3タイプのモデルにおける気流音についてもモデルC同様、流量比 2.0 ~2.8 L/min/tooth の範囲でその卓越周波数は高周波数へジャンプし、音圧レベルも流量比に対し直線的に増加する傾向を示した。

以上のように、空気孔からの気流音は流量比に対して増加する傾向にあり、風切り音の低減化に影響を与えている。特に周速が低い場合、気流音が風切り音を上回る場合があり、低減化にとって無視できない重要な問題である。



(a) 音圧レベルの変化 (Model C)



(b) 卓越周波数の変化 (Model C)

図 7-4 吐出口からの気流音が風切り音に及ぼす影響

7-3-3. 吸込みによる減音効果

吹出しとは逆に吸込みの場合による減音効果について、図7-5(a),(b)に示している。

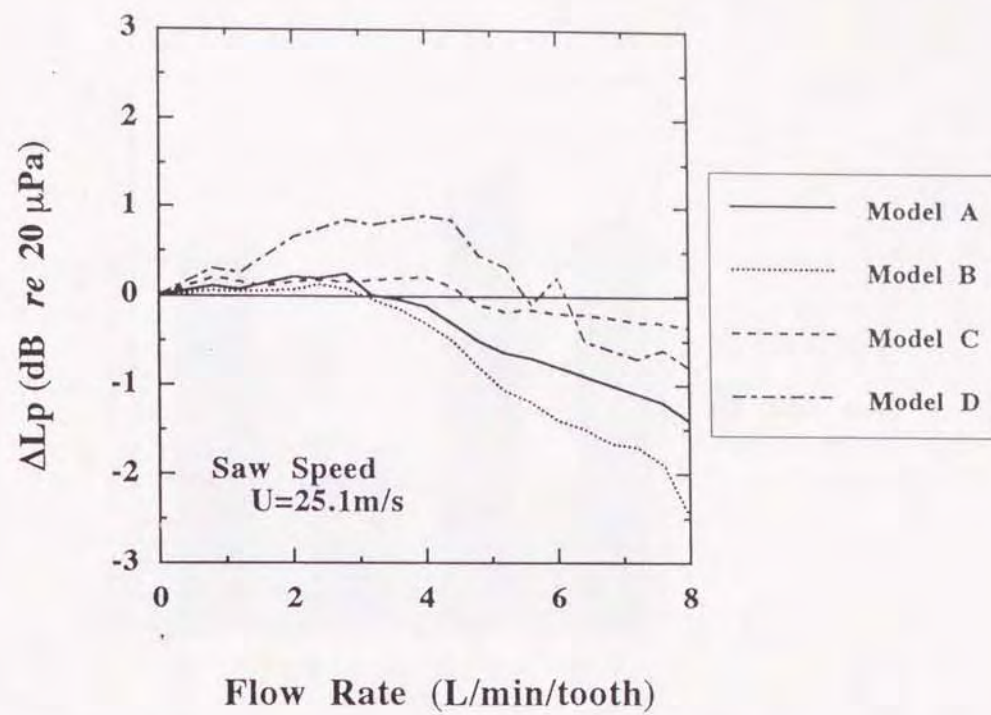
図7-5(a)に示したように、周速が比較的低速な場合 ($U=25.1\text{m/s}$)、モデルDによる減音効果が他のモデルに比べて大きく、流量比 $2.8\sim 4.4\text{ L/min/tooth}$ の範囲で減音量 $\Delta L_p=0.8\sim 0.9\text{dB}$ となっている。他の3タイプのモデルでは、流量比 $0.8\sim 4.4\text{ L/min/tooth}$ の範囲において、わずかではあるが風切り音の低減がみとめられた。また吹出しの場合と同様、流量比が大きくなると吸込み口（空気孔）から放射される気流音の影響が大きく、風切り音の音圧レベルは逆に増大する。

図7-5(b)に、周速が比較的高速な場合 ($U=47.1\text{m/s}$) について示した。この周速の場合、モデルAおよびモデルDにおいて減音効果がみとめられた。モデルAの場合、流量比に対して減音量が増加し、 6.4 L/min/tooth 付近で減音量は最大となっている ($\Delta L_{p\max}=0.45\text{dB}$)。またモデルDでは、比較的流量比の小さな範囲 $0.8\sim 3.2\text{ L/min/tooth}$ において減音し、この範囲における減音量は $\Delta L_p=0.3\sim 0.52\text{dB}$ となっている。

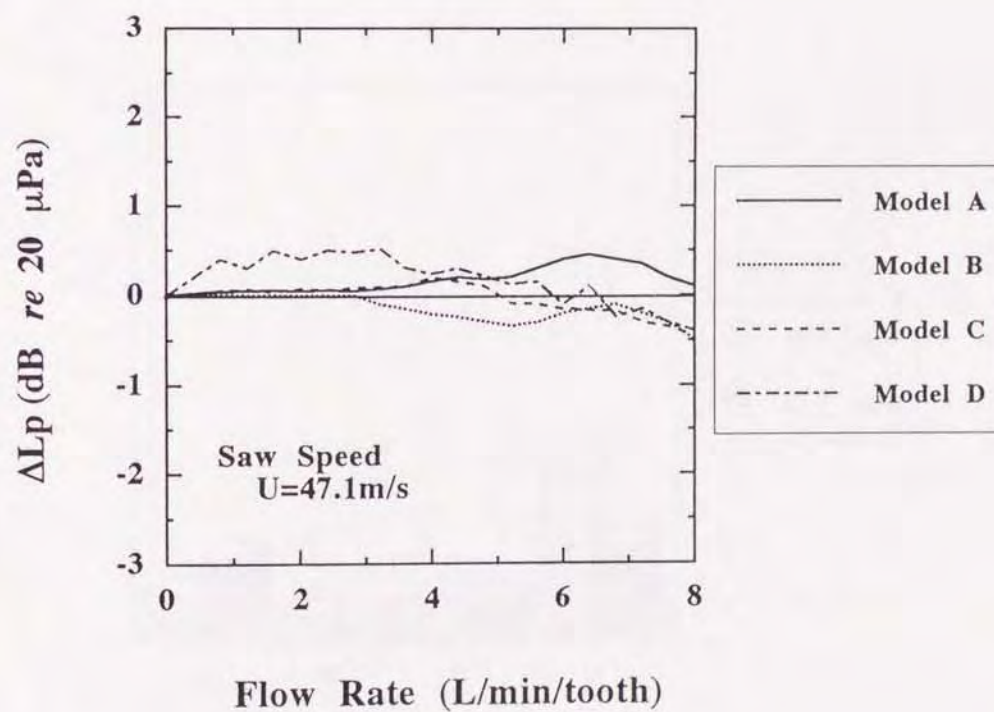
7-3-4. 吹出しと吸込みとにおける減音効果の比較

各モデルの流量比～減音特性で得られた減音量の最大値についてまとめたものを、吹出しおよび吸込みの場合について図7-6(a),(b)に示した。これら両図を比べると、明らかに吹出しによる減音効果の方が、吸込みによる減音効果を上回っていることがわかる。

吹出しによる低減化方法では、周速が比較的低い場合には、モデルBのように空気を回転の接線方向に下流側の刃先から上流側の間げきに向って噴射させることにより他のモデルに比べて、比較的大きな減音効果を得ることができる。一方、周速が高い場合には、モデルCのように空気を上流側の刃先後方から下流側の刃先端に向って噴射させることにより比較的大きな減音量が得られる。以上のように周速の違いにより、有効な減音効果を持つモデルの空気孔のタイプが異なる

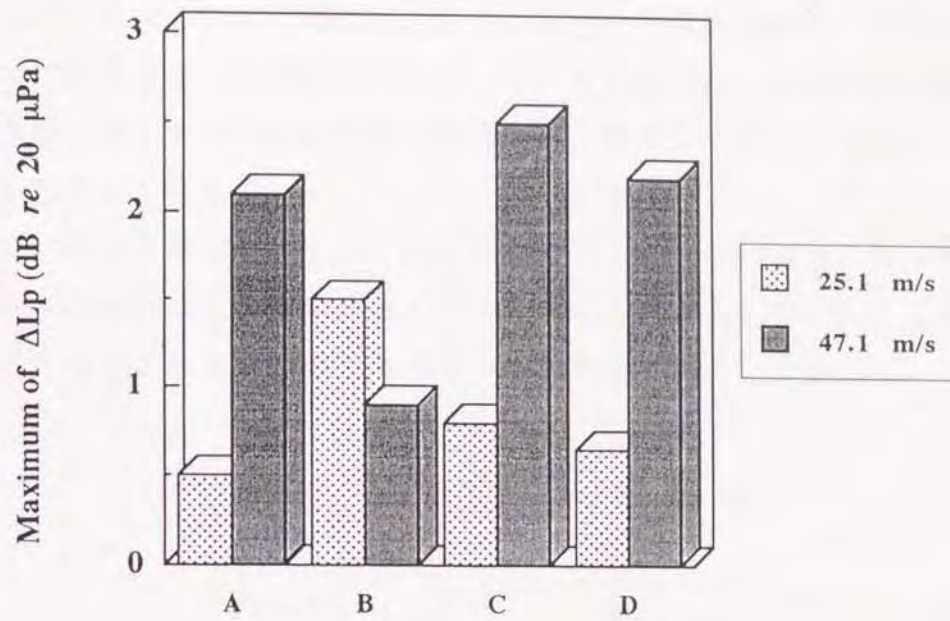


(a) 周速が比較的低速な場合 ($U=25.1 \text{ m/s}$)

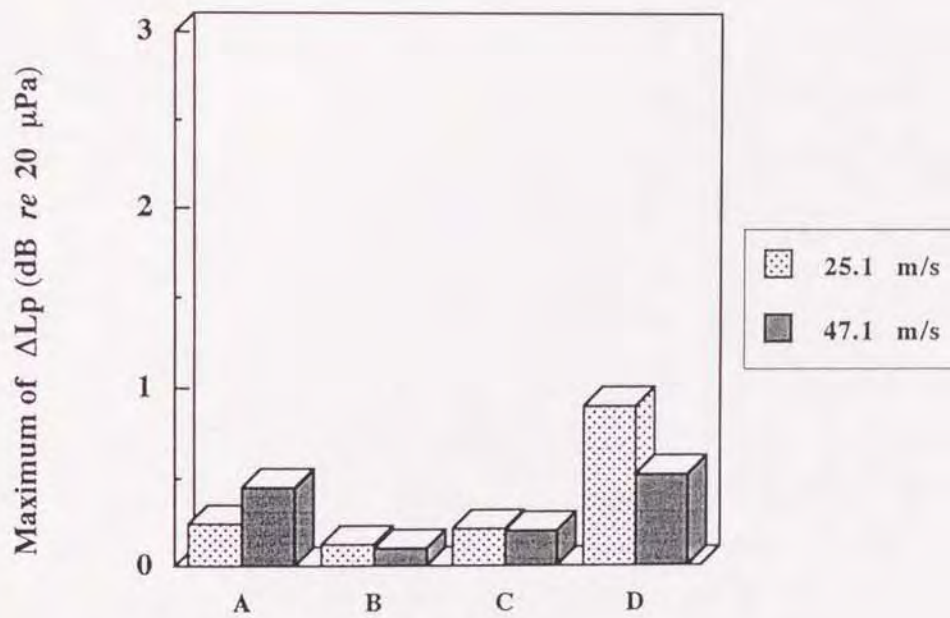


(b) 高速な場合 ($U=47.1 \text{ m/s}$)

図 7-5 吸い込み量と減音量との関係



(a) 吹き出しの場合



(b) 吸い込みの場合

図 7-6 吹き出しおよび吸い込みによる減音効果の比較

のは、周速に対する風切り音の主要な音源の発生位置が変化する⁽²⁾ため、低速では刃間げき付近にはく離れたうずが、高速では刃先先端からはく離れたうずが主要な音源になっているためである。これらの結果は、風切り音の低減化において、周速に対して変化する風切り音の卓越した音源に見合った噴流を設計する必要性を示唆している。

また図7-6(b)に示したように、吸込みによる方法では、吹出しによる方法に比べて低減効果はかなり少ない。しかしこの吸込みによる方法で最も効果があるのは、モデルDのように刃先側面の境界層を制御するタイプであった。

7-4. 結 言

風切り音の低減化を目的に、外部装置を用いた空気の吹出しおよび吸込みによる刃先周囲の流れおよびはく離うずの制御を行った。また、刃先周囲の流れやうずの制御を行うために、4タイプの空気孔を設計し、これらの空気孔を持つそれぞれのモデルについて、減音効果の違いについて明らかにした。以下に、この実験から得られた結果について示す。

吹出しによる場合については、以下の結論を得た。

(1) 周速が低い場合の風切り音の低減化は、モデルBのように下流側の刃先から上流側に向け、回転の接線方向に刃間げきの広範囲に空気を吹出す方法が最も有効であった。

(2) 周速が高速な場合では、モデルCのように上流の刃先後方から下流の刃先先端に向けて空気を吹出すことにより、比較的大きな減音効果が得られた。また他のモデルに比べ、モデルCでは少量の空気の吹出し量で大きな効果を得ることができた。モデルAのように刃間げきから半径方向に向けて吹出す場合では、吹出し量が多いほど効果的であった。また、モデルDのように吹出しにより、刃先表面の境界層を乱す方法でも減音効果があった。この場合、風切り音の減音量を最大にするためには、適切な空気の吹出し量が必要である。また、モデルA, C, Dとも最大減音量はほぼ同じ程度であった。

(3) 空気孔から放射される気流音は、特に周速が低い条件において、対象となる風切り音よりも音圧レベルが高くなる場合があり、無視できない問題である。この問題を解決するために、さらに空気孔の形状および空気路の改善が必要と考えられる。

また、吸込みによる方法については、以下の結論を得た。

- (1) 吸込みによる方法は、吹出しによる方法に比べ減音効果は少ない。
- (2) この方法では、4タイプのモデルのうちモデルDによる低減化が比較的有効であった。

7-5. 文 献

- (1) K.Yanagimoto, C.D.Mote,Jr. and R.Ichimiya, " Vortex shedding noise control in idling circular saws using air ejection at the teeth, " *Journal of Sound and Vibration*, Vol.172, No.2, (1994) pp.277~282.
- (2) 柳本、荻野、一宮, " 円板状工具から放射される風切り音に関する研究 (スリットによる減音効果へ及ぼす刃間げきの影響), " *日本機械学会論文集 (C編)*, 56巻, 526号, (1990) pp.1602~1607.

第 8 章 結 論

円板状工具から放射される空気力学的騒音、特に風切り音について理論面および実験面から解析を行った。またこれらの結果を基に、風切り音の低減化方法を考案し、実験によりその効果を確かめた。以下に、得られた結果について述べる。

(1) 流れに対して二次元的な円柱を刃先モデルとして、刃先の近傍流れと風切り音との相関について調べた結果、刃先後方において風切り音と相関の強いうずの発生を確認した。

(2) 刃先に分布する風切り音の音源は、特に刃数（刃間げき）と周速の影響を大きく受ける。刃数が少なく比較的刃間げきが大きい場合には、刃先先端後方に発生したうずが主要な音源であるが、周速の増加に伴い刃先根元からのうずも主要な音源となる。また刃間げきが非常に小さい場合には、卓越した音源は高速において刃先先端から刃先の側面からのはく離うずへと変化する。

(3) 刃先への流入速度および接線速度から、刃先に分布する風切り音の音源スペクトルを予測した結果、測定値はこれらの計算値と比較的良く一致した。

(4) H.S.ChoとC.D.Mote, Jrらが行った丸ノコの空力騒音の理論解析結果へ、さらにうずモデルを導入することにより、音場（自由空間）における風切り音の予測を行った。その結果、予測値と測定値は比較的良く一致した。

(5) 本予測法では、各刃先の形状に対するストローハル数 S_t 、速度指数 α 、抗力係数 C_D 、背圧係数 C_{pb} の値がわかれば、比較的簡単に工具の設計段階で騒音レベルの予測が可能である。特に、速度指数の範囲は $\alpha = 4.9 \sim 6.0$ （実際の丸ノコの場合）にあり、騒音レベルに大きな影響を与えている。刃先のデザインに対する速度指数の値を予め知っていれば、簡易的に風切り音のレベルを予測できる。

(6) 本予測法により実際の丸ノコおよびブレードからの風切り音の予測を行った結果、刃間げきの影響の少ない範囲では、うずの大きさが後流の幅の約半分程度のうずモデルを導入し、計算値と実験値とは2 dB以内の誤差で一致した。また、刃間げきの狭い範囲（うずの大きさの二倍より小さい刃間げき）では、境界層厚さ程度のうずモデルとして予測を行った結果、比較的良好な結果を得た。

(7) 風切り音の主要因となるうずを抑制し、そして風切り音を低減する目的で、丸ノコの刃先に回転方向と平行な通風用のスリットを設けた。その結果、風切り音は、大幅に低減された。

(8) 通風用スリットによる風切り音の低減化のメカニズムを調べた結果、スリットからの自己噴射が刃先周囲の流れやうずに影響を及ぼし、刃先のLeading-edgeおよびTrailing-edgeからのうず音を低減化する。また、刃先に設けたスリットそのものが、刃先に働く抗力や揚力を低減する。

(9) スリットのアスペクト寸法が風切り音の減音量に及ぼす影響を調べた結果、風切り音の音圧は、各スリット比に対し指数関数的に変化した。

(10) また種々のスリット比の測定から、減音量の推定式を導いた。この推定式は、低騒音化（風切り音）の工具を設計する上で指標になり得ると考えられる。

(11) 刃間げきが小さくなるとスリットからの自己噴射効果も低下し、それに伴い風切り音の減音量も減る。この問題を改善するために、スリットの迎え角を変化させ自己噴射を高めた。この結果、刃間げきが小さい場合でもスリットの迎え角を変化させることにより、大きな減音効果が得られた。

(12) 外部制御装置により刃先への空気の吹出しおよび吸込みを行い、刃先周囲の流れおよび発生うずを抑制した結果、吹出しによる方法が、吸込みによる方法に比べ減音効果が大きかった。

(13) この吹出しによる低減化方法において、周速が比較的小さい場合、空気が回転の接線方向に下流側の刃先から上流側の間げきに向って噴射される空気孔のタイプのソーモデルが、他のモデルに比べて大きな減音効果を得ることができた。一方、周速が大きい場合には、空気を上流側の刃先後方から下流側の刃先先端に向って噴射させることにより比較的大きな減音量が得られた。

(14) 風切り音を能動制御するためには、空気の吹出し量を調整するだけでなく、周速に対して変化する風切り音の主要な音源に対応した噴流を設計する必要がある。

(15) 空気孔から放射される気流音は、周速が低い運転条件において、対象となる風切り音よりも音圧レベルが高くなる場合があり、さらに空気孔の形状や空気路の検討が必要である。

謝 辞

本論文は昭和57年より平成6年にわたって、新潟大学工学部長 一宮亮一教授のご指導のもと、得られた研究成果をまとめたものです。ここに、本研究に対し終始懇切丁寧なご指導ご鞭撻を賜りました一宮亮一教授に厚く感謝の意を表します。また、本研究に対しご助言と励ましを賜りました新潟大学工学部 横山和宏助教授、坂本秀一助手ならびに松平雄策技官に深く感謝の意を表します。

本研究は、新潟大学大学院工学研究科機械工学専攻修士課程在学中に行った「工作機械の要素および工具から放射される騒音の研究（円形板及び長方形板からの騒音）」の延長線上の研究として、鶴岡工業高等専門学校に奉職した後に開始したものであります。本研究を遂行するにあたり、有益なご助言を賜りました鶴岡工業高等専門学校長 阿部光雄博士 ならびに名誉教授 清水二郎博士（現山形県立産業技術短期大学校 学校長）、また終始暖かなご支援と励ましを賜りました荻野隆名誉教授ならびに田辺光夫教授に深く感謝の意を表します。

さらに、文部省在外研究員としてカリフォルニア大学バークレイ校滞在の折、本研究の「風切り音の能動的制御」に関する研究に対し有益なご助言を賜りましたカリフォルニア大学副学長 Prof. C.D.Mote, Jr.に心から感謝の意を表します。

最後に、本論文を書くにあたり、支援してくれた妻 柳本郷子に心から感謝の意を表します。

平成7年2月

柳 本 憲 作