

側壁付着形流体素子の切換え特性に関する研究

村尾卓爾

(愛媛大学教育学部技術科機械研究室)

(平成3年10月11日受理)

A STUDY ON THE CHARACTERISTICS OF SWITCHING OF A WALL-ATTACHMENT FLUID AMPLIFIER

Takuji MURAO

*Department of Technology, Faculty of Education,
Ehime University, Matsuyama, Ehime, 790 Japan*

(Received October 11, 1991)

This paper describes the characteristics of a wall-attachment fluid amplifier which is one of the most popular devices for a logic element among the fluidics. Fluidics is defined as a fluidic component employed in the hydraulic or pneumatic system, particularly as a fluidic component which has no-moving-parts. Fluidics has a good tolerance in hostile environment, for example, magnetic noise, high temperature, hostile gas, high gravitational force, shock, and vibration. However, due to a lack of sufficient understanding of the fundamental flow process involved and the complicated geometry of the wall-attachment fluid amplifier, most practical fluidic device designs have evolved through successive trial-and-error technique.

In this paper, the comprehensive switching mechanism of a jet in a device was conducted analytically and experimentally. The switching mechanism is related to the characteristics of response of the device which is significant for operation of an assembly of fluidic circuit. The effect of the geometric configuration of the device on the switching mechanism was analyzed by the experiment with an enlarged model of the device for the various dimensions of three geometric variables, wall length, set-back of wall, and splitter distance. The switching control flow rate, switching control pressure, and switching time were discussed. A momentum theory applied to the flow in the device could be used to predict the condition of switching. The experiment includes flow visualization by the method of velocity profiles in the device during switching process and by the method of movie pictures of tracers.

The effects of load applied to the output port on the switching mechanism was investigated experimentally and theoretically. It is found that the higher the load, the larger the switching time, because the high back pressure derived from the load facilitates the switching of the jet.

The hypothesis of "Quasi-steady motion" had been applied to the jet behavior during the

switching process, because the transport time of fluid particles from the nozzle to the splitter is short compared to the switching time. The switching mechanism of a jet by the small rise time control flow shows the range of the ratio of the control pressure to the main supply pressure in which the hypothesis is acceptable. The switching time is decreased with increasing control pressure. A large control pressure reduces the effects of the opposite wall set-back on the switching of the jet.

The turbulent flow mechanism in the device was analyzed with numerical predictions. The computation was carried out with the finite difference method in conjunction with the k - ϵ turbulent model and the semi-implicit method for the pressure-linked equation. The computation procedure employed in this paper could define the boundary conditions definitively at the ports for input and output. The numerical solutions provide the velocity profiles, the pressure distributions, the turbulent energy distributions, and the energy dissipation rate distributions in the flow field. The switching flow rate obtained by the numerical computation was compared with those measured by experiment. It was found that the predictions closely simulated the flow mechanism during the jet switching in the device.

The advantages developed in this study is of benefit to the establishment of the optimized fluidic design procedure of the device with high accuracy.

目 次

第1章 序 論

1・1	側壁付着形流体素子	45
1・2	従来の研究	46
1・3	本研究の目的と本論分の概要	48
1・4	主な記号	49

第2章 噴流の切換え様式と流動機構及び素子の主要な形状因子が切換え特性に及ぼす影響

2・1	緒 言	53
2・2	実験装置及び実験方法	54
2・3	実験結果と考察	56
2・3・1	噴流の切換え過程における流動様式	57
2・3・2	素子形状が切換え流量に及ぼす影響	60
2・3・3	素子形状と切換えの様式の関係	62
2・3・4	噴流の切換えに要する時間と形状因子の関係	63
2・4	結 言	63

第3章 噴流の切換え過程におけるスプリッタの役割

3・1	緒 言	83
3・2	実験装置及び実験方法	83
3・3	理論的検討	85
3・3・1	噴流が付着壁から離れる過程におけるスプリッタの役割	85
3・3・2	噴流が側壁へ付着する過程におけるスプリッタの役割	98
3・4	結 言	109

第4章 負荷が噴流の切換え機構に及ぼす影響

4・1	緒 言	124
4・2	実験装置及び実験方法	124
4・3	実験結果と考察	126
4・3・1	定常付着噴流に及ぼす負荷の影響	126
4・3・2	噴流が付着壁から離れる過程に及ぼす負荷の影響	126
4・3・3	噴流が側壁へ付着する過程に及ぼす負荷の影響	126
4・4	理論的検討	127
4・4・1	出力通路の圧力	127
4・4・2	はく離の過程	128
4・4・3	付着の過程	128
4・5	負荷形発振器	128

4・5・1	実験装置及び実験方法	128
4・5・2	実験結果と考察	129
4・6	結 言	130
第5章 制御流の立上り時間と噴流の切換え機構の関係		
5・1	結 言	145
5・2	実験装置及び実験方法	146
5・3	実験結果と考察	146
5・3・1	切換えの流動様式	146
5・3・2	噴流の切換えに要する時間	147
5・4	理論的検討	148
5・5	結 言	152
第6章 数値実験による素子内部の流れの解析		
6・1	結 言	161
6・2	基礎方程式及びその差分化	162
6・2・1	基礎方程式	162
6・2・2	乱流モデル	163
6・2・3	差分方程式	164
6・2・4	場の圧力の計算	166
6・3	計算方法	168
6・3・1	解析領域	168
6・3・2	境界条件	168
6・3・3	不足緩和法	169
6・3・4	収束の判定	169
6・3・5	計算誤差	170
6・4	計算結果と考察	170
6・4・1	切換え過程における流れ場の数値解	170
6・4・2	切換え流量	172
6・5	結 言	172
第7章 結 論		180
付 録		
付録1	式 (3・94) の誘導	183
付録2	式 (3・107) の誘導	184
参考文献		186
謝 辞		190

第1章 序 論

1・1 側壁付着形流体素子

機械的可動部分を持たない流体制御機器として純流体素子が米国 Harry Diamond Laboratories において開発されてから20有余年が経過した。この間、基礎・応用の両面にわたって研究が進展し、現在ではフルイディクスの呼称が定着するとともに、シグナルプロセッシング・フルイディクス、パワーフルイディクス、フルイディクスセンサ、フルイディクスコンバータが実用素子として主要なものとなっている。純流体素子は二次流体の流れによって主流体の挙動を制御するという動作原理に基づいており、従って高温や腐食性の強い流体を制御する必要がある場合や外部から振動や電磁気等の擾乱が加えられる場合などの悪条件下でも安定した作動が期待できるという特徴、及び信号の検出から制御対象の駆動まで変換器を介さずに直接に動作・判断をすることができるという特徴を持っている。そこで、実用素子は、この特徴である耐環境性や信号の伝達経路の簡便さといった利点を生かし適所に利用されている。主な応用例はプロセス工業、航空宇宙工業、海洋機器、医療機械、その他の機械工業において見受けられる。

信号処理系用素子のシグナルプロセッシング・フルイディクスはデジタル型とアナログ型に大別される。前者のうち最も重要であり多用されているものは側壁付着形素子である。この素子の応用例として、液面制御装置、発振器、散水器、流速計などが報告されている。この素子の実用上の問題点としては、この素子同士あるいは他の形の素子を多段に組み合わせて使用する場合の組立技術の難しさ、電気素子に比べて信号処理の速度が遅いこと、効率が低いことなどが指摘されている。従って、これらの問題点を解決して、応答速度が速く、高効率の素子を開発することが求められている。この素子は素子内部において、動力源である主噴流を制御流で制御する動作原理を用いて、入力と出力の間に論理作用を行なわしめるものである。それ故、この二つの流れの挙動及び相互干渉が素子特性を決定する基本的要因となる。従って、最適形状の素子を設計するためには、素子内部の流動機構を解明するとともに、噴流の挙動と素子特性との関係を明確にしておくことが必要不可欠である。素子内部の流れは固体壁で囲まれた空間における流れ、すなわち拘束された流れであり、そのなかには、噴流の固体壁への付着、旋回運動、噴流同士あるいは噴流と固体壁との衝突といった複雑な現象が見られる。このことは、Navier-Stokes 方程式を用いて解析を行う際に方程式中の非線形項が重要な役割を果たすことに加えて、境界条件が複雑であったり不明瞭であったりすることを意味し、流動機構の解析を一層困難にしている。さらに素子の動特性は、噴流の移動という非常常運動によって支配されるものであり、素子内の流動機構の問題は流体力学の分野における未解決の問題と関わる部分が少なくない。以上の理由から、既に多数の研究報告があるにもかかわらず、素子の内部流れが十分に解明されたとは言いがたいのが現状である。

素子の特性としては入出力特性、出力特性、周波数特性、入力特性などが挙げられ、これらは利得、効率、応答性、他の素子との適合性に対応する。さらに回路の組立まで考えると、集積性や信頼性を挙げることができる。これらは素子の形状によって決まるものと、操作の条件によっても影響を受けるものがあるが、何れも噴流の挙動を制御することによって改善される

ものである。これらのうち、感度や応答性は主噴流の移行し易さを表し、効率は流路におけるエネルギー損失の指標となる。また、適合性は感度と効率の両者に深く関わり、ともに付着噴流の安定性の問題でもある。この中で特に応答性に着目し、入力信号に対応して出力が切換わる際に見られる入力-出力の関係や応答時間を素子の切換え特性と呼ぶ。切換え特性を支配する要因としては (1)閉空間内での噴流の挙動、(2)噴流挙動に及ぼす境界条件の影響、(3)噴流周囲の圧力場の非定常変化 等が考えられる。しかしながら、上記の素子特性の全てを検討することは極めて多くの時間と労力を要する。そこで、本研究では、何れの特性とも密接に関連している切換え特性を主に検討する。切換え特性に主眼を置くこの解析方法は素子特性を総合的に判断しようとする場合、極めて有効であると考えられる。

1・2 従来の研究

(1) 側壁付着形素子全般に関するもの

フルイディクスに関しては、これまでに数多くの研究が報告されており、研究動向を概観した調査報告もある^(1,2)。フルイディクスに関する研究の中でも側壁付着形素子を対象としたものが最も多く、側壁付着形素子の特性を総合的に把握しようとしたものには、木村⁽³⁾によるもの、清水⁽⁴⁾によるものなどがある。両者とも、静的な特性を主な検討対象として広範な実験を行うとともに、運動量理論に基づいて作成した理論モデルを用いて素子内部の流れを解明することを試みている。

素子の設計に際しては、素子形状と素子特性の関係についての知識が、直接必要となる。従って、この問題に関する研究は早くから行われているが、実物大試験素子を用いた試行錯誤による場合が多い⁽⁵⁾。門脇ら⁽⁶⁾は種々の形状、寸法の素子を用いて相似性を検討した。木村ら⁽³⁾は形状因子と素子特性について種々調査しており、そのほか土屋ら⁽⁷⁾、和田ら⁽⁸⁾のように設計への適用を目途としたものもあるが、いずれにしても形状、寸法に関する相似性を初めとして未解決の問題が多いため、現在のところ素子の最適設計にとって十分な資料は見受けられない。

(2) 側壁付着形素子内部の流動機構に関するもの

側壁付着形素子は入力信号の記憶機能を、噴流が近傍の固体壁にコアンダ効果により安定に付着する現象に依存している。従って、素子内部の流れの解明のためには付着噴流の特性を明確にする必要がある。噴流に関する研究⁽⁹⁾はもちろん、固体壁を境界の一部に持つ噴流についても既に多くの研究報告⁽¹⁰⁾が見受けられる。この中で側壁付着形素子に直接的に関係するものとしては次のようなものがある。Bourque と Newmann⁽¹¹⁾は乱流付着噴流について詳細に検討し、二つの理論模型を提唱した。この解析手法は、その後の側壁付着形素子内部の流れにしばしば適用されている。二次元乱流自由噴流の速度分布形についてはいくつかの報告があるが⁽¹²⁾、最も一般的なものは Goertler⁽¹³⁾によるものであり、素子内部流れの解析にも Sher⁽¹⁴⁾を初めとして最も数多く採用されている。素子内の付着噴流は自由噴流とは若干異なり、周囲の圧力場、流路の境界条件などの問題が付随する。Sawyer⁽¹⁵⁾は、Goertler の速度分布を表す式中に含まれている経験定数である拡散係数について検討を加えた。Levin と Manion⁽¹⁶⁾は素子内の流れの解析に適用できるよう Bourque の方法を拡張した。Kimura と Mitsuoka⁽¹⁷⁾は噴流両側の拡散係数の相違に留意して速度分布の非対称性を指摘し、和田と清水⁽¹⁸⁾は解析に際して噴

流両側の圧力差を考慮した速度分布を導入した。Perry⁽¹⁹⁾は、側壁と噴流の間の低圧循環流領域の圧力場の非一様性を考慮した解析を行った。速度分布形はノズル出口に近い部分と下流では異なり、ノズル出口近傍ではコア領域を考慮しなければならないことも指摘されている⁽³⁾。

制御流を加えた場合の付着噴流の挙動の解析においては、主噴流の偏向角を制御流の運動量と噴流両側の圧力差から求めたPeperone⁽²⁰⁾の解析法が基本的な手法となる。この方法を拡張・発展させたものとしてFoss⁽²¹⁾、Kimuraら⁽¹⁷⁾の研究がある。速度分布への諸因子の影響については和田と清水が調査し、綿密な測定に基づいて分布形を示す⁽²²⁾とともに、噴流の衝突による圧力上昇を考慮した計算法を示している⁽²³⁾。

噴流の挙動が十分に解明されていない時点では、噴流の切換え機構を静的現象の延長上において把握しようとする試みが為された。付着噴流の切換えにおける一般的な流動様式は、Muller⁽²⁴⁾、関ら⁽²⁵⁾が可視化の方法を用いて実験的に調査している。解析に当たっては何れも現象を準定常的運動として扱っている。切換えの様式に三つの型があることはKirshner⁽²⁶⁾らが指摘しており、Epstein⁽²⁷⁾、木村ら⁽³⁾、DrzewieckiとGoto⁽²⁸⁾は壁端切換えの場合を、関ら⁽²⁵⁾、和田ら⁽²⁹⁾、McRee⁽³⁰⁾は両壁付着切換えの場合を、小松原ら⁽³¹⁾はスプリッタ切換えの場合の噴流の挙動を解析している。一方、切換え現象における非定常性に着目した解析の試みもある。自由噴流の安定性に関する研究はBrown⁽³²⁾に始まるが、付着噴流の安定性に関係するものとしては鮎川ら⁽³³⁾の安定に付着している噴流に微小攪乱を加えた場合の解析、関ら⁽²⁵⁾の噴流の移動に際して圧力場の変動成分が噴流挙動に及ぼす影響を調べたものがある。素子内の噴流の切換えに関するものとしては、ステップ状に入力した場合の切換えに関するOzguら⁽³⁴⁾の研究、パルス状に入力した際の切換えに関する安部ら⁽³⁵⁾の研究がある。林ら⁽³⁶⁾は発振器内の流動機構の解析に関連して噴流挙動の非定常性の問題を扱っている。切換えの発生条件に関しては清水ら⁽³⁷⁾、木村ら⁽³⁾、Lushら⁽³⁸⁾、Mosesら⁽³⁹⁾によるものがある。

側壁付着形素子を使用する場合には多段結合させて利用する場合が多く、従って出力口において負荷が存在する。Bourqueら⁽⁴⁰⁾、木村ら⁽³⁾は負荷が付着噴流に及ぼす影響を検討し、さらに和田ら⁽⁴¹⁾、鬼頭⁽⁴²⁾は負荷が存在する場合の噴流の切換え機構を解析した。

素子内における噴流の三次元性に関する研究には、Fossら⁽²¹⁾、Holdemanら⁽⁴³⁾、町田ら⁽⁴⁴⁾等の境界層の存在が作り出す二次流れの影響について検討を加えたものがある。堂田ら⁽⁴⁵⁾は数値実験により素子内の流れを三次元流れとして解析している。また村尾ら⁽⁴⁶⁾は実用層流形比例素子の特性を検討し、使用しうる限界のアスペクト比を示している。

(3) 数値実験によって素子内流れを解析したもの

素子内流れを有限差分法あるいは有限要素法を用いて数値的に解析しようとする試みは、最初Chavez⁽⁴⁷⁾によって行われ、極めて簡単な急拡大流路の場合について解析方法が示された。伊藤ら⁽⁴⁸⁾は傾斜壁を持つ拡大流路内流れについて、加藤ら⁽⁴⁹⁾及び中山ら⁽⁵⁰⁾はスプリッタを持った素子形状流路における流れについて、いずれも層流を想定して有限差分法による数値実験を行っている。また、中村ら⁽⁵¹⁾は有限要素法を用いた計算を試みている。しかしながら、いずれも境界条件の設定方法に困難性があるため収束解が得られるレイノルズ数の範囲が小さく、実用素子の作動領域である高いレイノルズ数の領域では解が得られていない。定常状態の乱流の場合について荻野ら⁽⁵²⁾が $k-\varepsilon$ モデルを用いて近似的な解を得ているが、非定常状態及び素子形状が複雑な場合についてはこの方法は適用できない。切換えを扱ったものとしては極めて単

純化した形状の流路内における層流の場合を清水ら¹⁵³⁾が、傾斜壁を持つ形状ではあるが制御流がない場合について堀越ら¹⁵⁴⁾が試算しているが、いずれも実際の流れの条件とはかなり異なっている。従って数値実験によって得られる流動機構と実際の流れとはまだ多くの不一致な点を残しており、この方法が流体素子の設計法として主流を占めるには、効率的な計算法の開発と共に、経験値を援用した計算法を用いるなど、確度が高く、適用範囲が広い計算モデルの開発が必要である。

以上、従来の研究についての概観を述べた。側壁付着形素子の静特性、及び各因子と特性の関係については既にかかなりの研究成果が蓄積されたように見える。しかし、素子の動特性、切換え現象、各因子間の相互干渉については未解決の問題が多く、また、CAE/CADを目指す場合に有力な手法の一つと予想される数値実験法の開発については未だその端緒についたばかりと言っても過言ではない。

1・3 本研究の目的と本論文の概要

前節で述べたように、側壁付着形素子の特性はかなりの程度まで明らかにされてきている。しかしながら、解明されている特性は静特性や単純な形状の素子に関するものが大多数である。一方、素子設計の最適化のためには、実用素子に近い複雑な形状の素子内の流動機構の解明や内部流れの非定常性を考慮にいれた特性の解析が必要であるにもかかわらず、これらの問題は十分に明らかにされているとはいえない。そこで本研究は、側壁付着形素子の動作特性の基本的要因である素子内部の流動機構を流体力学的観点から解明する方法に基づいて、素子の諸特性が総合的に関連する切換え特性に主眼を置いた素子の特性解析を行い、素子形状や作動環境と切換え特性の関係を明らかにすることにより、最適形状素子の設計に資する理論的指針を得ることを目的とする。本論文は7章から構成されており、以下に各章について概説する。

まず第1章では、側壁付着形素子の原理と応用の現況について述べるとともに、側壁付着形素子の特性解析について、従来行われてきた研究の内容と動向について概説し、素子特性の未解明の部分を明らかにする。さらに、本研究の目的と研究の方針を明示するとともに、本論文の概要を述べる。

次いで、第2章では素子内流れの流動機構について総括的に検討を加える。特に、素子の幾何学的形状に基づく因子と切換え特性の関係について考察する。すなわち、主要な三つの形状因子である、側壁長さ、側壁のセットバック、およびスプリッタ距離が互いに影響する条件下で、切換え流量と切換え時間を測定し、従来明らかにされていなかった三つの因子が同時に影響を及ぼす場合の切換え機構を検討する。さらに、従来は拡散が激しいため難しいとされていた素子内の乱れた流れの可視化を行った結果を示す。これはポリスチロール粒子を流れに混入した水の流動様式を16 mm 映画に撮影したものである。また、熱線風速計からの大量のデータをパソコンを用いて処理することにより、従来全く報告されていなかった切換え過程における非定常流の速度分布を実測した結果について述べる。

第3章では噴流の切換え過程を、噴流が付着壁から離れる現象と反対壁へ付着する現象に分けて、実験的・理論的に検討を加える。従来、切換えの様式には三つの形のあることが指摘されているが、この中でスプリッタの作用に起因するスプリッタ切換えの機構については十分に

は明らかにされていない。そこで、運動量理論を適用した理論モデルに基づいて噴流の切換え機構におけるスプリッタの作用原理を解析し、スプリッタが噴流の切換え機構において果たす役割を解析する。

第4章では、素子が実際に操作される場合の出力口における負荷の存在を考慮して、切換え現象を噴流が付着壁から離れる過程と反対壁へ付着する過程に分けて考察する。そして、それぞれの過程において負荷の存在が噴流の切換え機構に及ぼす影響を実験的、理論的に解析する。また、負荷が素子の機能として取り入れられた例として負荷形発振器を取り上げ、二つの出力口にも大きな負荷が加えられた場合の素子内の発振機構を実験的に解析し、その結果を示す。

第5章では、従来から切換え機構を対象としたほとんどの報告が理論的解析の前提としている“準定常的現象”という仮定の検証を行っている。そのために、立上り時間が小さい制御流を加えた場合の噴流の切換え機構を検討し、準定常的現象とする仮定が適用できる素子の作動範囲を示す。

第6章では、数値実験によって素子内流れの解析を行っており、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルと有限差分法を用いて流体力学の基礎方程式の解を直接的に求め、素子内流れが乱流の場合の数値解を示すとともに、圧力の計算を取り入れた実際的な計算法を示し、素子内流れのシミュレーションを行う場合の技法を示す。また、数値解として得られた速度ベクトル分布、圧力分布を可視化写真及び実測した圧力分布と比較し、本計算法の有用性を示す。

第7章は、噴流の切換えに主眼を置いた、側壁付着形素子内部の流動機構と特性の関係についての総括を示す。

以上述べたように、本研究は側壁付着形素子の切換え特性を素子内流れの解析に基づいて解明する観点から、素子内の流動機構に対して実験的・理論的に検討を加えたものである。切換え特性の解明は側壁付着形素子の全般的な特性の改善にとって有用と考えられ、本研究は素子の最適設計にとって有益な資料を与えることができると考える。

1・4 主な記号

- a : 断面積 [m²]
- A : 差分係数 [式 (6・21)]
- AR : アスペクト比 = D_h/D_s
- C : 差分係数 [式 (6・17)]
- C_1 : 定数 [式 (6・14)]
- C_2 : 定数 [式 (6・14)]
- C_c : 縮流の割合を表す係数 [式 (3・48)]
- C_D : 定数 [式 (6・13)]
- C_p : 圧力係数 = $(P-P_\infty)/(\rho U_s^2/2)$
または = $(P-P_a)/(\rho U_s^2/2)$
- C_{p3m} : P_3 が最大の値を示す時の圧力係数 [式 (3・55)]
- C_q : 空洞係数 [式 (3・50)]

- C_μ : 定数 [式 (6・10)]
 D : 差分係数 [式 (6・17)]
 D_c : 制御ノズル幅 [m]
 D_d : 出力通路幅 [m]
 D_e : オリフィス設置部の流路幅 [m]
 D_g : オリフィス開口部の深さ [m]
 D_f : 側壁のセットバック [m]
 D_h : 出力通路の深さ [m]
 D_l : スプリッタ距離 [m]
 D_s : 主ノズル幅 [m]
 D_w : 側壁長さ [m]
 D_x : 側壁の上流端から側壁に沿って測った距離 [m]
 D_z : 出力通路入口から側壁に沿って測った距離 [m]
 F : 外力 [N]
 F_f : 発振周波数 [Hz]
 g : 噴流両側の圧力差を表す関数 [式 (5・2)]
 h : 水頭 [m]
 H : 水頭 [m]
 J_c : 単位深さ当たりの制御流の運動量フラックス [Kg/s²]
 J_d : 単位深さ当たりの出力通路内流れの運動量フラックス [Kg/s²]
 J_s : 単位深さ, 単位時間当りの主流の運動量フラックス [Kg/s²]
 J_o : 単位深さ, 単位時間当りの合成噴流の運動量フラックス [Kg/s²]
 k : 乱れエネルギー [N・m/Kg]
 k^* : 無次元乱れエネルギー = k/U_s^2
 K_1, K_2 : 定数 [式 (3・43), 式 (3・44)]
 K_3, K_4 : 定数 [式 (3・49)]
 m : オリフィスの開口比 = D_g/D_h
 p : 圧力 [Pa]
 p_a : 基準の圧力 [Pa]
 P : 圧力 [Pa] または差分格子の中心の位置
 Pe : ペクレ数 [式 (6・22)]
 P_c : 制御流の総圧 [Pa]
 P_{ci} : 主流と制御流の干渉域の圧力 [Pa]
 P_d : 出力通路内の圧力 [Pa]
 P_s : 供給圧 [Pa]
 P_∞ : 基準となる周囲の圧力 [Pa]
 ΔP : 噴流両側の圧力差 [Pa]
 ΔP_d : 発振器出力タンク弁の前後の圧力差 [Pa]
 q_s : 流量係数 [図4・2(b)]
 Q_c : 単位深さ当たりの制御流の体積流量 [m²/s] または [l/min・m]

- Q_{ci} : 単位深さ当たりの付着切換え流量 [m²/s]
 Q_{cr} : 単位深さ当たりの切換え流量 [m²/s]
 $Q_{c\infty}$: 単位深さ当たりの十分時間が経過した後の制御流量 [m²/s]
 Q_d : 単位深さ当たりの出力通路内を流れる流量 [m²/s]
 Q_e : 単位深さ当たりの巻き込み流量 [m²/s]
 Q_l : 発振器出力タンク弁を通過する流量 [m³/s]
 Q_r : 単位深さ当たりの逆流流量 (付着渦内へ逆流する流量) [m²/s]
 Q_s : 単位深さ当たりの主流の体積流量 [m²/s] または [l/min・m]
 r : 噴流中心線 (s 方向) に直角な方向に測った距離 [m]
 R : 曲率半径 (付着噴流の中心軸を円弧で近似したときの) [m]
 Re : 主流レイノルズ数 = $U_s D_s / \nu$
 Re_h : 出力通路レイノルズ数 = $U_d D_h / \nu$
 s : 主ノズル出口 (噴流原点) から噴流中心軸に沿って測った距離 [m]
 s_o : 主ノズル出口から仮想原点までの距離 [m]
 S : 生成項 ($S_u, S_k, S_g, S_\epsilon$)
 t : 時間 [s]
 T : 時刻
 T_c : 制御流が切換え流量に到達するまでの時間 [s]
 T_t : 噴流運動量の全てが出力通路へ流入するようになるまでの時間 [s]
 T_f : 発振器の周期に対応する時間 [s]
 u : 噴流中心線方向への速度成分 [m/s]
 u_c : 制御ノズル出口の流速 [m/s]
 $u_{c\infty}$: 十分時間が経過した後の制御流速 [m/s]
 u_i : i 方向の流速 [m/s]
 u_m : 流速 [m/s] [式 (3・60)]
 u_w : 側壁上の仮想的な流速 [m/s]
 u_o : 噴流中心軸上の流速 [m/s]
 U : x 方向の時間平均流速 [m/s]
 U_c : 制御ノズル内の平均流速 [m/s]
 U_d : 出力通路内の平均流速 [m/s]
 U_s : 主ノズル出口での流速 [m/s]
 U_x : 主ノズル中心軸方向の平均流速 [m/s]
 U_o : 噴流原点における平均流速 [m/s]
 v : r 方向または y 方向の速度成分 [m/s]
 V : y 方向の平均速度 [m/s]
 V_y : 主ノズル中心軸に直角方向の平均流速 [m/s]
 W : 単位深さ当たりの付着渦体積 [m²]
 x : 主ノズル中心軸方向の座標 [m]
 x_i : i 方向の座標 [m]
 X_r : 付着距離 [m]

- y : 主ノズル中心軸 (x 軸) に直角方向の座標 [m]
 y^+ : 壁レイノルズ数
 y_w : 壁に直角方向の壁からの距離
 Y : 側壁に直角方向の距離 [m]
 z : 出力通路入口から側壁に沿って測った距離 [m]
 z_i : 制御流系の管路のインピーダンス [$\text{kg/m}^4 \cdot \text{s}$]
 Z_d : 出力口オリフィスのインピーダンス [$\text{kg/m}^4 \cdot \text{s}$]

 α_r : 不足緩和係数 [式 (6・35)]
 α_0 : 側壁の傾斜角 $= 20^\circ = 0.349 \text{ rad}$
 α_1 : 主ノズル出口における噴流の偏向角
 β_1, β_2 : 角度 [図3.7]
 γ_s : 噴流がスプリッタと衝突する角度
 Γ : 拡散係数 [式 (6・15)]
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ関数
 ε : エネルギー散逸率 [m^2/s^3]
 ε^* : 無次元エネルギー散逸率 $= \varepsilon / (U_s^3 / D_s)$
 E : 定数 [式 (6・30)]
 ζ : 出力通路の損失係数 [図4・2(a)]
 η : 噴流中心軸に直角方向の無次元距離
 θ : 速度ベクトルが噴流中心軸または格子面となす角度
 κ : カルマン定数 [式 (6・32)]
 λ_p : 圧力回復係数 [式 (3・64)]
 μ : 粘性係数 [$\text{Pa} \cdot \text{s}$]
 ν : 作動流体の動粘度 [m^2/s]
 ν_e : 有効動粘度 [m^2/s]
 ν_t : 乱流動粘度 [m^2/s]
 ρ : 作動流体の密度 [Kg/m^3]
 σ : 巻き込み係数 (添え字 r, l は噴流の右側, 左側を表す) [式 (3・4)]
 σ_k : 係数 [式 (6・11)]
 σ_ε : 係数 [式 (6・12)]
 τ : 時間 [s]
 τ_w : 壁面摩擦応力 [N/m^2]
 ϕ : 格子点におけるスカラー関数値 [式 (6・15)]

添え字

- e, w, n, s : 図6・1に示す格子点
 E, W, N, S : 図6・1に示す格子点
 $-$: 時間的平均値
 $'$: 変動成分

第2章 噴流の切換え様式と流動機構及び素子の 主要な形状因子が切換え特性に及ぼす影響

2・1 緒 言

側壁付着形素子の特性を解析する方法として、通常の機器の特性解析の場合と同様に二つの方法が考えられる。第一は素子の外部に現れる入力と出力の関係を示す特性のみを対象とする方法である。この方法は既存素子の特性解析、あるいは素子同士の結合における問題を取り扱う場合には有効な方法である。しかしながら、外部に現れる性質からのみ素子の特性を把握する方法は、素子の設計のための資料としては十分な設計情報を与えるものではない。第二は内部の機構を対象とする方法であり、構造と特性の関係が明確でないため設計の基準が確立していない機器に対して普遍的な設計原理を得るために用いられる方法である。本研究は素子の最適設計に有益な資料を得ることを最終の目標とするものであり、従って後者の見地に立つものである。

可動部分を持たない側壁付着形素子の内部機構を解明することは、とりもなおさず素子内部の流動機構を解明することである。一方、素子内部の流動機構を把握するにも二つの見方が考えられる。一つは内部流れを拘束された空間における噴流の挙動とする見方であり、他は内部流れを断面が変化する流路における流れとする見方である。流れ場全体の様相を把握するには後者の方が有利と思われるが、内部流れの状態が時間的に変化する場合には前者の見地に立つ方が解析方法が容易である。本研究は後述するように切換え特性など時間的変動を含む素子の特性解析を主眼とするものであり、第6章以外は主として前者の見地に立つ解析方法をとる。

側壁付着形素子の切換え特性を素子内部の流動機構から解析する見地に立つ場合には“噴流の切換え”なる術語を使用する。噴流の切換えに三つの様式があることは Kirshner⁽⁵⁴⁾ が指摘しており、それらは一般に壁端切換え、反対壁切換え（または両側壁付着切換え）、及びスプリッタ切換えと呼ばれているが、各形式の切換え過程における流動機構が十分に解明されているとは言い難い。そこで、本章では、流れの可視化や熱線風速計による流速測定、及び圧力分布測定に基づいて統一的に各過程における流動機構を調べる。内部流れの機構は素子形状によって異なると予想されるため、素子特性を流体力学的観点から解析しようとする従来からの多くの研究には形状因子と素子特性の関係に関するものが多い⁽⁵⁵⁾。側壁付着形素子の形状を特徴付ける主なものは主ノズル幅、制御ノズル幅、スプリッタ距離、側壁長さ、側壁傾斜角、側壁のセットバック、及びアスペクト比である。これら因子と素子特性の関係を調べたものとして、側壁長さが定常付着噴流の付着距離に及ぼす影響について報告した松宮ら⁽⁵⁶⁾によるもの、また、Bourque⁽¹¹⁾が側壁の傾斜角と付着距離の関係を実験的に調べ、運動量理論に基づく理論モデルを用いて付着距離を計算し、噴流が安定して付着する限界を求めたものがある。また、Kirshner ら⁽⁵⁷⁾はセットバックと付着距離の関係を求めている。さらに、これらの因子のうち二つが影響する場合としては、和田ら⁽⁵⁸⁾がスプリッタ距離と側壁長さ、あるいは傾斜角を取り上げて特性との関係を実験的に調査している。

一方、素子の内部流れを観察した研究も多く、可視化の方法としては油膜法、タブ法、塩化アンモニウム白煙法、固体粒子トレーサー法などが用いられた。観察した噴流の挙動に基づい

て切換えの発生条件を求めようとする研究は、切換えも含めて全体的に検討した Muller⁽²⁴⁾ に始まる。Sher⁽¹⁴⁾ は静的切換えについて検討し、Lush⁽⁵⁹⁾ は壁端切換えについて付着渦の破壊を考慮した計算法を示すとともに、切換えの発生は付着流線が壁端に到達した状態になる時とした。Epstein⁽²⁷⁾ はこれを拡張し、計算に際して壁端における付着渦内へ流入する流れの抵抗を考慮した。Moses⁽³⁹⁾ は、実験結果に基づいて幾何学的条件を定義することにより反対壁切換えの場合の切換えの発生を計算した。Kimura ら⁽⁶⁰⁾ や Wada ら⁽⁶¹⁾ は噴流が壁に付着する条件を求めるために、噴流と壁との間の距離と圧力の関係に基づく計算モデルを作成し、この方法によって求めた付着の条件が、スプリッタの影響を考慮しなくてよい場合には有効であることを示した。一方、切換え過程における素子内の速度分布を求めることは、内部流れを解析するためには極めて有効な方法と考えられるにもかかわらず、噴流中心軸が移動するという複雑な非定常流れを測定しなければならないという実験手法の煩雑さのために、速度分布に関する報告例はこれまでに全く見られない。本研究では、熱線風速計とパソコンを組み合わせることにより大量の測定値の処理を自動化する装置を製作し、非定常流れの速度分布を求めることを試みた。この結果は、従来の可視化法によるものとは異なって、素子内の流れの速度ベクトルを直接定量的に示すことができ、素子特性の解明に対してより有用な資料を提供できるものとする。

以上のように素子内の流れと各形状因子の関係についてはある程度明らかにされているものの、実際の素子を検討対象とする場合には主要な因子の全てが同時に作用する条件下での流れと形状の関係を明らかにする必要がある。しかしながら、この点に関してはまだ十分な研究が見られない。そこで本章では、主要な因子のうち特に重要であると考えられる側壁長さ、側壁のセットバック、スプリッタ距離の三つを取り上げ、これら因子が同時に作用する場合の因子と素子内部の流動機構の関係を、噴流の切換えに主眼を置いて解析する。さらに、噴流の切換えが発生する条件と形状因子の関係についても検討する。ここで使用する供試素子模型は形状を極めて単純化した拡大模型である。拡大模型を用いて素子内の流動機構を検討する場合の相似則については門脇ら⁽⁶⁾ の実験的研究があり、本実験に使用した素子模型も相似則の成立する範囲内で製作してある。

2・2 実験装置及び実験方法

(1) 実験装置

実験装置全体の構成を図2.1に示す。実用素子は空気で作動させることが多く、その場合の論理形素子の主流流速の設定範囲は数十 m/s 以下である。これは、これ以上に大きな流速ではエネルギー消費量が大きすぎて実用的価値が失われる⁽⁶²⁾ こと、また音速に近い流速になると付着噴流の切換えが動作しにくくなる⁽⁶³⁾ ことなどのため、供給圧をそれ程大きくできないことが理由である。従って、実用素子においては流体の圧縮性が素子特性に及ぼす影響は比較的小さいと考えられるので、本研究でも流動機構の全般的特性を把握するための実験では圧縮性を除去し現象を単純化して把握するため、作動流体として水を用いた。一方、素子内流れの速度分布を測定する場合には、実験の便宜上、作動流体として空気を用いた。なお、実験用素子模型は主ノズル中心軸が水平になるように設置されており、作動流体が水の場合でも重力の効果は素子内においては一様である。水はオーバーフローで水位を一定に保った水槽①から供給され、流量調節弁②、浮子式流量計③を経て、実験用素子④の主流供給口に到る。素子の出力口は素

子中央面から430 mm に水位を一定に保ったオーバーフロータンク⑤に接続されている。これによる背圧は、素子内の流れに一定の圧力を加え、流動を安定させる作用をする。素子の両出力口を単一のオーバーフロータンクに接続しているため、片方の出力口からの流出流がタンク内に流れをつくる場合には他方の素子出力口を通して素子内の噴流挙動に影響することも予測されるので、タンク容量を十分に大きくした。制御流は水槽①から流量調節弁⑥、浮子式流量計⑦、電磁弁⑧を経て実験用素子の制御口へ供給される。また、作動流体として空気を用いる実験の場合には、図2.1に破線で示すように送風機を用いて主流と制御流の供給口へ空気を供給し、出力口は大気へ開放した。

実験用素子の詳細を図2.2に示す。同図(a)は全体を、同図(b)は主要部を示す。素子形状は実用素子の形状を極めて単純化したものである。透明なアクリル樹脂製であり、主ノズル幅 D_s は10 mm、ノズル出口の直線部の長さは20 mm、ノズル壁は正弦関数を基本とする形状である。主流供給口内の大きな乱れを除去し、一様な乱れを作るためノズル上流に整流格子⑫を設置した。制御ノズル幅 D_c は主ノズル幅と同じく10 mm とし、直線部分の長さは50 mm である。制御流を操作しない方の制御流路は制御口上流で閉鎖した。ノズルのアスペクト比 AR は5であり、堂田らの報告⁽⁶⁴⁾から推論して、流れは近似的に二次元流れとみなしうる。側壁傾斜角 α_0 は実用素子に準じて 20° とした。スプリット距離 D_l 、側壁長さ D_w 、側壁のセットバック D_f は可変とした。この三形状因子を変化させる範囲を表2.1に示す。

一般に、実用素子は主ノズル幅を代表寸法、主流流速を代表速度とする主流レイノルズ数 ($Re = U_s D_s / \nu$) で 2×10^4 の近辺で使用される。そこで、本章の実験条件を $Re \doteq 2 \times 10^4$ に固定する。すなわち、作動流体が水の場合は、 $U_s = 2$ m/s、空気の場合は28 m/s である。ただし、噴流の切り換えにおける流動機構が実験条件の近辺で主流レイノルズ数にほとんど依存しないことを、切換流量 (2・3参照) とレイノルズ数の関係を調べることによって確認した。詳しくは、2・3・2(1)で述べる。

(2) 流れの可視化及び流速測定

作動流体が水の場合には固体粒子を流れに混入して可視化し、流れのパターンを把握するとともに、さらに作動流体に空気を用い熱線風速計で速度を測定した。固体粒子によるトレーサー法は素子内流れのように攪拌による混合作用と時間的変動が激しい流れに対しては効果的な方法である。ここでは、ポリスチロール粒を主流に混入し、その軌跡を16 mm 映画フィルム、ビデオフィルム、35 mm カメラフィルム上に映像として記録した。ポリスチロール粒の平均径は1.2 mm、平均比重は1.03である。混入割合は体積比にして作動流体の0.5%以下としたので、Ayukawa⁽⁶⁵⁾の経験値から推測して流動機構への影響は小さいと判断される。この方法によって得られる映像から流体の速度など定量的な測定を行うことは困難であるが、流れ場全体の概観を定性的に把握することが可能である。撮影速度は16 mm 映画は48 FPS、ビデオは30 FPS であり、電磁弁の開閉時期はネオンランプと同期させて映像上へ記録した。一方、作動流体が空気であり、熱線風速計で速度を測定する場合には、素子上面の壁面に主ノズル中心軸方向に10 mm 間隔、軸に直角方向に2 mm 間隔でプローブ挿入孔を設け、直径 $5 \mu\text{m}$ 、長さ1 mm のタングステン線を測定部に持つ熱線風速計により測定して、速度分布図を求めた。なお、切換えの過程における平均速度を測定する場合には10 ms 毎に測定し、その前後30 ms の平均値をとった。

(3) 圧力分布測定

作動流体として水を用いた実験においては、切換えの過程を詳しく検討するために、流れの可視化に加えて、壁上の圧力を測定した。図2.2(c)に圧力測定孔の位置を示す。すなわち、側壁には流れ方向に10 mm 間隔で、スプリッタの先端部近くには3ヶ所、底面上には10 mm 間隔の格子の結節点上に直径1 mm の圧力測定孔を設け、静圧を測定した。また、スプリッタ先端部から5 mm 下流に受流口が位置するように外径2 mm 内径1 mm の総圧管を設け、噴流がスプリッタに衝突する際の圧力信号を検出した。非定常な圧力の測定には半導体式拡散形圧電変換器を用いた。圧力検出部、導圧管、変換器取付部が構成する圧力検出管路は圧力の時間的変動に対して応答に遅れが出る。そこで、自作の較正装置を用いて、類似の圧力測定管路系の応答遅れを測定した結果、スプリッタ先端部に取り付けた総圧管路系の時間遅れが最も大きく1.3 ms であった。しかし、これは噴流の切換えには500 ms 以上を要することから判断して無視できる大きさであると考えられる。圧電変換器で電気信号に変えられた圧力の測定値は、増幅器を経てA/D 変換の後デジタル記録計に一旦保存され、マイクロコンピュータで統計的に処理される。切換え過程の側壁上の圧力分布の測定は $D_f/D_s = 1$ の場合にのみ行った。なお、底面上の圧力の測定は水柱マンオメータを用いて定常状態においてのみ行った。噴流の移行は非定常の流動現象であるため、切換え現象の再現性に関しては十分考慮する必要がある。そこで、圧力測定にあたっては同一条件の実験を3回繰り返し、その測定値を加算平均した。さらに圧力測定値信号の重畳変動成分が15~20 Hz であることを考慮し、測定時刻の前後各25 ms の値を時間平均することにより値を平準化した。

(4) 制御流

切換時間を測定するためには予め調べてある切換えに必要な一定の制御流を印加するが、その制御には常時閉・励時開型の電磁弁を用いた。作動流体に水を用いる実験の場合、この電磁弁の開閉に要する時間を実測したところ86 ms であった。一方、制御ノズルの直線部と絞りの交点から下流10 mm の位置に外径2 mm , 内径1 mm の総圧管を設置するとともに、底面上で静圧を測定して制御流量の時間的変化を求めた。その結果、経時変化は次の章の図3.2に示すものとほぼ同様であり、制御流流速が最終制御流流速の63%になる時間をもって時定数とすれば、本章の実験で $D_f/D_s = 1$ の場合に、0.3 s であった。第5章で詳しく述べるように、この程度の緩やかな増加割合の場合には、切換え過程の流動機構は準定常的变化とみなしうる。なお、 $Q_{\infty}/Q_s = 0.8$ ($Q_{\infty} = 1.6 \times 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}$) で実験を行った。較正実験によれば総圧管の応答時間遅れは5 ms 以下であり、制御流が変化する時間に比べ無視しうる範囲内にあることを確かめた。また、空気を作動流体とする場合に制御流の時定数を求めたところ約73.2 ms であった。従って、この場合も準定常的变化と見なし得る。

なお、固体粒子の混入により圧力場が影響を受けるのを防ぐため、切換流量の測定、可視化、圧力分布測定の実験はそれぞれ別個に行った。

また、本章のいずれの実験においても、制御流を印加しない側の制御口は制御口のすぐ上流を弁で閉鎖している。

2・3 実験結果と考察

噴流の切換えの様式に壁端切換え、反対壁切換え、及びスプリッタ切換えの三様式があることが指摘されている⁶⁶⁾ことは既に述べた。それらの様式の定義はまだ明確ではないものの、およそ次のように区分されている。

壁端切換えとは、噴流の移動にともなって増大する付着渦の下流端が付着壁の下流端に到達したときに、下流から渦内へ流入する流れが生じるために付着渦が破壊され、噴流が付着壁から離れて反対壁へ付着する様式である。

反対壁切換えとは、制御流の流入によって中心軸が湾曲した噴流が付着壁の反対側の壁との間に低圧の循環流域を形成するため、そちら側の渦内圧力が低下し、噴流が引き寄せられて切換えが発生する様式である。従って、過程の途中で両側の壁に付着している状態が存在する。

スプリッタ切換えとは、噴流がスプリッタによって分流される状態で切換えが引き起こされる様式である。

ここでは、まず、(i)三つの切換え様式の代表的な例とみなしうる場合の流動機構を写真とビデオの観察及び圧力分布測定に基づいて説明する。次いで、(ii)切換え特性として、素子内の流動機構と密接に関連している切換え流量と切換え時間を取り上げる。通常、切換え流量とは付着噴流が移動し、二つの出力口における出力が等しくなる時点での制御流量と定義されている。しかしながら、本研究では、付着噴流を付着壁から離脱させ反対壁へ付着させるために必要な最小限の制御流量を“切換え流量”と呼ぶことにする。一般には、この制御流量で噴流の付着壁からの離脱と反対壁への付着が同時に起こる。なお、側壁長さが短い場合には、噴流が付着壁から離脱するに要する切換え流量だけでは付着壁から離脱した噴流は反対壁には付着せず、スプリッタに衝突しながら流路中央付近に位置して中立状態で発振する。この状態から噴流を反対壁へ付着させるためにはさらに大きな制御流が必要である。この制御流量を“付着に要する切換え流量”と呼ぶことにする。なお、空気を作動流体とする場合には切換え流量または切換え圧力（制御口における総圧）が特性表示に使われるが、作動流体が液体の場合には圧力よりも流体の慣性力が噴流の移動に大きな意味を持つと考えられるので、ここでは主として切換え流量について考察する。

2・3・1 噴流の切換え過程における流動様式

(1) 反対壁切換え

反対壁切換えの場合の流れを可視化した写真を図2.3に、図2.3の各状態にほぼ対応していると考えられる時刻における流動の見取り図と側壁上の圧力分布を図2.4に示す。これらの図は、素子形状が側壁長さ $D_w/D_s = 12$ 、セットバック $D_f/D_s = 1$ 、スプリッタ距離 $D_l/D_s = 12$ で、主流レイノルズ数 $Re (= U_s D_s / \nu) \cong 2 \times 10^4$ 、制御流量と主流の比 $Q_{\infty}/Q_s = 0.8$ の場合の結果である。ここで Q_s は主流の体積流量、 Q_{∞} は十分時間が経過した後の制御流量、 U_s は主ノズル出口における流速、 ν は作動流体の動粘度である。図2.4の縦軸は噴流動圧で無次元化した側壁上の圧力 $C_p = (P - P_{\infty}) / (\rho U_s^2 / 2)$ 、横軸は主ノズル幅 D_s で無次元化した壁面に沿って計った距離 D_x/D_s である。また、制御流を加え始めてからの時間は D_s と主流流速 U_s で無次元化し、 tU_s/D_s として表す。ここで、 P は壁上の圧力、 P_{∞} は主流も制御流も加えないときの静水の圧力であり、出力口の圧力もほぼこの値に等しい。 ρ は流体の密度である。なお、圧力測定においては P_{∞} を基準とする。図中●は右側壁上、○は左側壁上の圧力分布を示す。スプリッタ先端部の静圧は■及び□で表示し、以後の図も含め、スプリッタ距離が側壁長さより小

さい場合には D_x/D_s がスプリッタ距離に相当する位置に、またスプリッタ距離が側壁長さより大きい場合には D_x/D_s が壁端に相当する位置にそれぞれの値を示した。流れを可視化した写真は毎秒48コマの撮影速度であるため、正確には側壁上の圧力分布図に対応していない。

無次元時間が $tU_s/D_s = 0$ で示す状態は制御流が加えられていない時であり、噴流は安定に側壁に付着している。右側壁の $D_x/D_s \cong 5$ 付近で圧力は最も大きな値を示すが、これは噴流の中心部がこの近辺で側壁と衝突していることを意味している。この状態を観察の始点とする。なお、噴流が側壁と衝突した後、壁面上で上流へ向かう流れと下流へ向かう流れに分流する点を付着点あるいは再付着点と呼び、側壁の上流端からこの付着点までの距離を付着距離または再付着距離と呼ぶことにする⁽¹¹⁾。右側制御口から制御流を印加すると、 $tU_s/D_s \cong 12$ ($t \cong 0.15$ s) で切換流量に達する。このとき、 $D_x/D_s = 2$ 付近の圧力が制御流印加前に比べてやや回復し、噴流の付着点は $D_x/D_s = 6$ 付近まで移動する。一方、左側壁上の圧力分布は制御流を印加する以前のものと同様に壁面上いたるところでほぼ基準圧に等しく、分布は一様となっている。 $tU_s/D_s \cong 53$ ($t \cong 0.26$ s) になると噴流と側壁とによって囲まれる渦領域はかなり大きくなり、噴流の付着点は $D_x/D_s = 9$ 付近まで下流側に移動する。このとき、噴流と側壁とで囲まれる渦領域は大きな負圧を示す。 $tU_s/D_s \cong 75$ ($t \cong 0.37$ s) になると噴流の一部が左側壁の $D_x/D_s = 2$ 付近に付着する。このため主ノズルに近い左側壁上に壁と噴流とで囲まれる渦領域が形成され、主ノズル近傍の左側壁上の静圧は急に低くなる。一方、右側壁上においても、まだ噴流は $D_x/D_s \cong 9$ 付近に付着しており、噴流と右側壁との間で大きな渦を形成する。 $tU_s/D_s \cong 85$ ($t \cong 0.43$ s) においても、 $tU_s/D_s \cong 75$ の場合と同じく噴流は左右両側壁に付着しており、付着点もほとんど移動していない。しかし、スプリッタ先端右側壁上の静圧が最も低い値を示し、左側壁上では $D_x/D_s = 3 \sim 6$ の範囲で圧力が高くなる。これは、噴流が制御流によって左方向に移動し、噴流の巻き込みに対してそれに相当する供給を壁が制約するため、その領域の圧力が低下すること、すなわち噴流が左側壁上 $D_x/D_s = 3 \sim 6$ の位置及びスプリッタ右側先端部まで移動したことを意味する。 $tU_s/D_s \cong 99$ ($t \cong 0.49$ s) になると、噴流はかなり左側にふくらみ下流でも左側壁に付着し始める。このとき、噴流がスプリッタによって分流されるため、右側壁上では、壁端に達する前に噴流の壁からの離脱が起こる。 $tU_s/D_s \cong 107$ ($t \cong 0.53$ s) では、右側壁から噴流が離脱したため、噴流と右側壁の間の渦領域には下流から流体が流れ込み圧力が回復する。このとき、噴流の大部分は左側出力口に流れ込むようになる。 $tU_s/D_s \cong 129$ ($t \cong 0.64$ s) では、噴流は完全に左側出力口に流れ込み、渦領域は完全に消失する。その後 $tU_s/D_s \cong 203$ ($t \cong 1.01$ s) 付近で、噴流は左側壁に安定に付着して流れる。

側壁長さが比較的短く、スプリッタがない場合の反対壁切換えでは、切換え過程はスプリッタがある場合とほぼ同様であるが、噴流の偏向を妨げるものがないため、噴流の切換えは噴流の付着点が壁端に達するまで起こらない。

反対壁切換えの特徴は、切換え過程において噴流が両側壁に付着していることであり、そのときに見られる渦領域の負圧はかなり大きい。そのため、切換流量は壁端切換えの場合に比べて大きくなっている。

(2) 壁端切換え

壁端切換えが発生するとみられる素子形状である無次元側壁長さ $D_w/D_s = 4$ 、無次元セットバック $D_f/D_s = 1$ 、無次元スプリッタ距離 $D_l/D_s = 10$ の場合の切換え過程の写真を図2.5

に、また側壁上の圧力分布を図2.6に示す。

制御流が加えられていない状態で主噴流は右側壁の $D_x/D_s = 4$ (壁端付近) に付着している。この付着位置は前項で取り上げた側壁長さが比較的大きい条件よりも距離が D_s 程度上流に位置する。この現象は有限長側壁が付着噴流の付着距離を短くする効果として知られている⁽⁵⁶⁾。この状態で制御流を加えると、 $tU_s/D_s \doteq 3$ で制御流量は噴流を付着壁から離脱させるに必要な流量に達する。このとき、前項で取り上げた反対壁形の切換えと同様に右側壁上の圧力が基準圧近くまで回復する。左側壁上の圧力分布は制御流を印加し始める前と同じであり、圧力はほぼ基準圧に等しく、分布は一様となっている。その後、 $D_x/D_s = 3$ 付近の圧力は時間 $tU_s/D_s \doteq 39$ ($t \doteq 0.19$ s) まで下がり続ける。これは、噴流がこの時間まで壁端に付着していたことを示す。このように、付着流線が壁端に達しても噴流はすぐには離脱しない。噴流が壁端から離脱すると、噴流と右側壁との間にあった渦領域に下流から流体が流れ込み、以後の圧力は次第に周囲圧力に回復する。このとき、左側壁上の圧力はほぼ基準圧を保ち、壁に沿うような分布は制御流を印加する前と同じである。噴流が右側壁を離脱した後、 $tU_s/D_s \doteq 67$ ($t \doteq 0.34$ s) 付近で初めて下流側の左側壁上の圧力が負圧に転じる。さらに時間が経過すると、噴流は左側壁に近づくため左側壁上流部の静圧も下がり、右側壁上の圧力の回復と相まって、噴流は次第に左側壁に付着していく。

(3) スプリッタ切換え

スプリッタ切換えが発生する形状である側壁長さ $D_w/D_s = 12$ 、セットバック $D_f/D_s = 1$ 、スプリッタ距離 $D_l/D_s = 4$ の場合の噴流の切換え過程の写真を図2.7に、側壁上の圧力分布を図2.8に示す。

$tU_s/D_s = 0$ では、主噴流は右側壁の $D_x/D_s = 3$ 付近に安定に付着している。この付着距離は、スプリッタがなく側壁が十分長い場合に比べて、 $2D_s$ 程小さくなっている。これは、スプリッタが噴流を抑制しているためである⁽⁶⁷⁾。制御流を増加してゆき、 $tU_s/D_s \doteq 5$ ($t \doteq 0.02$ s) で切換流量に達する。このとき、噴流の付着点は下流に移動するが、反対壁切換えのように付着点付近で圧力の極大値が明確に現れない。これは、スプリッタの噴流抑制によって付着噴流の曲率半径が大きくなり、側壁への衝突角が小さくなるためと考えられる⁽³⁰⁾。さらに制御流を加えていくと $tU_s/D_s \doteq 63$ ($t \doteq 0.31$ s) で、制御流により左側にふくらんだ噴流の一部がスプリッタにより分流される。このとき、噴流はまだ下流部において右側壁に付着しているが、制御流の増加とともに噴流は壁端で側壁から離脱し、スプリッタに沿って流れるようになり、ほとんど同時にスプリッタ先端の総圧管が示す圧力が最大となる。 $tU_s/D_s \doteq 69$ ($t \doteq 0.34$ s)、 $tU_s/D_s \doteq 91$ ($t \doteq 0.45$ s) で、噴流は左側壁上の $D_x/D_s = 3$ 付近に付着し、 $D_x = 4D_s \sim 8D_s$ の近辺に渦領域が出来る。このとき、噴流の上流部はまだスプリッタ左壁に付着しており、右側壁上の圧力は、まだ基準圧に回復していない。 $tU_s/D_s \doteq 127$ ($t \doteq 0.63$ s) では、左側壁上の噴流付着点は $D_x/D_s = 3$ 付近まで移動し、スプリッタから噴流が離れて左側壁に沿って流れるようになる。

(4) 切換え過程における速度分布

切換え過程における速度は大きさも方向も時間的に変化するため、本実験のようにI型プローブを用いる熱線風速計では速度はベクトルとしては測定できない。そこで、主ノズル中心

軸方向の平均流速 U_x のみを測定した。なお、 U_x の向きは水を用いた可視化の写真とビデオの映像を参照して決定した。熱線が流れに直角な方向と角度を持って設置されている場合、測定値はその角度の方向余弦の成分を示す。そこで、この誤差を補正するため較正実験を行うとともに方向の誤差が 1° 以内になるように取り付けた。なお、流速の測定値の補正方法としては、I形プローブを使用する場合に一般に用いられている回転プローブ法⁽⁶⁸⁾ をここでも採用した。測定は全て $Re \doteq 2 \times 10^4$ の条件で行ない、制御流は $U_{c\infty}/U_s = 0.43$ で一定とした。2・3・3で述べる三つの切換えの様式に対応する U_x の分布を図2.9に示す。分布図は10 ms 毎のものである。図中黒丸印は細い実線で示す位置における速度を示し、細い実線からの距離が速度の大きさを表している。図(a)は反対壁切換えの場合のものであり、 $tU_s/D_s = 196$ が切換え流量に相当する状態である。左側壁との間に付着流線が生じているかどうかは確かでない。図(b)は壁端切換えの場合のものであり、 $tU_s/D_s = 84$ が切換え流量に相当する状態である。しかし、 $tU_s/D_s = 168$ までは付着渦は壁端に到達していない。図(c)はスプリッタ切換えの場合であり、 $tU_s/D_s = 168$ が切換え流量の状態である。左側壁との間に循環域が形成されているかどうかはこの図からは判断できない。以上のようにこの図からだけでは流動機構を解明することはできないが、従来、素子内の非定常流れを対象として速度分布を測定した報告は皆無であることから、今後の研究に有用な資料を提示することができたと考える。

2・3・2 素子形状が切換え流量に及ぼす影響

(1) 切換え流量とレイノルズ数の関係

一般に、切換え流量と主流量の比 Q_{cr}/Q_s は、主流流速にほとんど依存しないことが知られている。本研究の実験範囲でもこの特性が成立していることを確認するため、三つの切換え様式の代表的な場合について主流流速を種々に変えて切換え流量を測定した。測定結果を図2.10に示す。切換え流量は主流量 Q_s で、セットバック D_f 、側壁長さ D_w 、スプリッタ距離 D_l は主ノズル幅 D_s でそれぞれ無次元化して表示してある。実用素子が $Re \doteq 2 \times 10^4$ 前後で使用されることが多いことを考慮して、 Re が $1 \times 10^4 \sim 3 \times 10^4$ の範囲で切換え流量を測定した。 Q_{cr}/Q_s は Re が大きくなる場合にはやや減少する傾向にあるものの、その減少割合は小さく、 Re への依存性は小さいことが分かったので、以下の実験はすべて $Re \doteq 2 \times 10^4$ の条件でのみ行った。

(2) セットバックが切換え流量に及ぼす影響

側壁のセットバックと切換え流量の関係を、側壁長さをパラメータにして、スプリッタ距離が 4, 8, 12 D_s の場合を例にとり図2.11に示す。一般にセットバックが大きくなると噴流の付着点は下流に移るため、切換え流量は減少する。しかし、側壁長さが長い場合には Q_{cr} は $D_f = 1 \sim 2$ の範囲で極大値を持つ。この極大値を示す範囲は D_w 、 D_l によって多少異なることから、噴流と側壁の衝突角及び2・3・1で述べたスプリッタ先端部の低圧渦の影響を受けると考えられ、従って側壁の傾斜角や出力通路幅にも関係する⁽⁶⁹⁾ と推測されるが、本研究の実験値からだけではそれら因子間の関連性を明確にすることはできなかった。なお、図中に破線で示した値は前述した“反対壁への付着に要する切換え流量”である。

(3) スプリッタ距離が切換え流量に及ぼす影響

切換え流量とスプリッタ距離の関係を図2.12に示す。 $D_l/D_s = 4$ の場合の切換え流量（この場

合は付着壁から離れるに要する制御流量)は測定器の計量可能範囲以下であるか、あるいは当初から付着しないかであって測定できない場合があった。また、切換えに要する制御流の総圧 P_c を切換え圧力とし、主流の総圧である供給圧力 P_s との比 P_c/P_s とスプリッタ距離の関係を図 2.13 に示す。一般に D_l が大きくなると切換え流量は増加する。ところが、 $D_f/D_s = 1$ の場合には、 $D_w/D_s \geq 12$ では Q_{cr}/Q_s は極大値を持つ曲線を描く。これは、 D_l が小さい範囲ではスプリッタによる分流が切換えの主因となるため、噴流の切換えに大きな制御流を要しないが、 $D_l/D_s \geq 8$ では噴流の移動に対してスプリッタ先端部の低圧領域が影響するため、スプリッタによる分流作用の効果が抑制され、大きい Q_{cr} を要することを意味している。しかし、 $D_f/D_s \geq 2$ になると出力通路幅が大きくなるため、スプリッタ先端部の低圧領域の負圧がそれほど大きくなり、低圧域が噴流移動に及ぼす影響も小さくなって、 $D_f/D_s = 2$ の $D_w/D_s = 24, 31$ の場合を除いて、スプリッタによる分流効果が相対的に大きくなる。そのため、 Q_{cr}/Q_s 曲線は極大値を持たず D_l/D_s とともに単調に増加する。噴流移行に対するスプリッタの抑制作用については次章で検討する。なお、 P_c/P_s の D_l/D_s に対する関係も Q_{cr}/Q_s の場合とほぼ同様の傾向がみられるものの、実験装置操作上の制約から図に示す条件下での実験値しか得られず、そのためここでは明確な結論を示すことはできない。

(4) 側壁長さが切換え流量に及ぼす影響

図 2.14 に側壁長さと切換え流量の関係を示す。これは $D_l/D_s = 4, 8$ 及びスプリッタを除去した $D_l/D_s = \infty$ の場合の結果を示したもので、図中 () 付きの記号は“反対壁への付着に要する切換え流量”を示す。全般的傾向として、 D_w/D_s が大きいほど Q_{cr}/Q_s も大きい。が、 D_w/D_s がある値以上になると Q_{cr}/Q_s は一定値に漸近する。この関係を模式的に表したものが図(c)中に二点鎖線で示す変化である。つまり、木村ら⁽³⁾がすでに指摘しているように模式線(A)(B)の範囲は壁端切換えに、(B)(C)の範囲は反対壁切換えに相当する。壁端切換えから反対壁切換えに遷移する D_w/D_s の値を示す位置 (B) は D_f, D_l によって異なる。データ数が少なく明確な傾向を示すことは難しいが、 D_f が小さい程(B)を示す D_w は小さくなることがわかる。図(a), (b)では D_f/D_s が小さい程、かつ D_l/D_s が大きい程(A)(B)間の傾斜が大きいことがわかる。一方、スプリッタの効果をもう少し詳しく検討するため、図(c)で、側壁を付着側にだけ設置し、かつスプリッタを取り除いた場合(図(c)中—▼—)とスプリッタの無い両側に壁がある場合を比較する。図中に(A)(B)線で示す壁端切換えの範囲においては、切換えは側壁長さでほぼ決定されるが、 $D_w/D_s \geq 8$ では両者の間に差が現れ、曲線(A)(C)と曲線(A)(F)の相違が反対壁の影響を表すことになる。スプリッタの存在は直線(A)(B)の傾斜と(B)の位置の両方に影響すると考えられ、図 2.12 に示した結果と考え合わせると $D_f/D_s = 1$ の場合には $D_l/D_s = 8$ の近辺で(B)における D_w/D_s の値は最も大きくなると考えられる。なお、(D)(E)線は反対壁への付着に要する切換え流量を示す曲線である。

(5) 噴流の発振

側壁長さが小さい場合には、付着壁から離脱した噴流はそのままでは反対壁に付着せずスプリッタに衝突しながら発振し、エッジトーン発振に似た挙動を示す。さらに、制御流を増加させると噴流は反対壁へ付着する。この離脱と付着に要する制御流は図 2.14(c)の模式線(A)(E)と(D)(E)に該当する。当然のことながら噴流が振動する範囲では付着形素子としては機能しない。従

って振動しない範囲を求めておくことは有用であるが、この現象は社河内ら⁽⁷⁰⁾が指摘するように周囲の条件が複雑に影響し合うので、その場合に応じた解析方法をとる必要がある。そこで、ここでは素子の三つの形状因子（セットバック、スプリッタ距離、側壁長さ）にのみ注目して、発振する範囲を求めた。その結果を図2.15に示す。この図に示す実験値は図2.11で破線と実線が交わる位置を推定し、整理しなおしたものである。発振領域の境界を示す実験式は次式となる。

$$\log_{10}\left(\frac{D_f}{D_s}\right) = 1.51 \log_{10}\left(\frac{D_w}{D_s}\right) - 1.06 \quad (2 \cdot 1)$$

図中、式(2・1)を示す直線の左の領域では発振し、右では発振しない。

2・3・3 素子形状と切換えの様式の関係

(1) 素子の形状・寸法と切換えの様式の関係

流れを可視化した写真、側壁上の圧力分布、及び切換流量と形状因子の関係から総合的に判断し、各素子模型における切換えの様式を区分する。切換えの様式を形状因子との関係で示したものが図2.16である。なお、図中の一点鎖線は、3領域の境界を示す概略の線である。ここでは、噴流が反対壁との間に低圧の循環流域を形成したときを反対壁切換えにおける付着と判定し、その状態に到る以前に当初の付着渦が付着壁の端に到達して付着渦が崩壊する場合を壁端切換えの発生と定義した。しかしながら、本実験の範囲内でスプリッタの効果を定量化し、スプリッタ切換えを他の二者と区別して明確に定義することは難しい。そこで、ここではスプリッタがない場合の切換流量より少ない切換流量で切換えが発生し、かつ壁端切換えにもなっていないものをここでのスプリッタ切換えとして分類した。なお、図(a), (b), (c)を比較して、三様式の境界はセットバックの値によって多少異なり、セットバックが大きい程スプリッタ切換えの範囲が広がる事が分かる。

(2) 切換えの発生についての一考察

切換えの発生についての報告は清水ら⁽³⁷⁾が付着渦の破壊を引き起こす要因を検討したものなど数多い。しかし、付着噴流の側壁からのはく離及び反対壁への付着の機構については未だ十分に明らかにされているとは言えない。そこで、この問題について若干の検討を加える。図2.17に $D_f/D_s = 12$, $D_w/D_s = 10$ の場合の底面の静圧分布を示す。図中の数字は圧力を無次元化した圧力係数 C_p の値である。図(a)は制御流を印加していない状態におけるもの、図(b)は切換流量の93%の制御流を加えたものである。図中の破線は写真とビデオの観察から求めた流線であり、 X_f はビデオ映像上から視覚的に求めた付着点である。図中 Q_c は制御流量であり、圧力分布は定常状態で測定したものである。従来から、壁端切換えの発生は、付着流線が壁端に到達する前後に下流から渦内へ流入する流れが付着渦を破壊することに起因する⁽³⁹⁾とされているが、本実験における可視化写真の観察と圧力分布図からもこの仮説の妥当性は確認された。

一方、反対壁への付着の機構は未だ明らかでない。図2.18(a)はスプリッタがない場合の反対壁切換えが起こる直前のフローパターンを示す写真である。図(b)は図(a)の流線観察に基づくフローパターンと圧力係数 C_p で表した圧力分布を示すもので、これから明らかのように、出力通路出口からの逆流による流れが側壁との間に低圧の循環流域 (Circulating flow region) を

形成する。さらに、この循環流域の発生とともに、上流側で噴流と壁との間にもう一つの閉じた領域 (Attachment bubble) の形成が見られる。そして、この低圧の閉領域が発達して付着渦に成長することが観察されることから、この場合循環流域の発生が噴流の付着に必要な条件と考えられるが、現段階で素子の形状・寸法と循環流域の発生条件との関係を明確にすることはできなかった。スプリッタ切換えに該当する $D_f/D_s = 1$, $D_l/D_s = 6$, $D_w/D_s = 12$ の場合と反対壁切換えに該当する $D_f/D_s = 1$, $D_l/D_s = 12$, $D_w/D_s = 12$ の場合の切換え直前の圧力分布を圧力係数 C_p を用いて図2.19に示す。スプリッタ距離が小さい場合を示す図(a)では出力通路出口近辺での循環流領域の発生が見られない。一方、スプリッタ距離が大きい場合を示す図(b)では循環流領域が見られる。従って、反対壁切換えの場合とスプリッタ切換えの場合では反対壁への付着の機構が異なると考えられる。

2・3・4 噴流の切換えに要する時間と形状因子の関係

噴流の切換えに要する時間と形状因子との関係を調べるため、素子模型の形状を変化させるとともに、一定の制御流を印加して噴流の移動に要する時間を測定した。すなわち、十分時間が経過した後の最終的状態における制御流量 Q_{∞} をいずれの形状においても切換えが発生するように $0.8 Q_s$ に設定した。制御流が Q_{∞} の63%になる時間を時定数として求めたところ0.35 sであり、この制御流による切換えの現象は準定常とみなすことができるが、その理由は第5章で述べる。側壁付着形素子として通常用いられている $D_w/D_s = 1$ の場合を例にとり図2.20に無次元化した切換時間 $T_i U_s / D_s$ を示す。通常、切換時間は出力の50%が反対側出力口で検出されるまでの時間をもって定義するが、ここでは制御流を印加し始めた時刻から、スプリッタ先端部のピトー管により検出された圧力信号が最大値を示すまでの時間 T_i を用いる。この時刻は噴流の中心部がスプリッタ先端部に衝突する状態に近いと推測される。図からわかるように、壁端切換えかスプリッタ切換えに相当する D_w/D_s が比較的小さい場合には、 $T_i U_s / D_s$ は D_l/D_s の増加とともに単調に増加するが、 $D_w/D_s \geq 10$ では D_l/D_s が8前後の値となるところで極大値を持つ。極大値を示す位置より D_l/D_s が小さい範囲がスプリッタ切換え、それより D_l/D_s が大きい範囲が反対壁切換えに相当する。

2. 4 結 言

側壁付着形流体素子における切換えの特性を全般的に概観するとともに、素子の形状が噴流の切換えに及ぼす影響を実験的に検討した。すなわち、側壁長さ、側壁のセットバック、及びスプリッタ距離の三因子が互いに影響する状態で切換流量と切換時間を測定し、三つの因子が切換えの機構に及ぼす影響を明らかにした。その結果、明らかになった事柄を以下に要約する。

- (1) 切換えの様式に壁端切換え、反対壁切換え、スプリッタ切換えの三様式があることは既に知られていたが、それら切換え様式と形状・寸法との関係を明らかにすることができた。壁端切換えの範囲では側壁長さとの関係は比例的関係にあり、 D_l が小さいほど比例係数に相当する値は小さいことが明らかになった。一方、反対壁切換えの範囲では切換流量はほぼ一定となることが確認された。切換え様式が遷移する条件に相当する側壁長さはスプリッタ距離、セットバックによって異なり、一般に、 D_f , D_l が大きいほど大きな値をとる。切換流量が最大になるスプリッタ距離は側壁長さ、セットバックの値によって異な

るものの、 $D_f/D_s \leq 2$ ではおよそ $8 D_s \sim 10 D_s$ の範囲である。切換流量が最大になるセットバックの値は側壁長さ、スプリッタ距離によって異なるものの、 $D_f/D_s = 1 \sim 2$ の範囲にある。

- (2) スプリッタ距離が大きい場合の、噴流が反対壁に付着する現象は反対側出力通路出口近傍に発生する循環流域によって引き起こされる。
- (3) 素子形状として一般的な $D_f/D_s = 1$ の場合に、噴流が切換えに要する時間を測定したところ、側壁長さが短い範囲では無次元化した切換時間はスプリッタ距離の増大とともに単調に増加するが、側壁長さが大きい範囲ではスプリッタ距離が主ノズル幅の8倍の近辺で最も大きな値を示す。
- (4) 乱流混合が激しいため、従来は可視化が困難視されてきた素子内の流れに対して、作動流体として水を使った場合には、ポリスチロール粒をトレーサーとして用いる方法により噴流が移動する様子を16 mm 映画フィルムまたはビデオフィルム上に映像化することができた。また、作動流体として空気を用いた場合には熱線風速計とパソコンを組み合わせる方法により、時間的に変化する流れ場の素子主軸方向の速度分布図を求めることができた。
- (5) 側壁長さが短い場合には、噴流は側壁に付着しにくくなり、安定して付着しないばかりか、発振現象すら示す。発振が発生する範囲と形状・寸法の関係を示す経験式を求めることができた。

切換え機構を総合的に検討した以上の要約から明らかのように、切換えにおける流動機構は素子形状及び素子の使用状態に伴う入出力口の条件によって大きく影響されるし、また、特性の把握の方法は流動現象の解析方法によっても異なったものとならざるをえない。そこで、次章以下ではこれら問題点の中で主要なものについて検討する。まず、形状因子のうちで切換えの三様式のいずれにも大きく影響を及ぼすにもかかわらず、その作用原理が明らかでないスプリッタの役割を追究する。次いで、出力口の条件として負荷が存在する場合、さらには入力条件として立ち上がり時間が小さい制御流が加えられた場合の切換え機構を考察する。また、素子内流れを噴流の移動現象と考えれば運動量理論に基づいて解析せざるをえないが、数値実験法を用いれば流動機構を流路全体にわたって把握することができる。この解析方法は第6章で試みる。

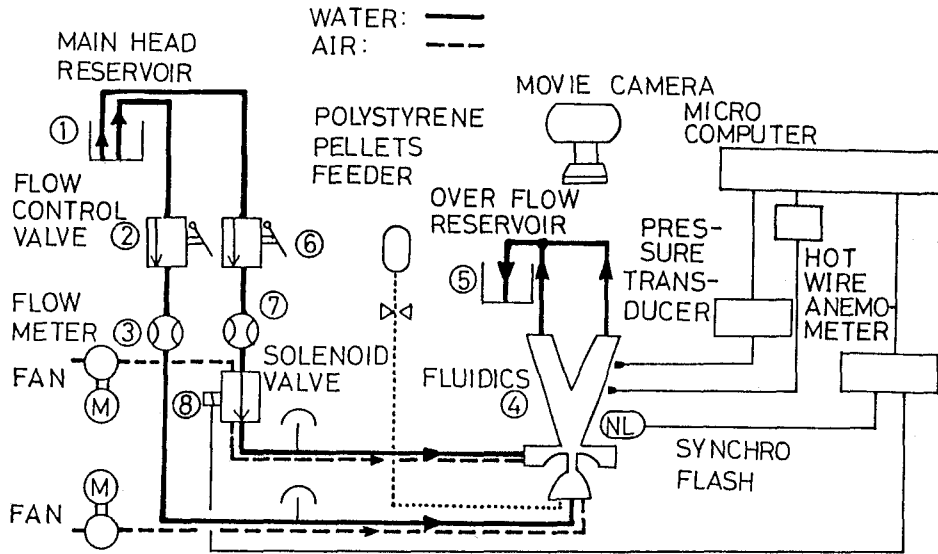
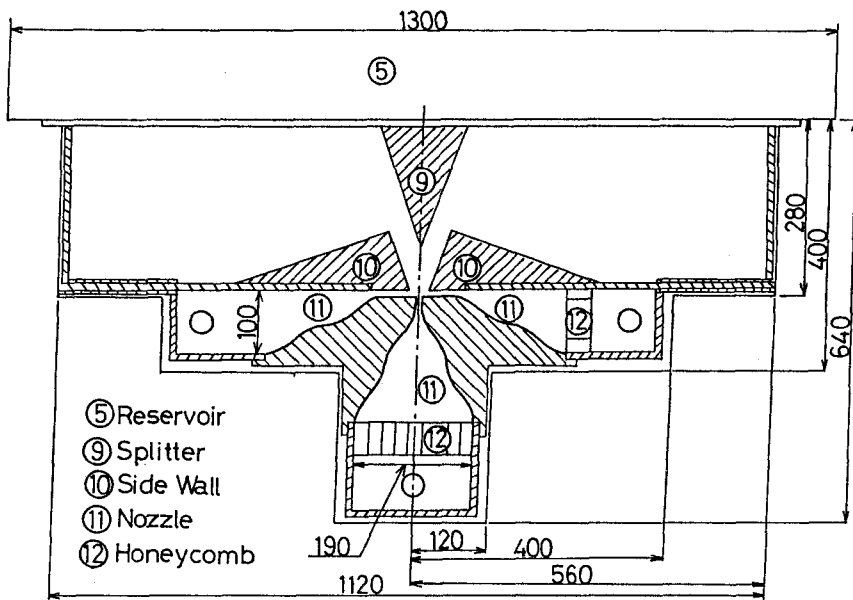
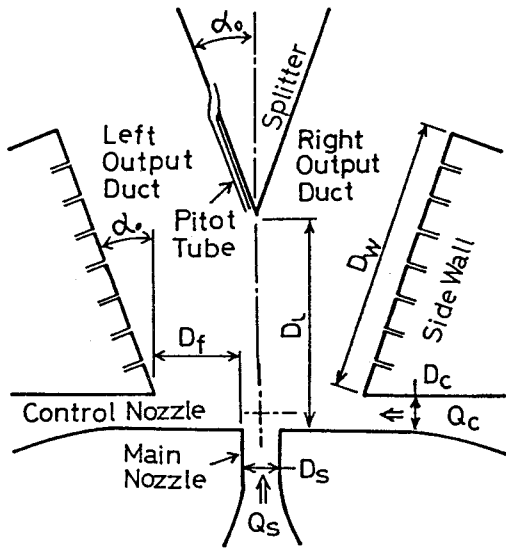


図 2.1 実験装置概略

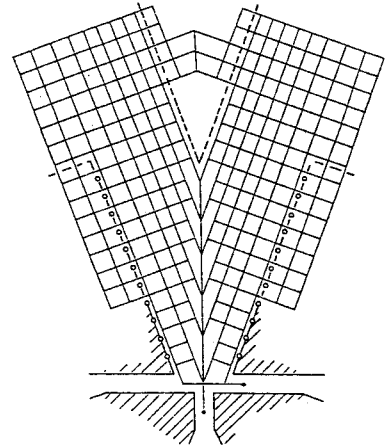


(a) 実験装置の素子部

図 2.2 実験用素子



(b) 実験用素子の寸法

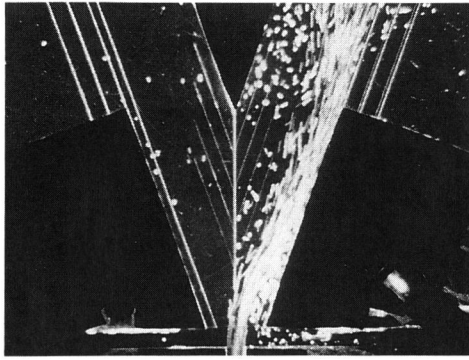


(c) 底面上の圧力測定孔の位置

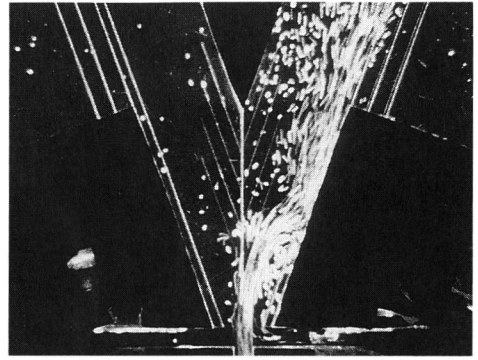
図 2.2 実験用素子

表 2.1 素子の主要諸元の変化の範囲
($D_s=10\text{mm}$)

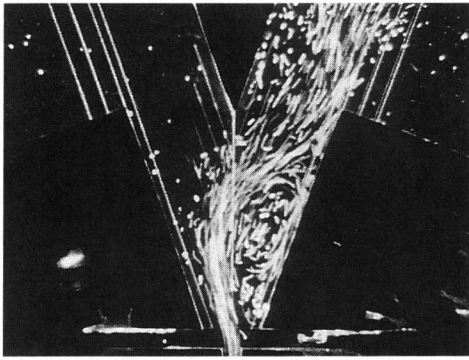
DIMENSIONLESS WALL LENGTH	
D_w/D_s	: 4, 6, 8, 10, 12, 18, 24, 31
DIMENSIONLESS SET-BACK	
D_f/D_s	: 1, 2, 3
DIMENSIONLESS SPLITTER DISTANCE	
D_l/D_s	: 4, 6, 8, 10, 12, ∞



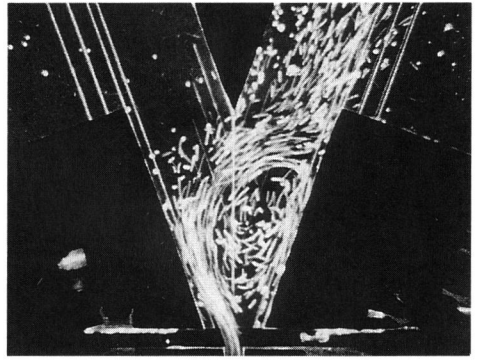
(a)



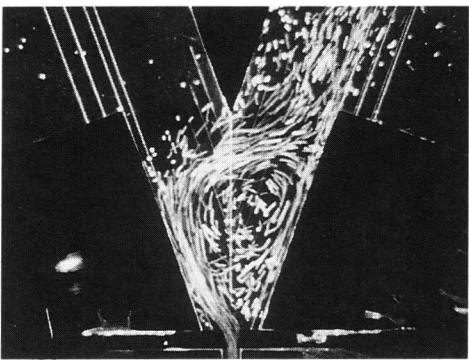
(b)



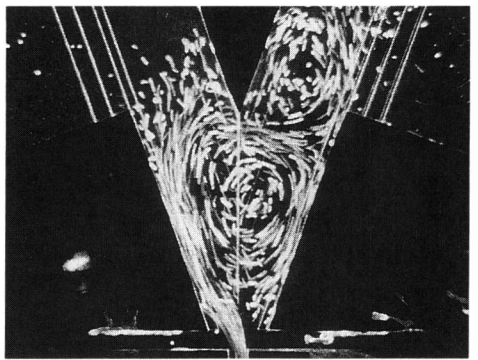
(c)



(d)

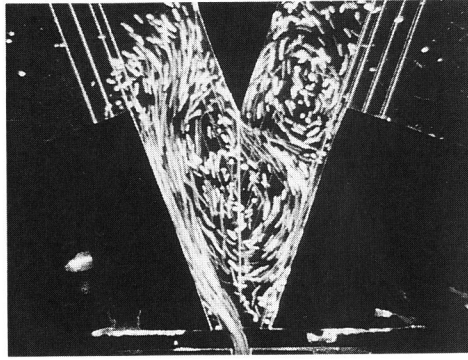


(e)

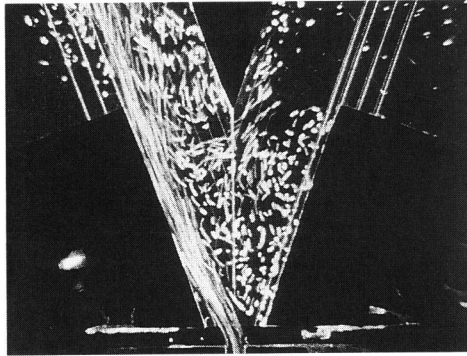


(f)

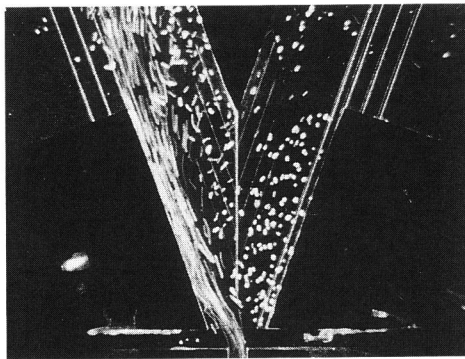
図 2.3 反対壁切換えにおけるフローパターンの変化
($D_w/D_s=12$, $D_f/D_s=1$, $D_l/D_s=12$, $Re=2 \times 10^4$, $Q_{c\infty}/Q_s=0.8$)



(g)



(h)



(i)

図 2.3 反対壁切換えにおけるフローパターンの変化
($D_w/D_s=12$, $D_f/D_s=1$, $D_l/D_s=12$, $Re \doteq 2 \times 10^4$, $Q_{c\infty}/Q_s=0.8$)

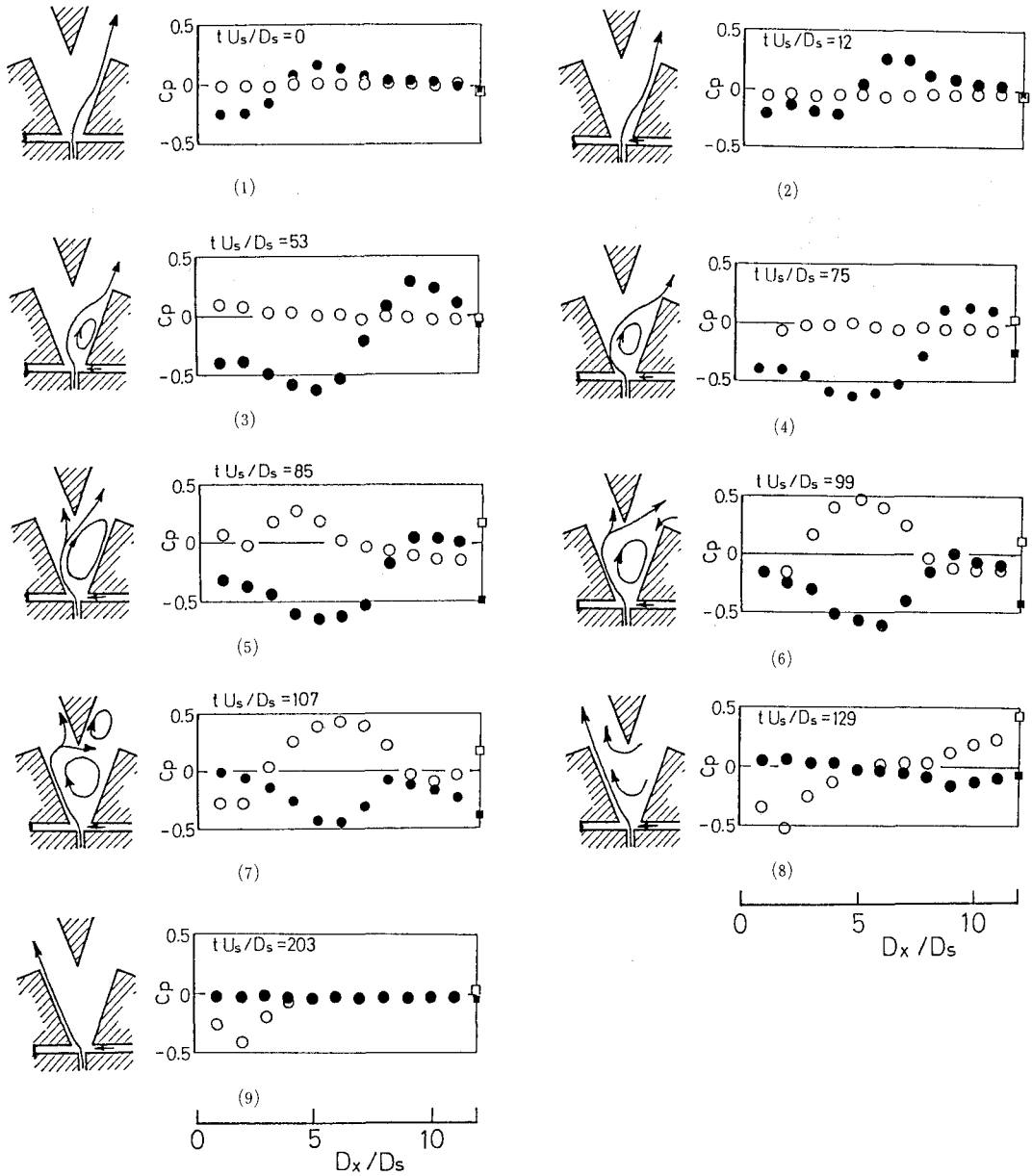
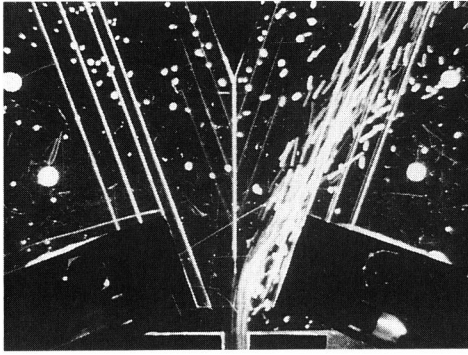
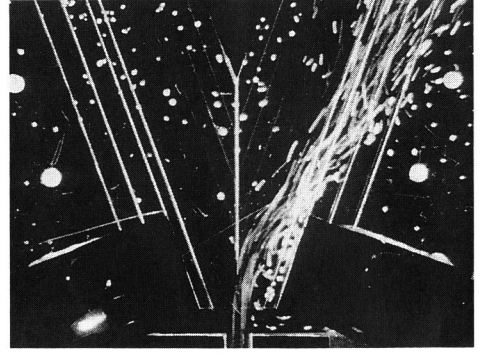


図 2.4 切換え過程における噴流中心軸の形状を示す模式図及び圧力分布
(反対壁切換え)

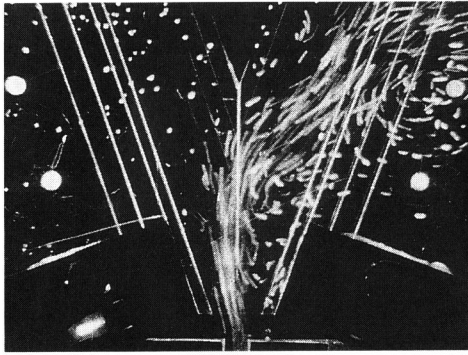
($D_w/D_s=12, D_f/D_s=1, D_l/D_s=12, Re \approx 2 \times 10^4, Q_{c\infty}/Q_s=0.8$)
 ●: 右側壁 ○: 左側壁 ■: 右スプリッタ壁 □: 左スプリッタ壁



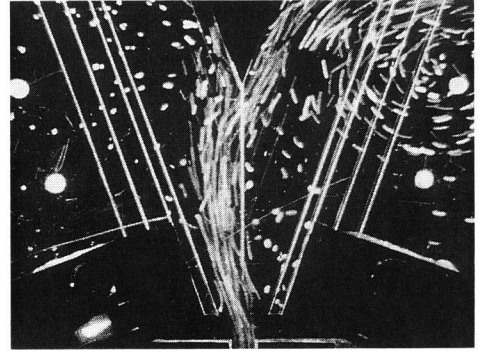
(a)



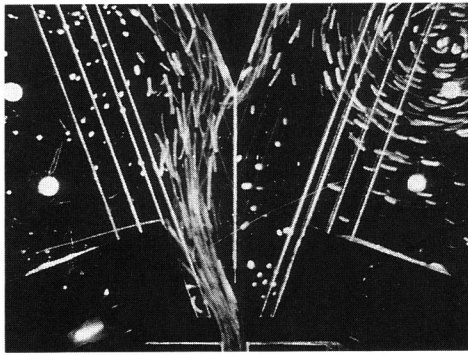
(b)



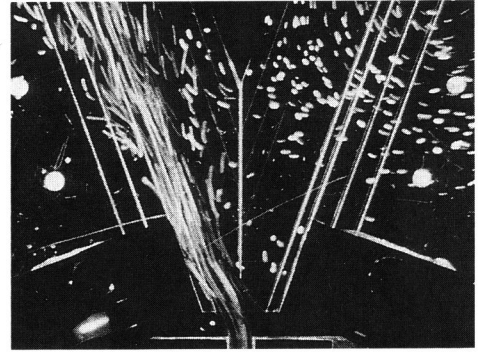
(c)



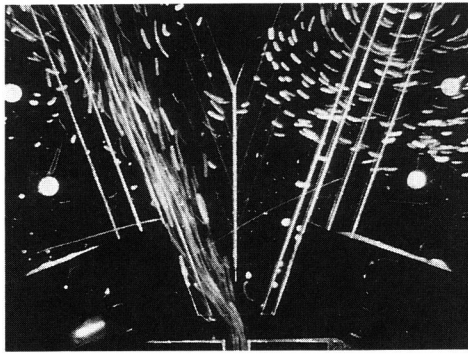
(d)



(e)



(f)



(g)

図 2.5 壁端切換えにおける
フローパターンの変化
($D_w/D_s=4$, $D_f/D_s=1$,
 $D_1/D_s=10$,
 $Re \doteq 2 \times 10^4$, $Q_{\infty}/Q_s=0.8$)

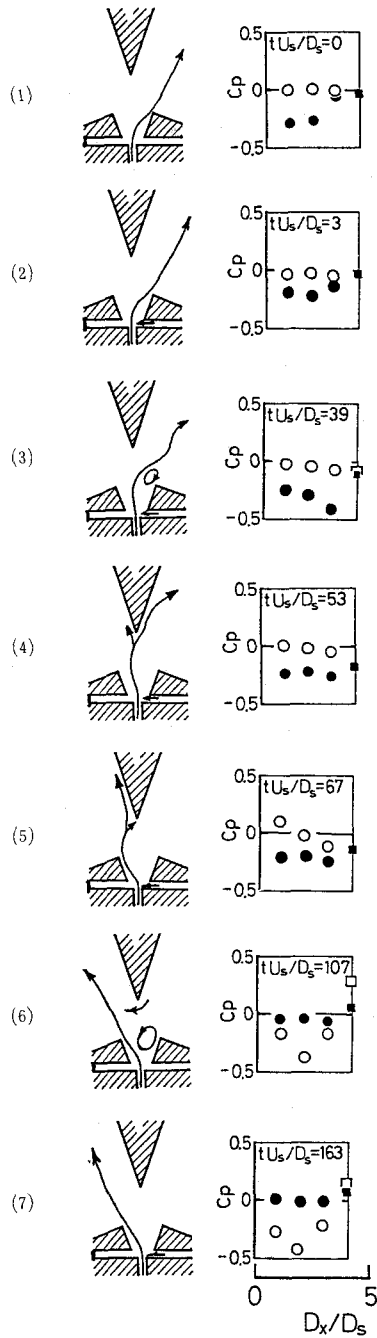
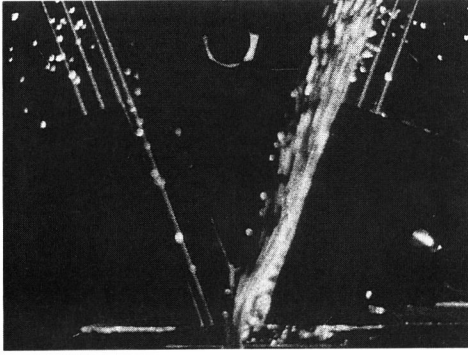


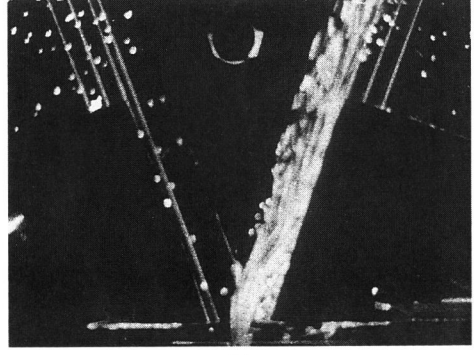
図 2.6 切換え過程における噴流中心軸の形状を示す模式図及び圧力分布
(壁壁切換え)

($D_w/D_s=4$, $D_f/D_s=1$, $D_l/D_s=10$, $Re=2 \times 10^4$, $Q_{cso}/Q_s=0.8$)

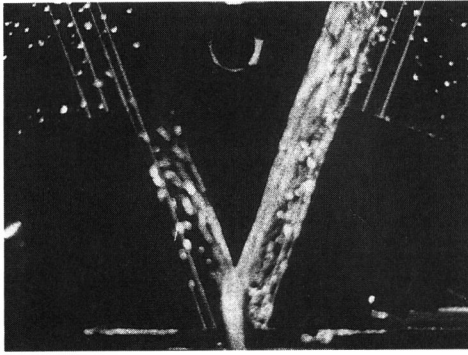
●: 右側壁 ○: 左側壁 ■: 右スプリッタ壁 □: 左スプリッタ壁



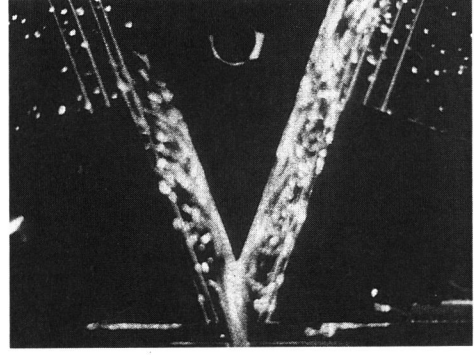
(a)



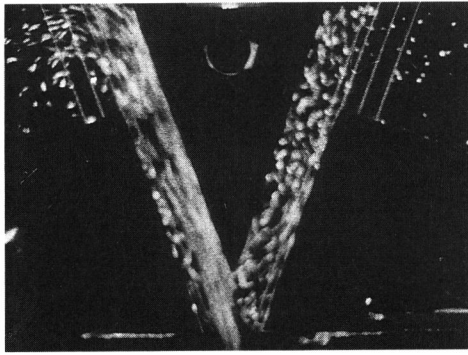
(b)



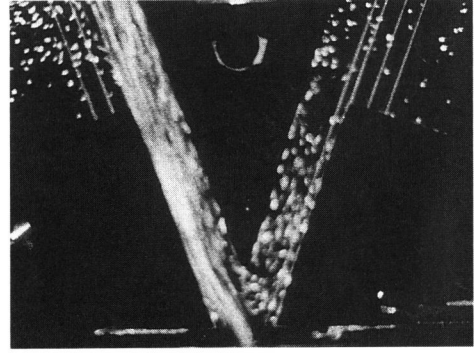
(c)



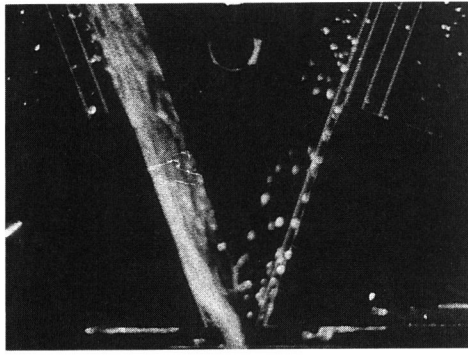
(d)



(e)



(f)



(g)

図 2.7 スプリッタ切換えにおける
フローパターンの変化
($D_w/D_s=12$, $D_f/D_s=1$,
 $D_l/D_s=4$,
 $Re \doteq 2 \times 10^4$, $Q_{c\infty}/Q_s=0.8$)

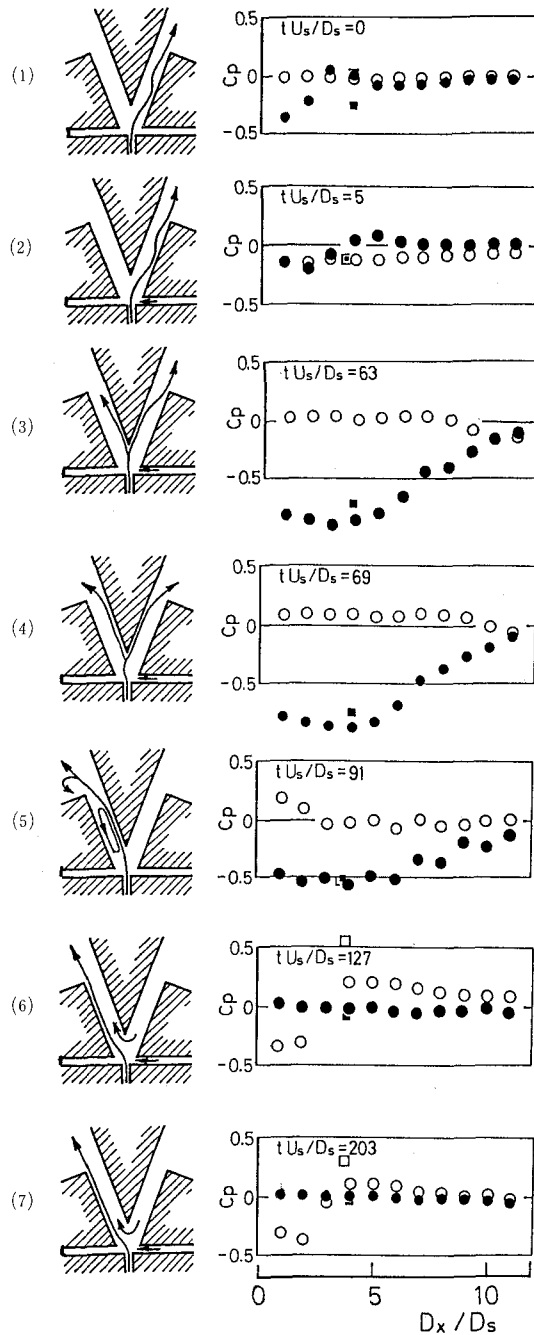
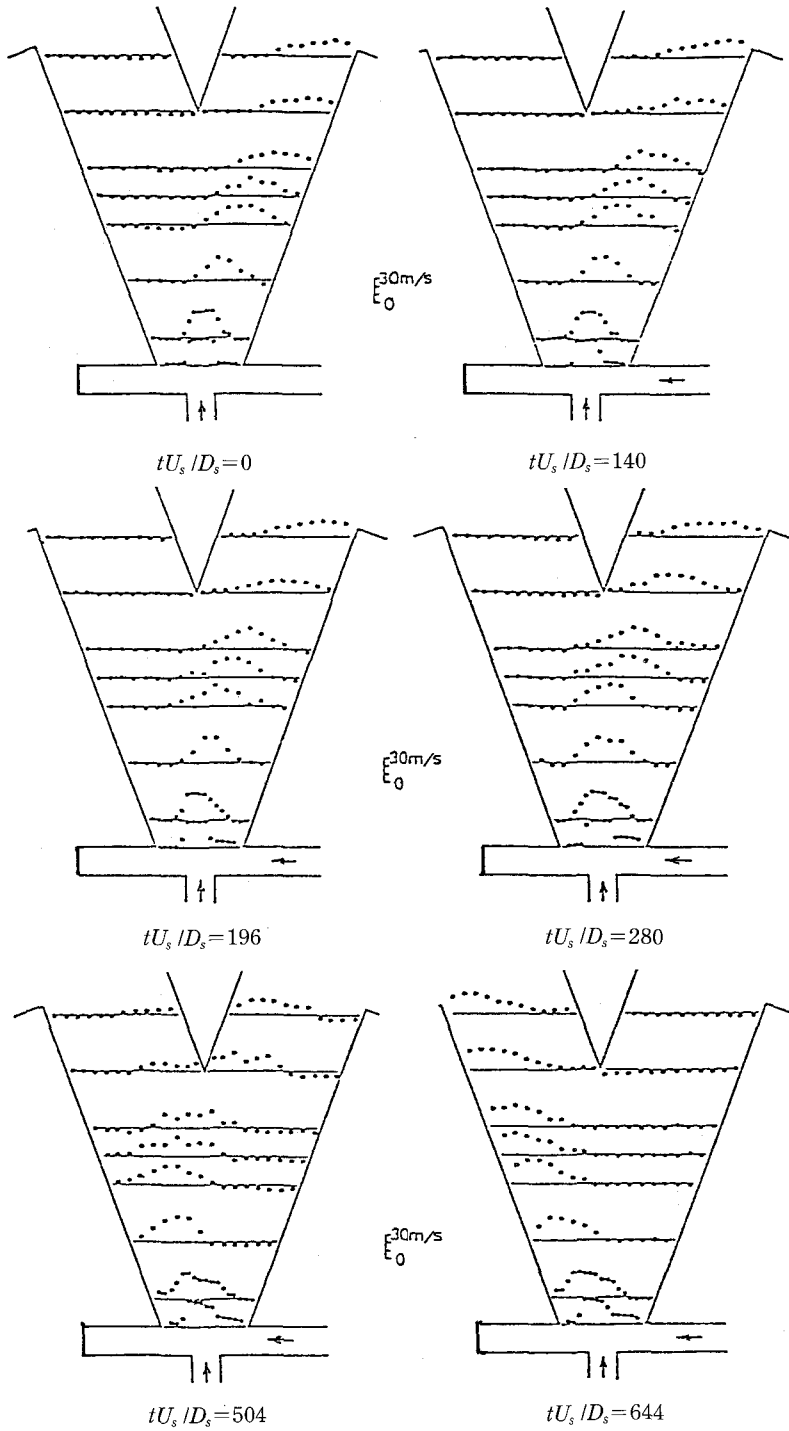


図 2.8 切換え過程における噴流中心軸の形状を示す模式図及び圧力分布
(スプリッタ切換え)

($D_w/D_s=12$, $D_f/D_s=1$, $D_l/D_s=4$, $Re=2 \times 10^4$, $Q_{cso}/Q_s=0.8$)

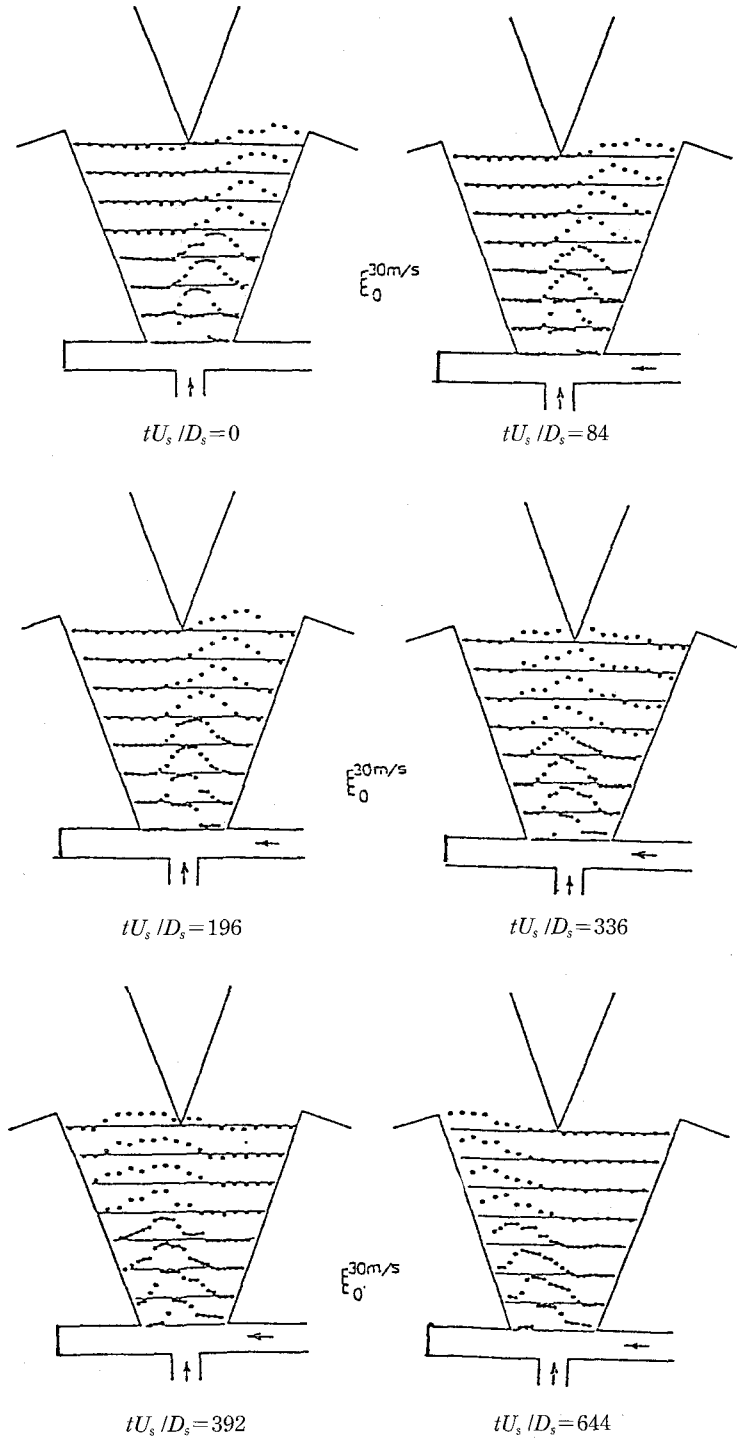
●: 右側壁 ○: 左側壁 ■: 右スプリッタ壁 □: 左スプリッタ壁



(a) 反対壁切換え

($D_w/D_s=12$, $D_l/D_s=10$, $D_f/D_s=1$)

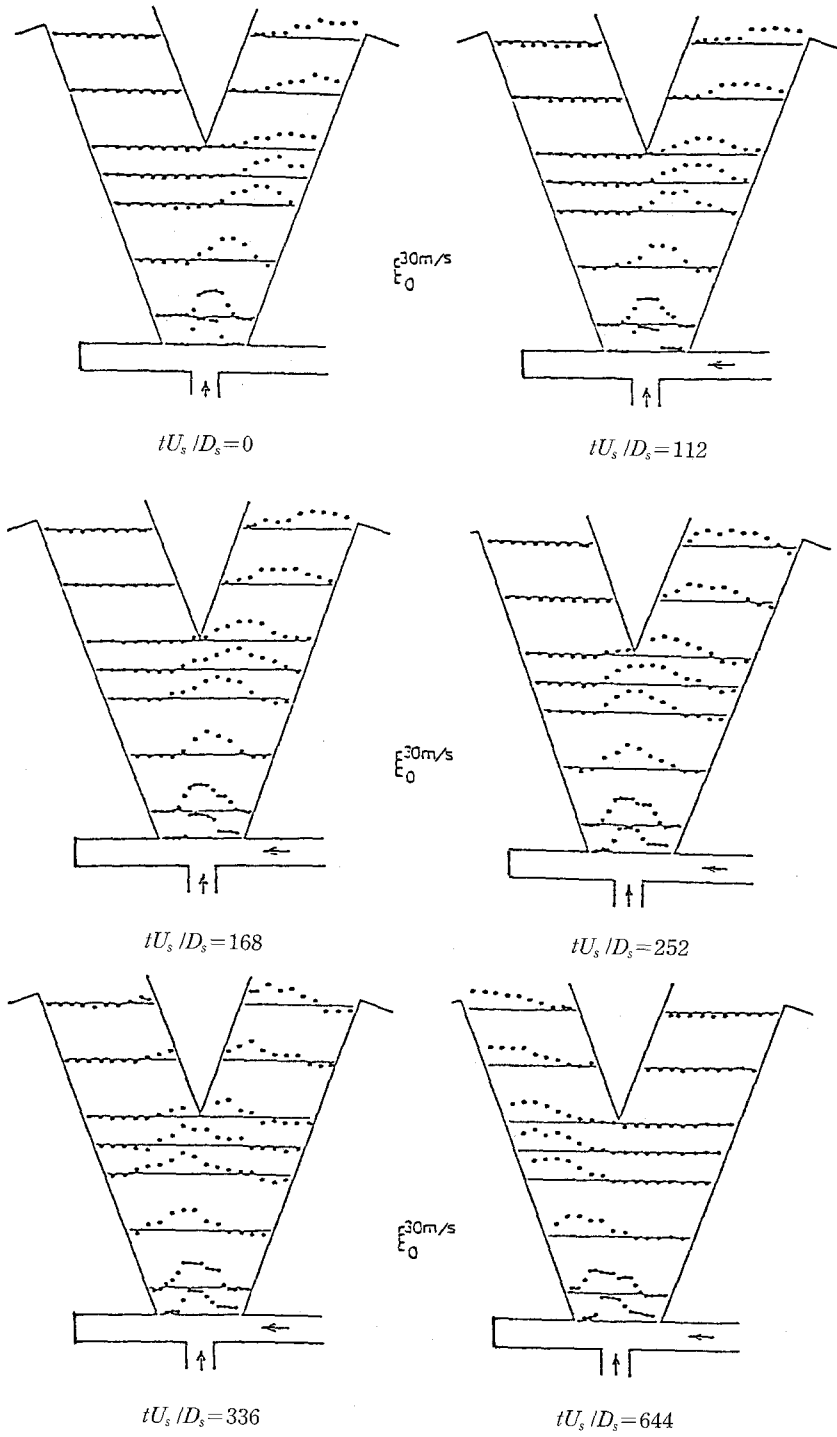
図 2.9 切換え過程における速度分布



(b) 壁端切換え

$(D_w / D_s = 8, D_l / D_s = 8, D_f / D_s = 1)$

図 2.9 切換え過程における速度分布



(c) スプリッタ切換え
 $(D_w/D_s=12, D_l/D_s=8, D_f/D_s=1)$

図 2.9 切換え過程における速度分布

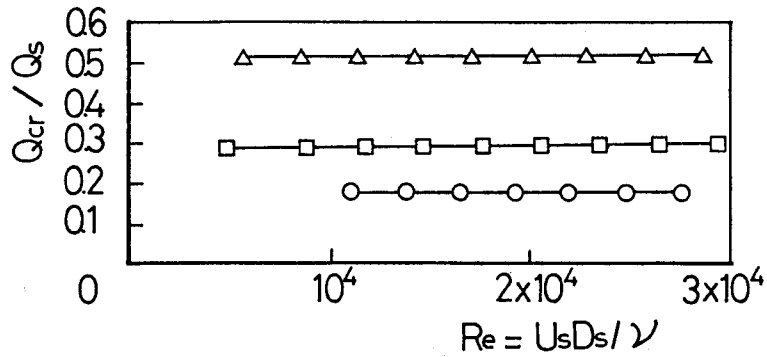


図 2.10 切換え流量と主流レイノルズ数の関係

- : 反対壁切換え ($D_w/D_s=31, D_f/D_s=1, D_l/D_s=\infty$)
- : 壁端切換え ($D_w/D_s=8, D_f/D_s=1, D_l/D_s=\infty$)
- △ : スプリッタ切換え ($D_w/D_s=31, D_f/D_s=1, D_l/D_s=6$)

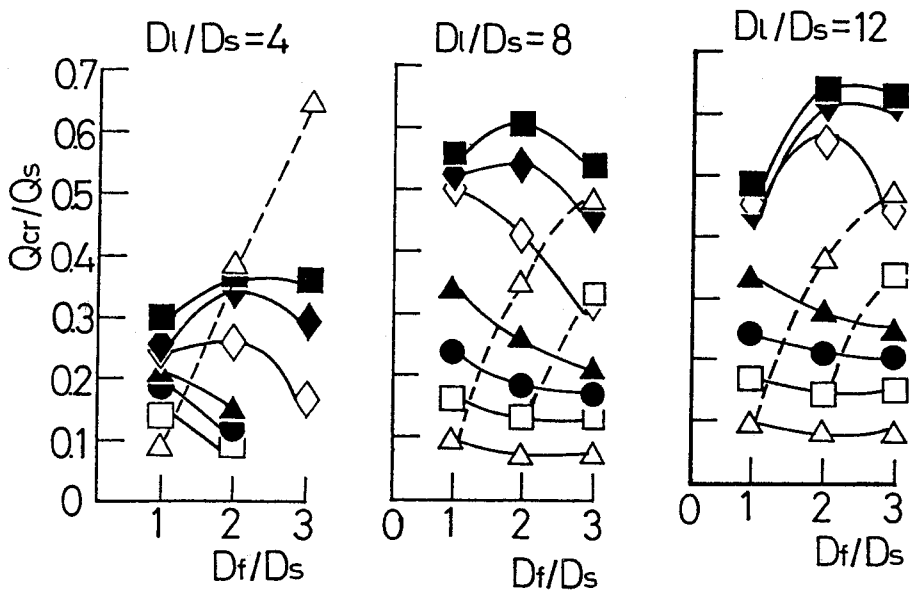


図 2.11 セットバックが切換え流量に及ぼす影響

- △ : $D_w/D_s=6$, □ : $D_w/D_s=8$, ● : $D_w/D_s=10$
- ▲ : $D_w/D_s=12$, ◇ : $D_w/D_s=18$, ◆ : $D_w/D_s=24$
- : $D_w/D_s=31$

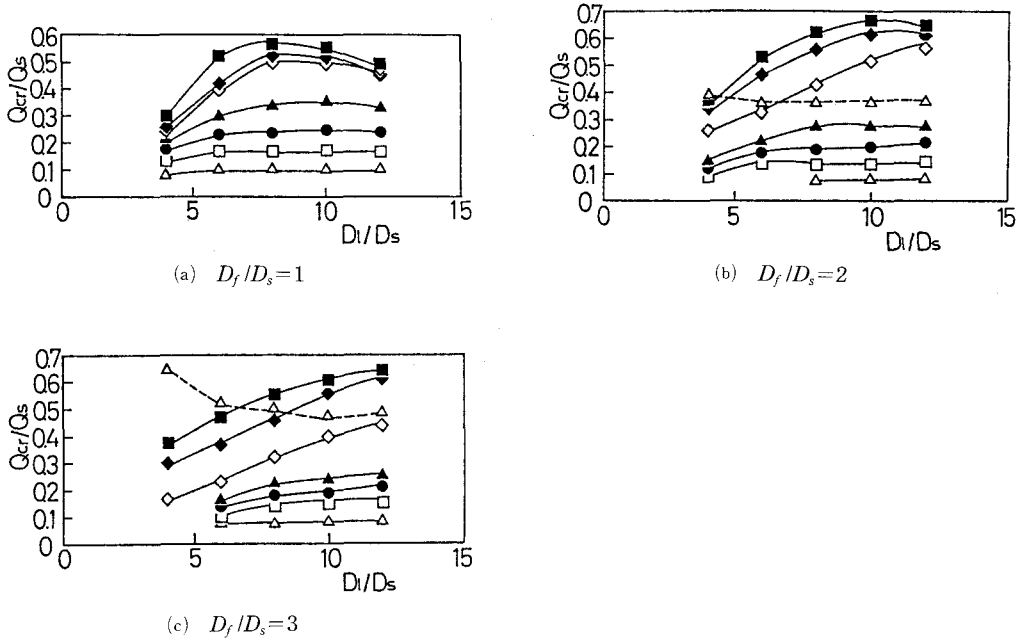


図 2.12 スプリッタ距離が切換流量に及ぼす影響

△ : $D_w/D_s=6$, □ : $D_w/D_s=8$, ● : $D_w/D_s=10$
 ▲ : $D_w/D_s=12$, ◇ : $D_w/D_s=18$, ◆ : $D_w/D_s=24$,
 ■ : $D_w/D_s=31$

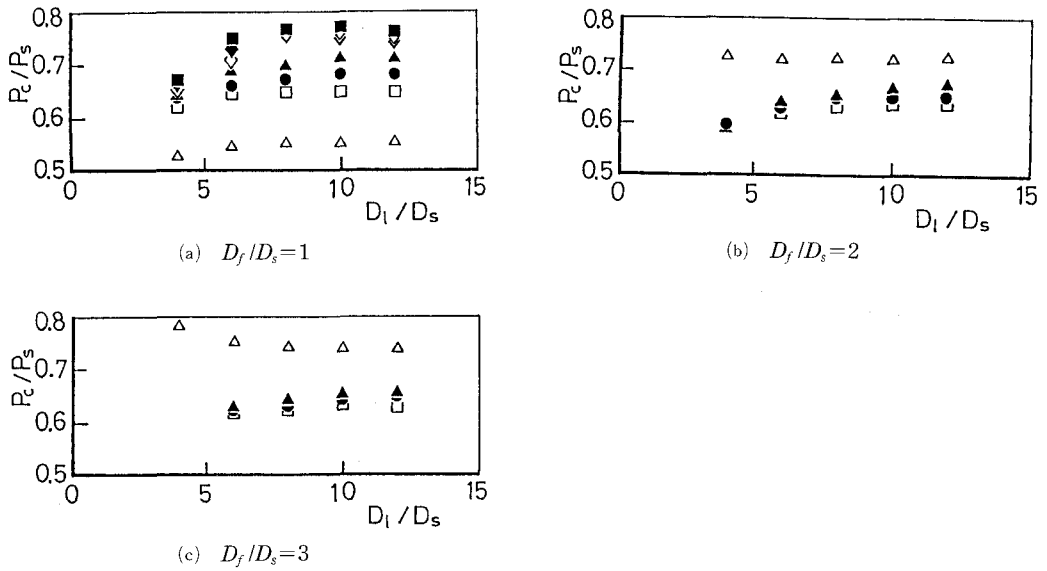


図 2.13 素子形状と切換圧力の関係

△ : $D_w/D_s=6$, □ : $D_w/D_s=8$, ● : $D_w/D_s=10$
 ▲ : $D_w/D_s=12$, ◇ : $D_w/D_s=18$, ◆ : $D_w/D_s=24$,
 ■ : $D_w/D_s=31$

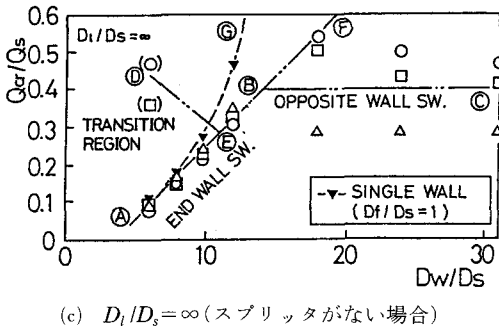
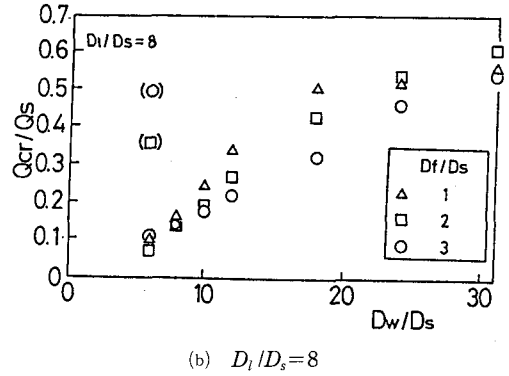
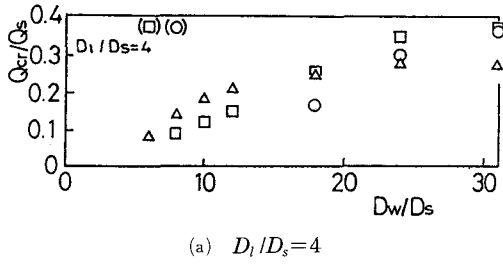


図 2.14 側壁長さが切換流量に及ぼす影響
 \triangle : $D_f/D_s=1$, \square : $D_f/D_s=3$, \circ : $D_f/D_s=3$
 \blacktriangledown : $D_f/D_s=1$, $D_f/D_s=\infty$

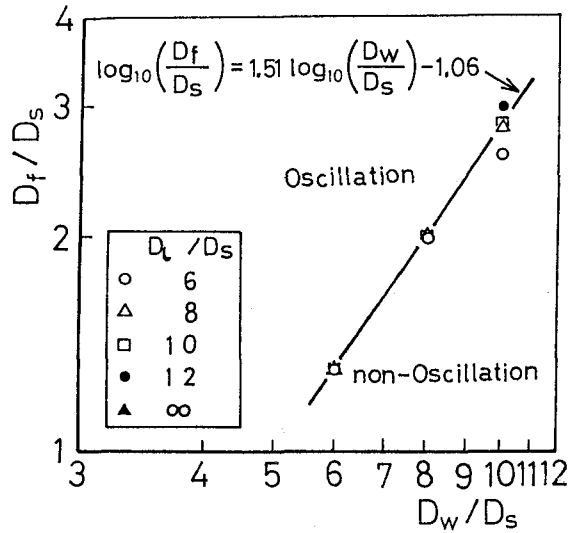


図 2.15 噴流が発振する範囲と素子形状の関係

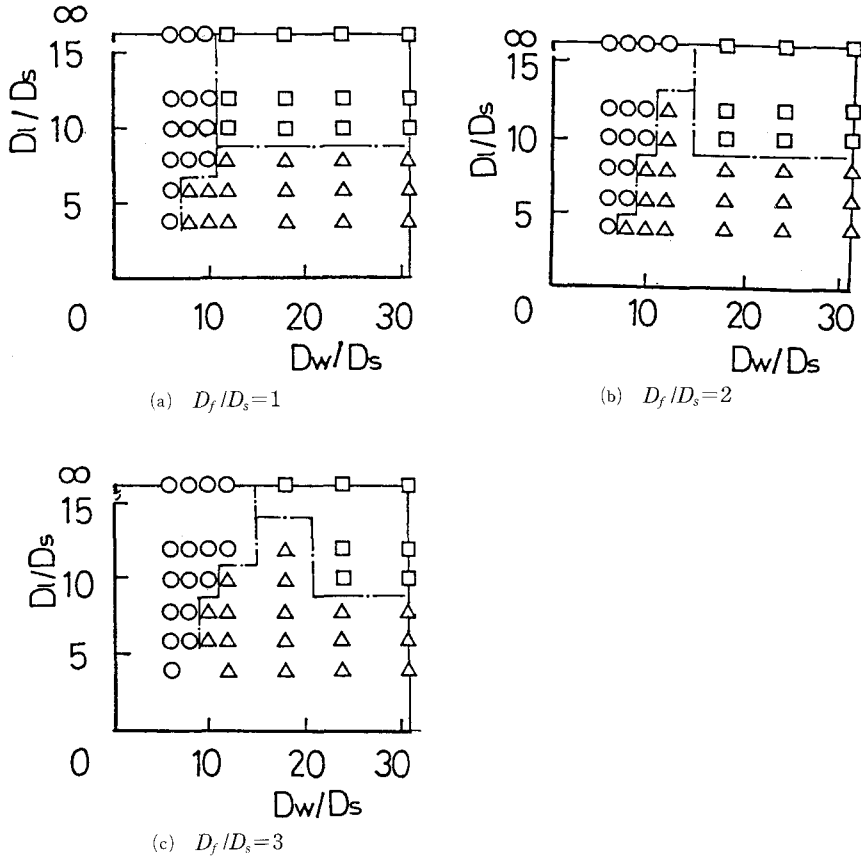


図 2.16 素子形状と切換え様式の関係

□: 反対壁切換え, ○: 壁端切換え, △: スプリッタ切換え

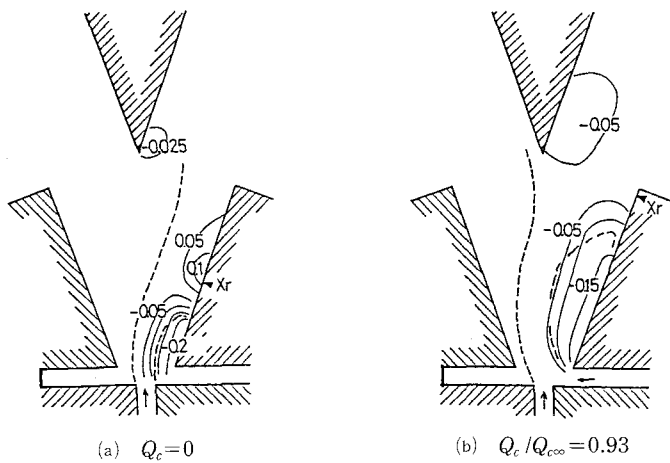
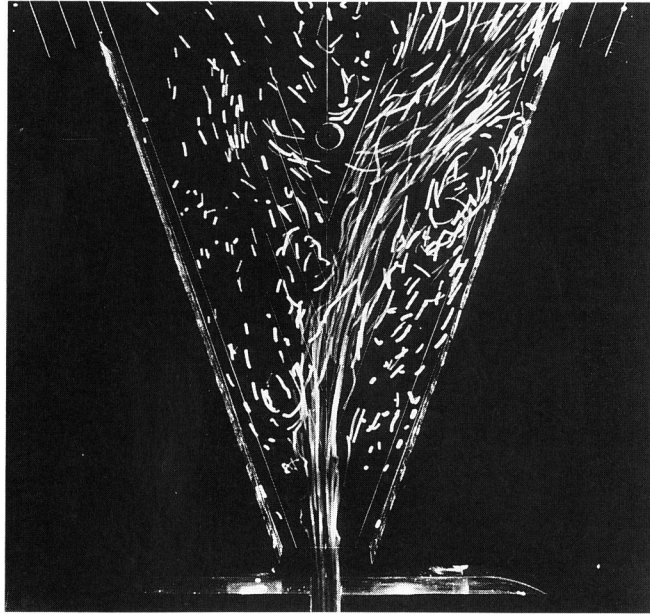
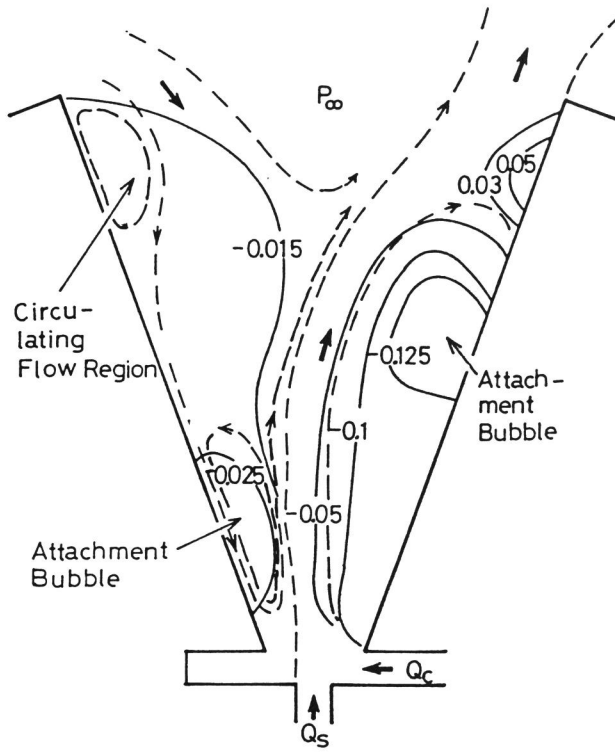


図 2.17 素子底面の圧力分布 (C_p)
 ($D_w/D_s=10, D_1/D_s=12, D_f/D_s=1$)

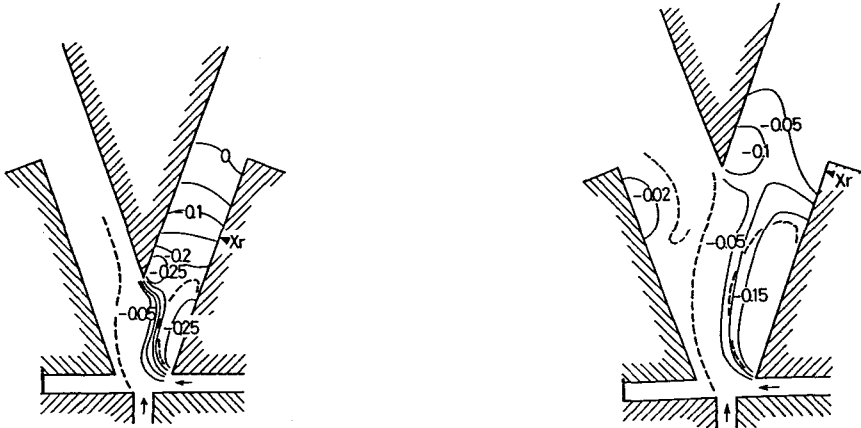


(a) 流動様式の写真



(b) フローパターンと底面の圧力分布(C_p)

図 2.18 反対壁切換え直前の流動様式
($D_w/D_s=16, D_l/D_s=\infty, D_f/D_s=1$)



(a) スプリッタ距離が小さい場合
 $(Q_c/Q_{c\infty}=0.96, D_w/D_s=12, D_l/D_s=6, D_f/D_s=1)$

(b) スプリッタ距離が大きい場合
 $(Q_c/Q_{c\infty}=0.97, D_w/D_s=12, D_l/D_s=12, D_f/D_s=1)$

図 2.19 切換え直前の流動様式及び底面の圧力分布 (C_p)
 $(D_w/D_s=12, D_f/D_s=1)$

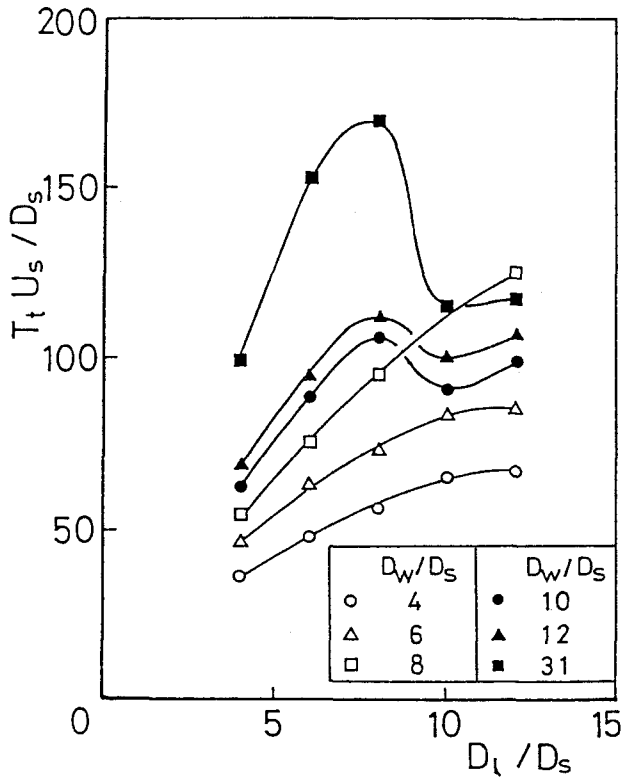


図 2.20 噴流の切換えに要する時間
 $(D_f/D_s=1)$

第3章 噴流の切換え過程におけるスプリッタの役割

3・1 緒言

第2章で、一般に噴流の切換えには素子の形状・寸法によって三つの様式が存在するが、その境界は必ずしも明瞭なものではなく、実際には三つの形が混在するような場合もあることを述べた。従って、噴流の切換えを考察する場合には、多くの事象が複合した現象を解析しなければならないが、その基本になるものは噴流が付着壁から離れる現象と、反対壁へ付着する現象である。

噴流が付着壁から離れる機構については、反対壁の影響を無視できる場合について Lush⁽⁵⁹⁾ が付着側の付着流線が壁端に到達した時点で付着渦が破壊されるとして説明した。Epstein⁽²⁷⁾ は Lush の考えを拡張して、壁端における狭まり流路の効果を考慮し、さらにスプリッタによる分流の影響を導入した。Drzewiecki⁽²⁸⁾ も同じ考え方を採用した。しかし、いずれもスプリッタが存在することにより生じる噴流の挙動や周囲の場の圧力の変化については言及していない。

一方、噴流が反対壁へ付着する現象については、未解明の部分が少なくない。極めて単純な形状の流路において、付着噴流が反対壁へ付着する移動現象を Seki ら⁽⁷¹⁾ は実験的に調べ、噴流両側に生じる低圧循環域の相対的運動と噴流挙動の関係を明らかにしている。素子に近い形状の流路の場合については Moses ら⁽³⁹⁾ が噴流と壁との間の狭まりが低圧領域を生じ、ひいてはこの領域の存在が噴流を壁の方向へ引き寄せるというモデルを提案し、噴流と壁との間の距離と付着の関係を示している。この方法を利用あるいは拡張したものに關ら⁽²⁵⁾、Wada ら⁽⁶⁸⁾ の研究がある。また、社河内ら⁽⁷²⁾ もこの問題を調べた。しかし、スプリッタが存在する場合には流動様式が全く異なったものとなることが観察され、以上の方法では実際の流れを説明し得ない。

そこで、この章では、スプリッタを有するものの片側にのみ壁が設置されている単純化した素子模型を用いて切換え機構を考察することにする。従って、本章で用いる実験用素子模型は付着形素子としては機能しないものであるが、便宜上、素子と呼ぶことにする。壁に付着している噴流が、制御流の印加にともない付着している壁から離れて行く過程を離過程と呼び、壁から離れていた噴流が壁と接近するに従い付着して行く過程を付着過程と呼ぶことにする。

3・2 実験装置及び実験方法

実験装置全体の概要は第2章のものとはほぼ同様である。実験用素子模型を図3.1に示す。主ノズル幅 D_s は 10 mm、制御ノズル幅 D_c は D_s に等しく、ノズルアスペクト比 $AR=5$ である。対象とした素子のセットバック D_f 及び壁の長さ D_w は D_s 及び $25.4 D_s$ に固定し、スプリッタ距離を $4 D_s$ から $12 D_s$ の範囲で $2 D_s$ おきに変化させる。側壁傾斜角は最も一般に用いられる 20° に固定した。この素子は片側にのみ側壁を持ち、反対側の壁は現象に影響しないよう十分遠方にある。そして側壁のある側を出力通路、無い側を開放通路と呼ぶことにする。流れの可視化方法、圧力の測定方法は前章の場合とはほぼ同様である。ただし、底面上の圧力分布

は測定しなかった。また、側壁上の圧力測定にあたって、ダイヤフラム式圧電変換器を用いた場合の圧力検出管路系の時間遅れを前章と同様な校正装置を用いて測定したところ、最大 5 ms であった。そこで、測定値の評価にあたっては時間遅れ分を補正した。ただし、スプリッタ壁上の圧力測定値は検出管路が長く、圧力のおおよその値は推定できるものの、時刻との対応は正確ではない。

一般に、切換え過程における噴流の挙動は準定常的变化とみなしうることはすでに述べた。従って、噴流の切換えを起こさせる制御流の流量の時間的变化も噴流の準定常的变化に相当する程度の緩やかさであってよいものと考えられる。ここでも、制御流の印加及び停止には前章と同じく電磁弁を用いて制御口の開閉を行う方法によった。制御流量の経時変化に関係する因子としては、制御流の総圧、制御ノズル出口の圧力、制御流路の抵抗、電磁弁の開閉速度、主噴流の移動速度などが考えられるが、このうち制御ノズル出口の圧力変化は素子形状及び両噴流の流量によって異なるのでそれぞれの場合に実測したところ、制御流が時間的に変化している期間ではほぼ基準の圧力に等しいことが確認された。ここでは、主流も制御流も加えられていない静水の状態における圧力を基準の圧力としている。

はく離過程の実験装置に用いた常時閉・励磁開の電磁弁は 40 ms で全開しており、後に述べる制御流路のインピーダンスによる遅れに比べ小さいので、電磁弁の開閉時間は制御流の時間的变化に大きな影響を及ぼさない。従って、制御流の経時変化は主として流路の抵抗と流体の慣性によると考えられる。そこで、制御ノズル内に外径 2 mm、内径 1 mm の総圧管を設置して、制御流の流速を測定し、速度の時間変化を調べてみた。制御流を印加した場合の制御流量の実測例を図 3.2 に示す。時間は電磁弁を励磁してから時間を示す。なお、圧力検出管路のインピーダンスによる応答時間遅れは第 2 章と同様の方法により補正してある。測定値は素子の形状によって多少異なるが、各条件下で平均したところ、± 5 % の範囲内のばらつきで整理できた。実測値を表す実験式としてはいくつかの式が考えられるが、制御流路のインピーダンスを時間遅れの主因とすれば次式が成立する⁽⁷⁾。

$$\frac{u_c}{u_{c\infty}} = \tanh\{K_c u_{c\infty} t\} \quad (3 \cdot 1)$$

ここで、

- u_c : 制御ノズル出口のノズル中心部の流速
- $u_{c\infty}$: 十分時間が経過した後の制御流流速
- K_c : 管路長さや圧力損失によって決まる定数
- t : 時間

K_c として $u_{c\infty}$ が実測値と合致するように選び、計算した結果を図 3.2 に併せて示す。この図の場合、 $K_c \doteq 0.015$ である。

一方、付着過程においては、当初、噴流が側壁へ付着していない状態、すなわち主噴流に制御流が加った合成噴流が開放通路側へ流出する状態に置き、次いで制御流を短時間で停止させることにより、中立状態の噴流が自律的に側壁へ付着してゆく流動機構を検討の対象とする。厳密に言えば、両側に壁があり反対側制御流によって噴流が壁に付着させられる場合の噴流の挙動とは異なったものではあるが、現象を単純化して流動機構の基本的な要因を探るためには許される方法であると考えられる。本節で検討の対象とする過程においても、特にスプリッタ

の役割について考究する。

制御流路を閉止するために用いた常時開・励磁閉の電磁弁は、構造上の制約から励磁後すぐには作動せず約1.3 sで閉じ始め、約1.5 sで全閉となる。制御流量の経時的变化の一例を図3.3に示す。実験装置の動作に不確実性があるため、弁始動の時刻から制御流が停止するまでの時間を一定の値に設定することは難しい。そこで、各個の実験事例において制御流の経時変化を測定し、それに基づいて現象の時間的推移を測定することにする。実際に、付着過程が開始する制御流量になった時刻から制御流が停止するまでの時間を測定したところ、約0.13秒から0.21秒の範囲でばらつきがみられ、しかもこの変動は素子形状には無関係であった。しかし、噴流の切換えに要する時間（約1 s）に比べれば約8%以下であり、今回は無視しうると考えられる。合成噴流を側壁から離しておくための当初の制御流量は、いずれのスプリッタ距離に対しても十分であるように設定する必要がある。当初の制御流量と主流量の比を0.8に固定して実験を行った。

3・3 理論的検討

3・3・1 噴流が付着壁から離れる過程におけるスプリッタの役割

切換え過程の流動機構を解明するために、実験で観察した流動様式に基づいて理論モデルを作成し、運動量理論を用いて現象を解析する。

3・1で述べたように噴流が付着している側壁から離れて、反対側出力通路の方へ移動することを付着壁からはく離過程と呼ぶことにする。この現象の定義は未だ明確にはされていないが、一般には付着渦が存在していれば付着噴流と呼ぶことから考えて、どのような経過にしろ付着流線が消失した時を“はく離”の瞬間とするのが最も妥当な定義ではないかと思われる。なお、付着距離は付着流線が側壁と交わる点から側壁の上流端までの距離で定義する。

実験は実用素子の使用条件に近い状態を選び $Re \doteq 2 \times 10^4$ で行った。流動様式を $D_t/D_s = 8$ の場合を例にとり写真で図3.4に示す。この切換え過程における、写真観察と圧力測定を照合して噴流の位置をスケッチしたものを図3.5(a)に、圧力分布を第2章と同じ方法で測定した結果を図3.5(b)に示す。流動様式はスプリッタ距離によって若干異なるが、基本的にはこの図のように5段階に分けることができる。制御流が流入していない状態では噴流は側壁へ安定して付着しているが、その付着距離はスプリッタ距離によって異なる。この初期状態においては、前章の場合と同様に噴流中心軸が側壁に衝突すると思われる位置の近傍で圧力分布曲線は極大値を示し、付着渦の近辺で低い圧力を示す。制御流がない状態の定常付着噴流においては一般にスプリッタの先端と付着点間の距離が短くなると圧力の極大値は小さくなるが、この場合も極大値はスプリッタ距離が $10 D_s$ 以上の場合に比し低い値を示す。制御流が零の状態の付着距離 X_f を○印で図3.6に示す。ここで、電磁弁を励磁して開放して制御流が流出し始める時刻を T_0 とし、この時刻を観察の始点とする。制御流の増加に従って付着渦体積が増大し、主噴流と制御流が混合した合成噴流の外縁がスプリッタ先端に接触し始める時刻を T_1 とする。 T_1 は、スプリッタ先端部の開放通路側にとりつけた総圧管の圧力信号が顕著な上昇をもたらす時刻として測定することができる。この過程で圧力分布曲線の極大を示す位置も下流へ移行する。 T_0 から T_1 までを第一段階と呼ぶことにする。この後、噴流はスプリッタによって分岐され二つの出力通路へ分流するが、噴流の移動に対応して分流量は変化する。この段階では右出力

通路のスプリッタ先端部で低圧の渦領域が形成され、噴流はスプリッタ壁へ引き寄せられるように湾曲するため付着渦内への逆流量は抑制されると見られるが、一方では制御流の増大による効果も作用するので付着渦は増大を続けて付着点は下流へ移動する。制御流が切換流量に達するまでを第二段階とし、この段階の終了時刻を T_2 とする。写真観察によればほぼこの時刻の前後で付着点は最も下流に移っており、噴流の衝突点を表す圧力分布曲線上の極大の位置も最も下流に位置する。 T_2 における付着距離を図3.6に併せて示す。スプリッタによる分流が進むと圧力分布曲線上の極大値は減少し、 T_2 以後はその位置は上流へ遡り、また付着渦領域の圧力も上昇する。スプリッタ右側壁上の先端部付近の圧力を測定したところ、スプリッタ先端部に形成される低圧はく離渦領域の影響のため低い圧力を示すが、この値は T_2 前後で最も低くなる。この低圧領域の影響を受けて噴流は左方に引かれ、付着点が下流に移動するとともに噴流中心軸の曲率半径が大きくなるため噴流の衝突点における圧力の極大値も小さくなる。 T_2 以後右出力通路へ流入する流量が減少するため付着点は上流へ向かって逆行し、ついには付着流線は消失し右出力通路への分流はなくなる。付着流線が消失する側壁上の位置はスプリッタ距離によって異なるものの約 $4 \sim 5 D_s$ の場所である。この時刻を T_3 とし、 T_2 から T_3 までを第三段階とする。開放通路へ向かった流れはスプリッタ壁に沿って流れるが、スプリッタ先端部における流線の方向が開放通路側へ向き、右出力通路への分流がなくなると考えられる状態になる時刻を T_4 とする。 T_4 はスプリッタ先端に取り付けた総圧管が圧力信号を示さなくなる時刻、すなわち噴流とスプリッタの衝突が終了した時刻として測定される。写真観察から T_3 と T_4 はほぼ同時刻と推測される。噴流が開放通路へ流出し、流れが定常状態になる時刻を T_5 とする。噴流が付着壁から離れて後は圧力分布は側壁上ではほぼ一様になる。 T_3 から T_4 を第四段階、 T_4 から T_5 を第五段階と呼ぶが、実用素子では T_3 以後の噴流の挙動に対してはスプリッタの影響よりも反対壁の影響の方が大きいと予想されるので本節では詳しくは検討しない。

(1) 解析モデルと仮定

以上の流動様式の観察によれば、スプリッタは定常付着噴流に対して付着距離を短くするように作用し、第二段階では付着渦の増大を妨げるように作用する。そこで、これらスプリッタ作用の機構を明らかにするため、以下に述べるような理論モデルを構築し、解析を行う。

ここで、現象の解析を簡明にするために、従来の報告にもしばしば用いられていると同様の次の仮定を置く。①流れの場は二次元である。②流体は非圧縮性である。③速度分布は Goertler による自由噴流のそれで表される。④噴流の運動量は噴流中心軸上に集中して存在する。⑤付着渦内の圧力分布は一様である。⑥噴流中心軸に直角方向には圧力は中心軸上で不連続に変化する。⑦側壁長さは十分長く、出力口の影響は上流へ及ばない。⑧噴流中心軸は近似的に円弧で表される。これらの仮定について検討してみる。

素子内流れの三次元性に関してはいくつかの研究がある。Foss ら⁽²¹⁾ は上下拘束壁の存在による境界層の影響を調査している。それによれば、アスペクト比がおよそ4以下の小さい場合には、境界層の存在が主ノズル軸と制御ノズル軸を含む平面に直角方向の二次流れを作り出し、結果的には付着距離を大きくすることが明らかにされている。従って、実用素子のようにアスペクト比が2前後の流れでは、流れの二次元性には疑問が残る。しかし、本実験用素子はアスペクト比が5であるので、近似的に流れの二次元性を仮定することは許される⁽⁶⁴⁾と考えられる。

流体の非圧縮性については2・2で述べた。

速度分布は中心部分に核部分を持つ遷移領域と相似則が成立する発達領域では異なり、二次元噴流においてはその二領域の境界はノズル出口から $5.2 D_s$ 前後にある⁽³⁾。それぞれの領域に対して、噴流の速度分布の近似的表現式として種々の関数形が提案されている⁽⁶²⁾が、解析結果が関数形やそれに含まれる経験定数である拡散係数によって異なるため、実験条件に合致する分布形及び拡散係数の選択が望ましい。また、噴流の切換え過程においては、制御流との衝突及び移動に伴って主噴流の速度分布形がひずむことが予想される。和田ら⁽²²⁾によれば、主流と制御流から成る合成噴流の速度分布を単一の関数形で近似することは難しいが、主ノズル出口から約 $7 D_s$ 以上の下流においては混合が十分に進行し、発達領域の速度分布で近似できるとしている。そこで、以下で解析の対象とする領域は主として発達領域にあると考えられるから、ここでの理論モデルには Goertler の自由噴流の速度分布が適応しうるものとすれば、噴流中心軸方向の速度 u とそれに直角方向の速度 v は次式で与えられる⁽¹³⁾。

$$u = u_0 \operatorname{sech}^2 \eta \quad (3 \cdot 2 a)$$

$$v = \frac{u_0}{2(s+s_0)} \left\{ 2\eta(1 - \tan^2 \eta) - \tanh \eta \right\} \quad (3 \cdot 2 b)$$

ここで u_0 は噴流中心軸上の流速であり、有限幅のノズルから流出する運動量 J の噴流に対しては⁽¹³⁾、

$$u_0 = \sqrt{\frac{3J\sigma}{4\rho(s+s_0)}} \quad (3 \cdot 3)$$

η は次式で与えられる。

$$\eta = \frac{\sigma r}{(s+s_0)} \quad (3 \cdot 4)$$

ここで、 σ は拡散係数の逆数を表すまき込み係数、 s はノズル出口から噴流中心線に沿って測った距離、 s_0 はノズル出口から噴流の仮想原点までの距離、 r は噴流中心軸に直角方向の距離である。式 (3.1) から計算した s 方向の流量が主ノズル出口の流量と等しいとおくことにより s_0 が求まる⁽¹¹⁾。

$$s_0 = \sqrt{D_s \sigma / 3}$$

付着渦内の圧力分布の一様性と噴流中心軸を円弧で表すことの二つの仮定は同時に検討されねばならない。通常、付着渦内の圧力分布は一様ではない⁽¹¹⁾が、制御流を加え付着渦が増大した状態では渦内圧力は平準化されほぼ一様となる。そして、和田ら⁽⁶⁷⁾の実測によれば、噴流中心軸はほぼ円弧で近似できる。従って、噴流の移動を考える場合には、この二つの仮定は妥当なものを見なすことができる。

実用素子では、出力通路中途に大気への開放口であるベントを設け、出力通路下流の影響が上流の噴流挙動に及ばないようにになっている。通常、ベントはスプリッタ距離と比較しうる程

度の距離に設けられるため、出力通路入口付近、すなわちスプリッタ先端部近辺の圧力はベントの影響を受けると考えられる。そのため、ベントが設置されている場合や出力通路が短くて出力口の影響が出力通路入口付近の圧力場に影響する場合には、切換え過程における噴流の挙動は出力通路出口の影響を受けるものと予想されるが、ここでは噴流の切換えにおけるスプリッタの効果のみを抽出するため、十分に長い側壁を用いた場合を想定し、出力口の影響がないという仮定を置く。

仮定④と⑥については、力学的釣合の計算に運動量理論を用いる限りにおいて、やむを得ない方策と考える。

(2) 第一段階における流動機構

前述したように、第一段階と第二、第三段階では流動様式が異なるので別個の理論モデルを適用する。まず、第一段階の現象を解析する。この段階の噴流の挙動は、スプリッタの影響を受けるものの、制御流の流入に伴って付着渦が単調に増大するという現象が基本となる。

制御流を印加しない状態の定常噴流に及ぼすスプリッタの影響については、和田ら⁽⁶⁷⁾が詳細な実験を行った。その結果、出力通路の低い圧力が付着噴流に影響して、付着距離が短縮されることを明らかにしているが、出力通路の圧力が低下する原因や、低圧が付着噴流へ干渉する機構は明らかにされていない。そのため、付着距離の減少を引き起こす限界である限界スプリッタ距離を求めるためにも経験値に依存せざるを得ないとしている。そこで本研究では、出力通路の圧力が噴流に作用する機構を明らかにし、限界スプリッタ距離を算出する一般的な方法を求めることにする。

前節の実験結果から、制御流の流入がない初期状態においてスプリッタが十分遠くに設置されている場合には、付着噴流はスプリッタの影響を受けないことが分かる。しかし、その場合でも、制御流の流入に伴って噴流がスプリッタに近づけば、付着渦内の圧力がスプリッタの影響を受けると予想される。そこで、観察に基づく第一段階の流動様式を図3.7に示すようにモデル化し、この現象を解析する。

まず、検査面 $O_2A_1B_2N_1O_2$ における力の釣合を考える。主噴流は制御流の流入によって偏向させられ、合成噴流となって原点 O_2 においてノズル中心軸と角度 α_1 で流出すると見なし、また、合成噴流の運動量 J_0 は J_s と J_c のベクトル和で与えられるとする。図3.7に示すように、付着渦内圧力を P_1 、付着点より下流の圧力を P_2 、出力通路入口近辺の圧力を P_3 、噴流外縁の開放通路の圧力を P_∞ とすれば、主ノズル出口からスプリッタの影響を受け始めるまでの区間 O_2A_1 における力の釣合を表す関係式として、噴流中心軸に直角方向の運動方程式から近似的に次式が求められる⁽¹¹⁾。ただし曲率半径 R_1 は噴流幅に比べて十分大きいとする。

$$\frac{J_0}{R_1} \doteq P_\infty - P_1 \quad (3 \cdot 5)$$

一方、スプリッタの影響を受ける領域である区間 A_1B_2 においてその影響の度合は一様であるとする。すなわち、噴流外側の圧力 P_3 が一様であると仮定すれば、区間 A_1B_2 における力の釣合としては次式が成立する。

$$\frac{J_1}{R_2} \doteq P_3 - P_1 \quad (3 \cdot 6)$$

側壁と噴流との衝突において Bourque の第一理論⁽¹¹⁾ が適用できるとする。すなわち、側壁との衝突点において壁に沿った方向にのみ運動量が保存されるとすれば、衝突点に流入する運動量 J_1 と衝突点で下流と上流へ分流する運動量 J_2 、 J_3 の間には次の関係式が成立する。

$$J_1 \cos(\alpha_2 + \beta_2) = J_2 - J_3 \quad (3 \cdot 7)$$

出力通路入口近辺の圧力 P_3 が複雑な分布を持つことはすでに第 2 章で指適したが、その発生機構はまだ明らかにされていない。そこで、ここでは出力通路の圧力低下が出力通路入口における流れの縮流によってもたらされると考える。そこで、これと類似の流動様式である鋭い縁の周りの流れ (Borda's Mouthpiece の流れ) における圧力分布を P_3 の分布形に適用する。なお、計算の便宜上から、実際には圧力分布として図 3.8 に破線で示すものを用いる。これより、 A_0B_1 から主ノズル方向に測った距離 D_2 に対応した圧力は次式で与えられる。

$$C_{p0} = 1 \quad D_2 \geq 0.46D_d \quad (3 \cdot 8a)$$

$$C_{p0} = \left(\frac{0.57}{D_d}\right)D_2 + 0.74 \quad 0.46D_d \geq D_2 \geq -D_d \quad (3 \cdot 8b)$$

$$C_{p0} = 0.17 \quad -D_d \geq D_2 \quad (3 \cdot 8c)$$

ここで、 $C_{p0} = (P_2 - P_3) / (P_2 - P_\infty)$ である。さらに係数 C_f を導入し、計算上の C_{p3} が A_0B_1 面より $3 D_s$ 下流における実測値と整合するように C_f を選ぶ。

$$C_{p3} = \frac{P_3 - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_s^2} = (1 - C_{p0}) \left(\frac{U_2}{U_s}\right)^2 C_f \quad (3 \cdot 9)$$

ここで、 U_s は主ノズル出口の流速、 ρ は流体の密度、 U_2 は出力通路の圧力が P_2 である領域の代表的速度であるが、厳密に求めることは難しいので、噴流中心軸上の出力通路入口に相当する場所 A_2 の速度を式 (3.3) から算出し、この速度 U_2 をもって代用する：

$$U_2 = \sqrt{\frac{3J_1\sigma}{4\rho(s_2 + s_0 + D_{22})}} \quad (3 \cdot 10)$$

ここで $s_2 = O_2A_2$ であり、次式で与えられる。

$$s_2 = R_1(\alpha_0 + \alpha_1 + \alpha_2) + R_2\beta_1$$

以上の理論モデルを用いて、スプリッターが付着噴流に影響を及ぼし始めるスプリッターの設置位置、いわゆる限界スプリッター距離について検討する。幾何学的に $T = T_0$ における付着距離 X_r を求めると (図 3.7 参照)、次式で与えられる。

$$X_r = R_1\{\sin(\alpha_0 + \alpha_1) + \sin \alpha_2\} + R_2\{\sin(\alpha_2 + \beta_2) - \sin \alpha_2\}$$

$$-r_2 \operatorname{cosec}(\alpha_2 + \beta_2) - \overline{N_1 N_2} \quad (3 \cdot 11)$$

式 (3・5), (3・6), (3・7) および付着渦内の流量が釣合っているとする仮定⁽ⁱⁱⁱ⁾を用いて求めた α_2 , R_1 , R_2 , β_2 の値を (3・11) へ代入することにより, X_r が求まる. ここで, σ としては制御流が無い状態の付着距離を満足する値 6.5 を採用した. 式 (3・11) を用いて計算した $D_f/D_s = 1$, $D_w/D_s = 30$ の場合の結果を図 3.6 に示す. この場合, 限界スプリッタ距離 D_{lc} は約 $8.3 D_s$ であることが分かる. 計算結果と実験値との一致はよく, 本理論モデルは噴流の付着距離に及ぼすスプリッタ距離の影響をよく説明していると考えられる.

付着渦が増大する過程において, 噴流の付着側の連続の関係は次式で与えられる. すなわち, 付着渦体積の増加割合 (dW/dt) は, 衝突点において付着渦内へ逆流する流量 Q_r と O_2 から B_2 までの間の噴流のまき込み量 Q_e の差に等しいと仮定すると,

$$\frac{dW}{dt} = Q_r - Q_e \quad (3 \cdot 12)$$

付着渦体積の増加割合 dW/dt は体積 $O_2 A_1 B_2 N_1 O_2$ の増加割合で近似的に置き換えられるとすると, 幾何学的関係を基にして次式の関係が得られる. ここで, R_1 と R_2 は余り大きな差はないとし, また, $(\alpha_0 + \alpha_1) \doteq (\alpha_2 + \beta_2)$ と仮定する.

$$\frac{dW}{dt} \doteq \frac{d}{dt} \{ R_1^2 (\alpha_0 + \alpha_1) - R_1^2 \cos(\alpha_0 + \alpha_1) \sin(\alpha_0 + \alpha_1) \} \quad (3 \cdot 13)$$

Q_e は次式で得られる⁽ⁱⁱⁱ⁾. ここでは, $s_2 = O_3 B_2$ である.

$$Q_e \doteq \frac{1}{2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} u \, dr \right]_{B_2} - \frac{1}{2} [u_0]_{O_2} D_s = \sqrt{\frac{3J_1(s_2 + s_0)}{4\rho\sigma}} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{J_0 D_s}{\rho}} \quad (3 \cdot 14)$$

B_2 における付着渦内への逆流量 Q_r は次式で得られる⁽ⁱⁱⁱ⁾.

$$Q_r = \left[\int_{r_2}^{\infty} u \, dr \right]_{B_2} = \sqrt{\frac{3J_1(s_2 + s_0)}{4\rho\sigma}} (1 - \tanh \eta_2) \quad (3 \cdot 15)$$

ただし,

$$\eta_2 = \frac{\sigma r_2}{(s_2 + s_0)}$$

である. r_2 は B_2 における付着流線と噴流中心軸の距離である.

合成噴流の運動量は保存されるものとし, 簡単のため区間 $O_2 A_1$ においては J_0 , 区間 $A_1 B_2$ においては J_1 としてきたが, J_0 と J_1 の差はごくわずかと考えられるので, さらに $J_0 \doteq J_1$ と見なすことにする. ここで, J_0 , J_1 を求めるに際して噴流幅の定義は一般に用いられている方法に従う⁽ⁱⁱⁱ⁾.

$$J_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \rho u^2 \, dr \quad : O_2 A_1 \quad (3 \cdot 16)$$

$$J_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \rho u^2 dr \quad : A_1 B_2 \quad (3 \cdot 17)$$

速度分布が式 (3・2) で与えられる場合には, J_2 , J_3 は次式で与えられる⁽¹¹⁾

$$J_2 = \int_{-\infty}^{\eta_2} \rho u^2 dr = J_1 \left\{ \frac{1}{2} + \frac{3}{4} \tanh \eta_2 - \frac{1}{4} \tanh^3 \eta_2 \right\} \quad (3 \cdot 18)$$

$$J_3 = \int_{r_2}^{\infty} \rho u^2 dr = J_1 \left\{ \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \tanh \eta_2 + \frac{1}{4} \tanh^3 \eta_2 \right\} \quad (3 \cdot 19)$$

一方, 幾何学的関係を列挙すると, 以下の一連の式となる.

$$\left(D_l - \frac{D_s}{2} \right) \sin \alpha_0 + \overline{O_2 N_1} = D_d \quad (3 \cdot 20)$$

$$\begin{aligned} R_1 \{ \sin(\alpha_0 + \alpha_1) + \sin \alpha_2 \} + R_2 \{ \sin(\alpha_2 + \beta_1) - \sin \alpha_2 \} + r_1 \sin(\alpha_2 + \beta_1) \\ = \left(D_l - \frac{D_s}{2} \right) \cos \alpha_0 \end{aligned} \quad (3 \cdot 21)$$

$$R_2 \{ \cos \alpha_2 - \cos(\alpha_2 + \beta_2) \} = R_1 \{ \cos \alpha_2 - \cos(\alpha_0 + \beta_1) \} + \overline{O_2 N_1} \quad (3 \cdot 22)$$

$$(R_2 + r_1) \cos(\alpha_2 + \beta_1) - R_2 \cos(\alpha_2 + \beta_2) = D_0 \quad (3 \cdot 23)$$

$$R_2 \sin(\alpha_2 + \beta_2) - (R_2 + r_1) \sin(\alpha_2 + \beta_1) = -D_{22} \quad (3 \cdot 24)$$

$$R_2 \{ \sin(\alpha_2 + \beta_1) - \sin \alpha_2 \} + r_1 \sin(\alpha_2 + \beta_1) = D_{21} \quad (3 \cdot 25)$$

先に, 第一段階の終了時刻 T_1 はスプリッタ先端に噴流の外縁が接触する時とした. このことは, 第一段階においてはスプリッタ先端にある噴流の方向が出力通路方向であったのに対し, T_1 において噴流が開放通路側へ向かうことを意味すると考えられる. そこで, スプリッタ先端部の流線の方向を求める必要がある. ノズル出口からスプリッタ先端部までの間に, 噴流の速度分布はコア領域を持つ遷移領域から式 (3・2) が成立する発達領域へと変化するものとみなしうるから⁽³⁾, ここでも噴流の速度分布として式 (3・2) を使用する. 位置 (s , r) における速度ベクトルが噴流中心軸となす角度 θ は

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{v}{u} \right) = \tan^{-1} \left\{ \left(\eta - \frac{1}{2} \sinh \eta \cosh \eta \right) \frac{1}{\sigma} \right\} \quad (3 \cdot 26 a)$$

で与えられる. θ と η の関係を図3.9に示す. また, スプリッタ先端部における噴流中心線と流線の方向の関係を図3.10に示す. この図において, 噴流が開放通路側のスプリッタ壁へ衝突する角度を $(\pi/2 - \gamma_s)$ とすれば, 流線の方向が開放通路へ向く条件は $\theta = \gamma_s$ となる. この条件になる η の値は, 概算によれば -2 前後の値と予測できるので, 計算の便宜上, 式 (3・26 a) の関係を次式で置き換える.

$$\theta = -1.2\eta - 1.8 \quad (3 \cdot 26b)$$

図3.10に示すように、 $\gamma_s = \pi/2 - 2\alpha_0 - (\alpha_2 + \beta_1)$ であるから、噴流中心軸からスプリッタ先端までの距離が次式で与えられる η_s と一致した時にスプリッタ先端部の流れの方向が変わり、第一段階終了の状態を示すことになる。

$$\eta_s = 0.85(\alpha_1 + \beta_2) - 2.3 \quad (3 \cdot 27)$$

以上の解かねばならない方程式群は超越方程式を含むため、解析的に解を求めることはできない。そこで、制御流を徐々に増加させることに相当する条件として α_1 を少しずつ増加させ、式 (3・5), (3・6), (3・7), (3・9), (3・12), (3・20) ~ (3・25) を連立して Regula-Falsi 法により数値的に β_2 を求めると、式 (3・27) から第一段階終了の状態が求まる。噴流の偏向角 α_1 と制御流の関係が次式

$$U_c^2 \doteq U_s^2 \tan \alpha_1 \quad (3 \cdot 28)$$

で近似できるとすると、この U_c を用いて (3・27) を満足する状態の時刻が式 (3・1) から決定される。求めた値を図3.11に実線で示す。○印で示す実験値と比較してよく一致しており、第一段階においては出力通路入口の噴流の縮流が噴流の移動を抑制するとして本理論は現象をよく説明していると見なすことができる。

(3) 第二段階の流動機構

第二段階以後は、噴流がスプリッタに衝突し分岐されて出力通路と開放通路へ分流するとともに、側壁へも衝突するという様式である。主噴流を移動させる主因は制御流ではあるものの、この段階においても流動機構に及ぼすスプリッタの影響は大きい。観察した流動様式に基づいて作成した理論模型を図3.12に示す。

O_2 を原点とする合成噴流は、 O_4A_0 面内でスプリッタと衝突し、出力通路へ運動量 J_1 、開放通路へ運動量 J_2 で流出する。出力通路入口近傍のスプリッタ側に生成される死水領域の影響を受け噴流は複雑に折れ曲がり、通路内を横 S 字形に横断し側壁へ B_2 で衝突する。 B_2 での運動量 J_3 の大部分 J_4 は下流へ流出するが、一部の運動量 J_5 は付着渦 $O_2A_1B_0B_2N_1O_2$ 内へ逆流する。制御流が増加して、 J_2 が増加するに従い、 A_0 と噴流中心軸間の距離 r_1 は小さくなる。従って、 A_0 における流速は大きくなり P_3 の負圧も大きくなる。 P_3 の低下は R_3 を減少、 R_2 を増大させるので $(\beta_1 + \beta_2)$ は小さくなり、そのため付着渦内へ逆流する Q_5 は減少する。さらに P_3 の低下は P_1 の低下を招くと考えられる。 P_1 の負圧が増大すると R_1 の増大は抑制され、付着噴流は側壁から離れにくくなると考えられる。従って、噴流がスプリッタに近づく程、噴流の移動はスプリッタによって抑制されるが、一方では、分流の進行に従って J_1 が減少するため噴流のはく離は促進される。すなわち、スプリッタは噴流の移行に対して促進と抑制の二作用を併せ持つと考えられる。噴流中心軸はいくつかの円弧で表されると仮定し、 O_2A_1 については R_1 、 A_1B_0 においては R_3 、 B_0B_2 においては R_2 とする。噴流中心軸

に直角方向の運動方程式において R_1 が噴流幅に比べ十分に大きいとして噴流運動量と圧力の釣合は式 (3・4) と同様に次式で近似できる.

$$\frac{J_1}{R_1} \doteq P_\infty - P_1 \quad (3 \cdot 29)$$

$$\frac{J_3}{R_3} \doteq P_1 - P_3 \quad (3 \cdot 30)$$

$$\frac{J_3}{R_2} \doteq P_2 - P_1 \quad (3 \cdot 31)$$

次いで、噴流とスプリッタの衝突について考察するため、衝突点近傍の運動量の関係を模式的に図3.13に示す。噴流が式 (3・2) の速度分布のまま O_4A_0 面を通過したとした場合の運動量を J_1 とし、噴流とスプリッタ壁がなす角度を α_3 とする。ここで O_6A_0 面を延長した面上を通過し出力通路へ流入する運動量を J_3 、 J_3 がスプリッタ壁となす角度を γ_1 とする。 O_4A_0 面内でスプリッタと衝突しない部分の噴流運動量を J_7 とすれば、開放通路側のスプリッタ壁に衝突して逆流する運動量 J_6 と運動量 J_7 の合成運動量が J_1 にほぼ等しいと考えられる。さらに、 Q_c が切換え流量に到達する前の状態では $J_7 \gg (J_0 - J_7)$ であり、従って J_1 と J_3 の差は余り大きくないと考えられるので $J_1 \doteq J_3$ と置く。ここで J_3 が出力通路側のスプリッタ壁となす角 γ_1 は J_7 の流入角 α_2 とは異なった値である。また、 J_6 も小さく、 α_3 は α_2 よりわずかに大きく、観察によれば R_1 も R_3 よりわずかに大きい程度と考えられるので、 γ_1 を α_3 で置き換えることにする。さらに、噴流とスプリッタ壁との衝突点においても Bourque の第一理論を適用し、壁に沿った方向に運動量 ($J_2 - J_6$) が保存されると仮定すれば、近似的に次の一連の関係式が得られる。

$$(J_0 - J_7) \cos(2\alpha_0 + \alpha_2) = J_2 - J_6 \quad (3 \cdot 32)$$

$$J_7 \cos \alpha_2 - J_6 \cos 2\alpha_0 \doteq J_1 \cos \alpha_3 \quad (3 \cdot 33)$$

$$J_6 \sin 2\alpha_0 + J_7 \sin \alpha_2 \doteq J_1 \sin \alpha_3 \quad (3 \cdot 34)$$

側壁との衝突点 B_2 でも第一段階と同様に Bourque の第一理論、すなわち側壁に沿った方向に運動量が保存されるという仮定を用いれば、次式が得られる。

$$J_3 \cos(\beta_1 + \beta_2) = J_4 - J_5 \quad (3 \cdot 35)$$

A_1 点から下流の噴流の速度分布は明らかでない。そこで、 A_1 点を原点とする Goertler 分布を仮定する：

$$u_b = u_{0b} \operatorname{sech}^2 \eta \quad (3 \cdot 36)$$

$$\eta = \frac{\sigma r}{s_b + s_{0b}}$$

ここで、 s_b は A_1 から噴流中心軸に沿った距離であり、また A_1 から噴流の仮想原点までの距離 s_{0b} は面 O_4A_0 を通過する流量を O_2A_1 間の噴流の分布形 (3.2a) を用いて算出し、 A_1B_2 間の速度分布形式 (3.36) を用いて算出した流量に等しいと置くことにより、

$$s_{0b} = \frac{(s_1 + s_0)}{\tanh \eta_{1a} + 2}$$

が得られる。ここで、

$$\eta_{1a} = \frac{\sigma r_1}{(s_1 + s_0)}$$

$s_1 = O_2A_1$, $r_1 = A_0A_1$ である。

次いで、流量の関係について検討する。現象が準定常的であるという仮定をこの段階にも適用すると、付着渦体積の増加割合 dW/dt , B_2 点における逆流流量 Q_5 , O_2B_2 間のまき込み流量 Q_e の間には近似的に次式が成立する。

$$\frac{dW}{dt} \doteq Q_5 - Q_e \quad (3 \cdot 37)$$

ここで O_2A_1 間のまき込み流量 Q_{e1} , A_1B_2 間のまき込み流量 Q_{e2} はそれぞれ次式で与えられ、

$$Q_{e1} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\int_{-\infty}^{\infty} u_a dr \right]_{A_1} - U_0 D_s \right\} \quad (3 \cdot 38 a)$$

$$Q_{e2} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\int_{-\infty}^{\infty} u_b dr \right]_{B_2} - \left[\int_{-\infty}^{\infty} u_a dr \right]_{A_1} \right\} \quad (3 \cdot 38 b)$$

これらの間には $Q_e = Q_{e1} + Q_{e2}$ の関係が成立する。 B_2 における逆流流量 Q_5 は

$$Q_5 = \left[\int_{r_2}^{\infty} u_b dr \right]_{B_2} \quad (3 \cdot 39)$$

で表される。

付着渦体積の増加割合 dW/dt は、面積 $O_2A_1B_0B_2N_1O_2$ の増加割合で近似することにする。式 (3.38) , (3.39) を式 (3.37) へ代入すれば次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{dW}{dt} \right) \left[\frac{16\rho\sigma}{\{(2 + \tanh \eta_{1a})(s_2 + s_{0b})3J_0(1 - \tanh \eta_{1a})^2\}} \right]^{\frac{1}{2}} + \tanh \frac{\sigma r_2}{(s_2 + s_{0b})} \\ & = \frac{\sqrt{(s_1 + s_0)} \{1 + \tanh \eta_{1a}\} - 2\sqrt{s_0}}{\sqrt{(2 + \tanh \eta_{1a})s_2 + s_1 + s_0} \{1 - \tanh \eta_{1a}\}} \end{aligned} \quad (3 \cdot 40)$$

s_2 はここでは

$$s_2 = R_2\beta_2 + R_3(\gamma_1 - \gamma_2) \quad (3 \cdot 41)$$

である。後に述べるように、第二段階の終了を意味する条件と見なしうる $dW/dt \doteq 0$ の前後では s_1 , s_2 は余り変化しないと考えられるので、 dW/dt が零となる前後で s_1 , s_2 に関する項を定数で置き換えれば、式 (3・40) は

$$\tanh \frac{\sigma r_2}{(s_2 + s_{0b})} \doteq K_1 + \frac{K_2}{\{\tanh \eta_{1a} - 1\}} \quad (3 \cdot 42)$$

と書き換えられる。

ここで、

$$K_1 = \left[\frac{s_1 + s_0}{\{(2 + \tanh \eta_{1a}) s_2 + s_1 + s_0\}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3 \cdot 43)$$

$$K_2 = 2K_1 - 2 \left[\frac{s_0}{\{(2 + \tanh \eta_{1a}) s_2 + s_1 + s_0\}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3 \cdot 44)$$

従って、 K_1 , K_2 は s_1 , s_2 の関数であるが、後述するように数値計算方法として Regula-Falsi 法を用いる場合には、このままの形では計算が不安定になって実行できない。そこで、便宜上、第一段階の終了時の状態で計算して得られる値、 $\tanh\{\sigma r_1/(s_1 + s_0)\} = -1$ の時 $\tanh\{\sigma r_2/(s_2 + s_{0b})\} = 0.52$ となる状態を初期値とし、さらに実験の観察から得られる $\tanh\{\sigma r_1/(s_1 + s_0)\} = 0$ のとき $\tanh\{\sigma r_2/(s_2 + s_{0b})\} \doteq 0$ となる状態値を満たす K_1 , K_2 の値で代用する。なお、諸変数間の幾何学的関係は次の一連の式で与えられる。

$$D_d = \left(D_l - \frac{D_s}{2} \right) \sin \alpha_0 + \overline{O_2 N_1} \quad (3 \cdot 45)$$

$$R_1 \sin(\alpha_0 + \alpha_1) + (R_1 - r_1) \sin \alpha_2 = \left(D_l - \frac{D_s}{2} \right) \cos \alpha_0 \quad (3 \cdot 46)$$

$$R_1 \cos(\alpha_0 + \alpha_1) - \overline{O_2 N_1} + D_d = (R_1 - r_1) \cos \alpha_2 \quad (3 \cdot 47)$$

縮流の幅を理論的に求めることはできないので、縮流を受ける前後の流路の幅の比を C_c で表し、これを次のように表示する。

$$C_c = \frac{R_2 \{\cos \beta_1 - \cos(\beta_1 + \beta_2)\}}{(D_d + r_1 \cos \gamma_1)} \quad (3 \cdot 48)$$

C_c は写真観察に基づいて次式で与えられるものとする。

$$C_c = K_3 + K_4 \tanh \eta_{1a} \quad (3 \cdot 49)$$

ここで、 K_3 , K_4 としては、噴流の全ての流量が出力通路へ流入する状態、すなわち $\tanh \eta_{1a} = -1$ の時 $C_c = 1$ 、また噴流中心軸がスプリッタに衝突する状態、すなわち $\tanh \eta_{1a} = 0$ の時 $C_c = 0.5$ の二つの状態を満足するように選ぶ。

出力通路入口近傍のスプリッタ側壁の死水領域の圧力 P_3 は、噴流の通路への流入速度、流入角度、出力通路幅によって異なり、理論的に求めることは難しい。ここでは空洞係数 C_q ⁽⁷⁴⁾

を用いて、経験的な値を採用する。すなわち、

$$C_q = \frac{P_3 - P_2}{\frac{1}{2}\rho U_2^2} \quad (3 \cdot 50)$$

であり、ここで U_2 は圧力 P_2 の場所における流速である。死水領域外縁の速度として、 A_1 における噴流中心軸方向の速度 u_1 を用いる。また、 P_2 と P_3 の領域の代表速度 U_2 と u_1 の間にベルヌーイの定理が適用できるとすれば、 $P_2 + (1/2)\rho U_2^2 = P_3 + (1/2)\rho u_1^2$ であるから、この関係を式 (3・50) に代入し、代表速度として O_2 における流量を主ノズル幅で除した値である平均流速 U_0 を用いれば、 P_3 は次式で与えられる。

$$C_{p3} = \frac{P_3 - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \doteq C_{p2} + \frac{C_q}{1 - C_q} \frac{u_1^2}{U_0^2} \quad (3 \cdot 51)$$

$$C_{p2} = \frac{P_2 - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (3 \cdot 52)$$

速度分布は式 (3・2 a) で与えられるので、式 (3・51) は

$$C_{p3} \doteq C_{p2} + \left[\frac{C_q}{(1 - C_q)} \left\{ \sqrt{\frac{3J_0\sigma}{4\rho(s_1 + s_0)}} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\sigma r_1}{s_1 + s_0}\right) \right\}^2 \frac{1}{U_0^2} \right]_{r_1=0} \quad (3 \cdot 53)$$

となる。右辺の中での $\operatorname{sech}^4\{\sigma r_1/(s_1 + s_0)\}$ を展開し、最初の 2 項を採用すると、上式は次式に書き換えられる。

$$C_{p3} \doteq C_{p2} + C_{p3m} \left\{ 1 - 2\left(\frac{\sigma r_1}{s_1 + s_0}\right)^2 \right\} \quad (3 \cdot 54)$$

ただし、 C_{p3m} は、右辺第二項中のほぼ一定と見なせる部分をまとめて定係数としたものである。

$$C_{p3m} \doteq \frac{C_q}{(1 - C_q)} \left\{ \frac{3\sigma D_s}{4(s_1 + s_0)} \right\} \quad (3 \cdot 55)$$

(3・54) によれば、 $r_1 = 0$ の時の C_{p3} と C_{p2} の差が C_{p3m} になり、その時に最も大きな値を取ることがわかる。従って、

$$C_{p3m} = [C_{p3} - C_{p2}]_{r=0} \quad (3 \cdot 56)$$

しかし、 C_q は未知であり、理論的に求めることはできない。そこで、 C_{p3m} の値が実験値と一致するように C_q の値を選ぶことにする。 C_{p3m} はスプリッタ距離によって異なるので、各スプリッタ距離における実験値に近い値として $4 \leq D_l/D_s \leq 10$ で $C_{p3m} = 0.3$ 、 $D_l/D_s = 12$ で $C_{p3m} = 0.2$ 、 $D_l/D_s = 14$ で $C_{p3m} = 0.1$ 、 $D_l/D_s = 16$ で $C_{p3m} = 0$ とする。この結果は、出力通路幅が大きいほど通路下流の影響が大きく、低圧領域が形成されにくいことを示している⁽⁷⁵⁾。

C_{p3} の計算値と実験値を図3.14に示す。 T_2 における値は両者にやや差がみられる。

第二段階の終了を判定する条件は明確でない。そこで、写真観察と測定した圧力分布図から

推定して付着渦が最大になる時、即ち付着距離 X_r が最大の値を持つ状態をこの段階の終了時点とする。写真観察によれば、付着噴流が下流の高い圧力により上流へ押し戻されることによって、この段階が終了する。このことからみて、上記の判定基準は十分に合理的であると考えられる。付着距離 X_r は幾何学的関係から次式で近似される。

$$X_r \doteq R_1 \{ \sin(\alpha_0 + \alpha_1) + \sin \alpha_2 \} + R_3 (\sin \gamma_1 - \sin \gamma_2) + R_2 \{ \sin(\beta_1 + \beta_2) - \sin \beta_1 \} - r_2 \operatorname{cosec}(\beta_1 + \beta_2) - \overline{N_1 N_2} \quad (3 \cdot 57)$$

式 (3・29) ~ (3・35), (3・45) ~ (3・48), (3・54) を連立して, Regula-Falsi 法を用いて数値的に解を求める。制御流を徐々に増やして X_r が最大値を示す解を求め、その結果を付着距離と D_l との関係で図3.6に実線で示す。値には若干の差があるものの実験値とおおよその傾向は一致することから、切換えの判定として、付着距離が最大となる条件を用いることは適当であると考えられる。 X_r が最大値を持つ場合の制御流量を求め、これを切換流量として各スプリッタ距離における値を図3.15に示す。切換流量の計算値と実験値は大体において一致した値を示すが、 D_l が小さい範囲では計算値は実験値よりやや大きな値を示す。写真観察によれば、この範囲では噴流がスプリッタに衝突する角度 γ_1 が小さく、そのためにスプリッタ先端部で低圧の死水領域が形成されにくくなり、スプリッタによる切換えに対する抑制作用が小さくなるためであると考えられる。従って、この範囲では、スプリッタが噴流を分流させる作用が噴流の切換えにとって支配的要因であると考えられる。スプリッタ距離 D_l が大きい範囲では、 D_l が大きくなるにつれて Q_{cr}/Q_s は小さくなるが、曲線の傾きは漸減し一定値に近づく。和田ら⁽⁷⁶⁾ は、この値を素子に固有のジャンプレベルと呼んでいるが、本研究により、その特性が出力通路内の低圧渦の生成と、その領域に対する出力口の影響に起因するものであることが明らかになった。実験装置の制約から本研究では明確にできなかったが、セットバックが大きい場合、すなわち出力通路幅が大きい場合には、出力口の影響のため死水領域の低圧域が形成されにくく、スプリッタの作用も異なると考えられる⁽⁷⁵⁾。現象を準定常と考え、制御流の経時変化を表す経験式 (3・1) を用いて、切換えに要する時間を計算することができる。図3.11に示したように、第一段階に要する時間 ($T_1 - T_0$) はスプリッタ距離の増大とともに増大する傾向を示すが、第二段階に要する時間 ($T_2 - T_1$) は図3.16に実線で示すように $D_l/D_s = 10$ で最大値を示す。すなわち、このスプリッタ距離においては、スプリッタの噴流移行に与える促進効果が最も小さいと考えられる。計算値も実験値と一致している。第三段階以後については噴流が自律的に移動する過程であり、また実用素子においては反対壁との干渉が噴流の運動を規制する主因と考えられるので、ここでは理論的には検討しない。しかしながら、現象の説明として実験値を示すことは有益と考えられるので、図3.17にこれらの結果を示す。 T_3 は、実験的には側壁上の圧力分布曲線上の衝突点を示す凸部が消失する時刻として測定されるはずであるが、測定誤差が大きく正確な値を求めることができなかった。さらに、現象的にも T_4 と T_3 はほぼ同時刻と考えられるので、ここでは ($T_4 - T_2$) を考えることにする。第三・四段階に要する時間 ($T_4 - T_2$) は、 $D_l/D_s \leq 12$ までは D_l の増大とともに増大するが、 $D_l/D_s \geq 12$ では漸減する。 T_2 以降の噴流が移動する過程では、スプリッタ先端部の低圧渦内の圧力が上昇し、従って噴流の開放通路側への移行を抑制する作用が弱まる。その結果、移行時間は移動

する距離にはほぼ比例すると考えられる。

3・3・2 噴流が側壁へ付着する過程におけるスプリッタの役割

主流に制御流を加えた合成噴流を開放通路内で中立に置いた状態で、徐々に制御流を減少させる。主流と制御流の比がある値に達すると、合成噴流は中立的状態を保ち得なくなり、自律的に側壁方向へ移動し始める。この過程の流動様式は、スプリッタ距離によって若干異なったものとなるが、基本的には同一であるので $D_1/D_3 = 8$ の場合を例にとり、その変化の様子を写真で図3.18に示す。図3.19に、側壁上の圧力分布と流動の様式を見取図にしたものを示す。制御流の減少に伴い噴流は移動を開始する。この時の制御流量を、この場合の付着切換流量 Q_{ci} と呼ぶことにする。 Q_{ci} と前節の場合の切換流量 Q_{cr} との定義の相異を示すため、出力通路への出力流量と制御流の関係を模式的に表せば、図3.20のようにヒステリシス曲線を示す。ここで、 Q_d は出力通路の流量である。 $6 \times 10^3 \leq Re \leq 2 \times 10^4$ の範囲で実測した Q_{ci} を主流との比で図3.21に示す。 Q_{ci}/Q_s はレイノルズ数によってわずかに異なるものの、その差は大きなものではない。図3.3に併せて示すように、制御流量が Q_{ci} に等しくなる時刻を T_0 として観察の始点とする。実測によれば、スプリッタ先端の出力通路側に取り付けた総圧管に入力信号が現れる時刻 T_1 は T_0 とほぼ同時刻である。噴流の一部は、スプリッタ先端で出力通路側へと溢流を始め、循環する流線を形成するので、低圧渦が生成される。低圧渦が成長すると、側壁上で上流と下流へ流れが分岐されるようになる。すなわち、付着流線が形成されるので、この時刻 T_2 を側壁への付着が始まった時刻と見なすことにする。 T_1 から T_2 までを第一段階とする。時刻 T_2 を正確に測定することは難しいが、側壁上の圧力分布図から概略の値を求めることができる。すなわち、次のような方法を用いる。噴流が側壁へ衝突する点の近傍では圧力は周囲に比して高い値を示すが、この圧力分布図上の凸部は衝突点の移行に伴い下流へ移動する。この凸部の移動を上流へと逆算すると移動速度がわかる。凸部の移動の様子を図3.22に示す。一方、側壁上の圧力信号波形に、噴流の衝突による圧力上昇点が現れない場合が存在するが、写真観察と合わせて考えれば最初の衝突点のおおよその位置が判る。この位置と凸部の移動速度とをつき合わせて T_2 を決定することができる。右出力通路への分流が増大して付着点が下流へ移動すると、それに従って付着渦体積が増大し、ますます噴流の偏向が促進される。付着点が最も下流に位置する時刻を T_3 とする。 T_2 から T_3 までが第二段階である。 T_3 以後、付着渦の体積は減少するが、噴流の移動は進行し、噴流運動量のすべてが出力通路へ流入する状態になった時刻を T_4 とする。 T_3 から T_4 までを第三段階とする。 T_4 は、スプリッタ先端部の流線方向が出力通路側へ向く時であるが、これも厳密に測定することは難しい。そこで、噴流が衝突している間は高い圧力値を示すスプリッタ先端の総圧管の出力信号が素子出力端の基準圧に等しい値を示す時刻をもって代用することにする。 T_4 以後、この総圧管の圧力信号は、出力通路内のスプリッタ先端近傍に生じるはく離渦のため低い圧力を示す。図3.19に併せ示すスプリッタ壁上の圧力分布が低いことがこのことを示している。この低圧領域の影響で付着渦内の圧力も低下し、噴流はこの近傍で側壁方向へ押し曲げられ横 M 字形に蛇行し、ついには出力通路入り口付近の折れ曲がり部で側壁へ付着するため、付着渦は二つに分断される。この時刻を T_5 とする。 T_4 から T_5 までを第四段階とする。時刻 T_5 は T_2 と同様の方法で求める。すなわち、付着点では圧力分布は凸状となり、付着渦近傍では凹状となるから、図3.22に示すように付着による壁面上の圧力信号の上昇点を追跡し、写真と照合すること

によって噴流の付着の位置と時刻を決定することができる。 T_5 以後、下流側の付着渦は下流へと流れ去り消滅するが、上流側の付着渦は体積が減少するとともに付着点が上流へ移動し、定常付着噴流となって過程は終了する。終了時刻を T_6 とすれば、 T_5 から T_6 までが第五段階である。噴流が T_6 の状態に到達する時刻はあいまいである。そこで、付着点の移動速度が T_6 に到るまであまり変化しないと仮定し、最終状態の側壁上の圧力分布図から求められる付着距離に衝突点が到達する時刻を T_6 とする。図3.22に T_6 の時刻と位置を求めた例を示す。以上に示したように、流動様式は T_1 から T_6 まで5段階に分けて考えられる。そこで、それぞれの段階に対して運動量理論を用いた理論モデルを構築する。なお、以下の理論モデルの構築に際して、3・3・1で用いた八つの仮定をここでも採用する。

(1) 初期状態の解析

まず、噴流の移動が始まる時の状態をモデル化し、図3.23に示す。力の釣合と流量の関係については、図に破線で示す検査面 $EFA_0B_1N_2E$ 内で考える。主流と制御流の衝突により、噴流の速度分布形は自由噴流のそれとは異なったものになると予想されるが、ここでも3・3・1で述べたと同じ理由で、速度分布として発達領域における Goertler によるものに相似な分布形を仮定する。一方、出力通路からは巻き込み流に相当する流れが上流へ逆流しているので、これを考慮して出力通路横断面内では流れは一様な速度 u_w を持つと仮定し、検査面内では右側壁上で u_w の速度であると仮定する。さらに、区間 O_3A_1 における噴流の速度分布として、逆流成分 $u_w \cos(\alpha_0 + \alpha_1)$ を含めた速度分布形が、Goertler による自由噴流のそれに相似であると仮定する。すなわち、 s 軸方向の流速 u は出力通路側では

$$u = u_m \operatorname{sech}^2 \eta_r + u_w \cos(\alpha_0 + \alpha_1) \quad (3 \cdot 58)$$

$$\eta_r = \frac{\sigma_r r}{(s + s_0)}$$

自由境界側では

$$u = u_0 \operatorname{sech}^2 \eta_l \quad (3 \cdot 59)$$

$$\eta_l = \frac{\sigma_l r}{(s + s_0)}$$

とする。ここで、 u_m は出力通路側から見た、また、 u_0 は開放通路側から見た噴流中心軸上の流速である。 σ_l 、 σ_r をそれぞれの側における巻き込み係数とすれば、 u_m は次式で表される。

$$u_m = u_0 - u_w \cos(\alpha_0 + \alpha_1) \quad (3 \cdot 60)$$

ここで、噴流運動量 J_1 が保存されるとすれば、 u_0 と σ_0 は、

$$u_0 = \sqrt{\frac{3J_1\sigma_0}{4\rho(s+s_0)}} \quad (3 \cdot 61)$$

$$\sigma_0 = \left\{ \frac{2\sigma_r \sigma_r}{(\sigma_l + \sigma_r)} \right\} \quad (3 \cdot 62)$$

与えられる⁽³¹⁾。

主噴流は主ノズル出口で制御流と衝突し、角度 α_1 だけ偏向する。角度 α_1 の決定方法としてはいくつかの提案がなされている。主噴流両側の圧力差と制御流の運動量によって偏向角を求めようとした Peperone⁽²⁰⁾の報告が最も早く、次いで木村らは主流と制御流の間の狭まり部における流れの抵抗を考慮に入れて α_1 を計算した。Moses⁽³⁹⁾ら、Epstein⁽²⁷⁾もいずれも類似の方法を用いた。しかし、これらはいずれも流量係数などに経験的な数値を用いねばならない。一方、和田ら⁽²³⁾は本研究の場合と極めて近い条件下で実験を行うとともに、一つの経験値を導入するだけで α_1 を計算しうる実際的な計算法を提案している。ここでは和田らの方法を採用し、今回のモデルにおける α_1 を計算することにする。

噴流原点を主ノズル出口 O_1 に置く。和田らのモデルを前節の実験条件に適用すると、偏向角 α_1 は

$$\tan \alpha_1 = \frac{q_s^2 - P_{ci}^* / 2 - [(q_s^2 - P_{ci}^* / 2)^2 - 2P_{ci}^* \{ (Q_c^2 / Q_s^2) q_s^2 + (P_{ci}^* / 2) D_c^{*2} \}]^{1/2}}{D_c^* P_{ci}^*} \quad (3 \cdot 63)$$

与えられる。但し、 P_{ci} が小さい場合は

$$P_{ci}^* = 2q_s^2 \frac{\{ (Q_c / Q_s)^2 / D_c^* \} \cos \alpha_1}{D_f^* + \frac{1}{2} + D_c^* (\tan \alpha_1 - 2\lambda_p \cos \alpha_1)} \quad (3 \cdot 64)$$

ここで、 q_s は流量係数、 D_c^* は無次元制御ノズル幅 (D_c / D_s)、 P_{ci}^* は主流と制御流の干渉域の圧力 P_{ci} を無次元化したもので $P_{ci} / \{ (1/2) \rho U_s^2 \}$ 、 D_f^* は無次元セットバック、 λ_p は圧力回復係数である。 λ_p は経験的に得られるものであるが、和田らは0.4の値がよく実験値と合致するとしているのでここでもこれを採用する。

ここで、 r 方向の流速 v を求めるため流れ関数を導入する。すなわち、流れ関数を Ψ で表わし、 $u = \partial \Psi / \partial r$ 、 $v = -\partial \Psi / \partial s$ とすれば、 $A_0 A_1$ 面における v は次式で与えられる。

$$v = -\frac{\partial}{\partial s} \left\{ \int u \, dr \right\} \quad (3 \cdot 65)$$

式 (3·58) を用いれば、上式は

$$\begin{aligned} [v]_{s=s_1} = & \left[\sqrt{\frac{3J_1 \sigma_r}{4(s+s_0)}} \left\{ \frac{\eta}{\sigma_r} \operatorname{sech}^2 \eta - \frac{1}{2} \frac{1}{\sigma_r} \tanh \eta \right\} \right. \\ & \left. - \left\{ \frac{\eta}{\sigma_r} \operatorname{sech}^2 \eta - \frac{\tanh \eta}{\sigma_r} \right\} u_w \cos(\alpha_0 + \alpha_1) \right]_{s=s_1} \end{aligned} \quad (3 \cdot 66)$$

となる。ただし、

$$\eta = \frac{\sigma r}{(s+s_0)}$$

である。従って、 A_0A_1 面に於ける速度の方向が噴流中心軸となす角 θ_1 は次式で与えられる。

$$\theta_1 = \tan^{-1} \frac{v}{u} \quad (3 \cdot 67)$$

次いで運動量の釣合を考える。 A_0A_1 面を通過して流出する運動量を J_1 、 O_3 で流入する運動量を J_0 、 A_0B_1 面から流入する運動量を J_d とすれば、 s 方向について、次式が成立する。

$$J_1 = J_0 - J_d \cos(\alpha_0 + \alpha_1) \quad (3 \cdot 68)$$

ここで、

$$J_1 = \int_{-\infty}^{r_0} \rho u^2 dr \quad (3 \cdot 69)$$

$$J_d = \int_{r_1}^{r_d} \{\rho u^2 \sec(\alpha_0 + \alpha_1)\} dr \quad (3 \cdot 70)$$

であり、 r_0 は $u = 0$ となる場所までの噴流中心軸からの距離を表し、 r_d は距離 A_1B_3 である。

一方、 EF 面を通過する運動量は噴流の巻き込みによるものであるから、 EF 面に垂直な方向と仮定しても差し支えない。これを J_l で表わす。従って r 方向については

$$J_l = J_d \sin(\alpha_0 + \alpha_1) \quad (3 \cdot 71)$$

となる。 J_0 は主流と制御流の合成噴流の運動量であり、制御流運動量 J_c が主流運動量 J_s に比して小さい場合は次式でよく近似しようと和田ら⁽²³⁾は提案している。

$$J_0 \doteq J_s + J_c + 2\lambda_p P_{ci} D_c \quad (3 \cdot 72)$$

P_{ci} は式 (3・63) で与えたが、さらにこの P_{ci} が小さい場合には α_1 は次式で近似し得る⁽²³⁾。

$$\tan \alpha_1 = \frac{(Q_c/Q_s)^2 + P_{ci}^*/2}{1 - P_{ci}^*/2} \quad (3 \cdot 73)$$

式 (3・71) 中の J_d について考える。出力通路 D_d から流入する流量を Q_d とすると、次式が得られる。

$$Q_d = \int_{r_1}^{r_d} u dr \quad (3 \cdot 74)$$

一方、運動量 J_d は、

$$J_d \doteq \rho \left(\frac{Q_d}{D_d} \right)^2 D_d \quad (3 \cdot 75)$$

と置き換えられる。

次いで、検査面内の流量の連続性について検討する。A₁からB₃までの付着側の流量は次式で与えられる。すなわち、A₀B₁を通過する流量はO₃A₁間の巻き込み流に等しいと考えられるから

$$[Q]_{A_1B_3} = \left[\int_0^{r_d} u \, dr \right]_{s=D_l \cos \alpha_1} \quad (3 \cdot 76)$$

一方、A₁A₀間を通過する流量は

$$[Q]_{A_1A_0} = [Q]_{A_1B_3} - Q_d \quad (3 \cdot 77)$$

で与えられる。

噴流の一部が出力通路へ流出し始める条件は、3・3・1で噴流のはく離における第一段階の終了の条件を決めたのと同様の考え方に基づいて決定する。すなわち、その時刻をスプリッタ先端部の出力通路側における速度の方向が出力通路側へ向く時と考えると、図3.24に示す角度(α₀+α₁+θ₁)が90°になった時と考えることができる。従って、式(3・63)、(3・66)、(3・68)、及び(3・77)を連立して解き、次式の条件を満足するα₁が得られた時をT₁とする。

$$(\alpha_0 + \alpha_1 + \theta_1) \leq \frac{\pi}{2} \quad (3 \cdot 78)$$

(2) 噴流が移動する過程の流動機構

次いで、T₁以降の流動の様式をモデル化し図3.25(a)に示す。まず、噴流が側壁方向へ移動する速度について考察する。観察によれば、スプリッタ先端部の逆流による渦は増大し噴流は側壁方向へ引き寄せられるが、この段階の終了はQ_d=0になる時、すなわち付着流線が形成され、それより下流の出力通路側の流入量と流出量が等しくなる状態と仮定し、この時刻をT₂とする。T₁からT₂までの間の噴流中心線の移動の様子をモデル化し、図3.25(b)に示す。この間、噴流中心軸は図に示すように外側に渦を伴った鍵型の形状を保って下流へ移動するが、これを直線状の中心軸が側壁方向へ移動すると置き換えることにする。また、T₂からT₆までの様式においても、主ノズル出口からスプリッタ先端までの領域における噴流中心軸の形状は、噴流中心軸がスプリッタ先端に到達する(図3.25(a)においてr₁=0)前と後で異なると考えることにする。すなわち、実験値を検討してみると、噴流運動量のかなりの部分が出力通路へ流入しないと側壁との間の付着渦内の圧力は低下しない。従って、噴流両側の圧力差も余り大きくならないため、この時刻以前では噴流中心軸を直線状と仮定し、以後では流入運動量の増大ひいては低圧渦の圧力低下を考慮して噴流中心軸の形状は円弧で表わされると仮定する。

i) まず、T₃までの段階における運動量と圧力の釣り合いについて検討する。最初に、噴流中心軸がスプリッタ先端に届いていない段階、すなわち、O₂A₀より開放通路側にある状態について考察する。このとき、噴流の大部分は開放通路へ流出している状態である。rを噴流中心軸から下向きに正の方向とすれば、この状態はr₁≥0に相当する。前節と同様に、領域O₂A₁間では

$$\frac{J_0}{R_1} = P_\infty - P_1 \quad (3 \cdot 79)$$

B_0B_2 間では

$$\frac{J_1}{R_2} = P_2 - P_1 \quad (3 \cdot 80)$$

の力の釣合の関係式が得られる。ここで、 O_2A_0 を結ぶ線より時計方向に測った角度を正とすれば、 $\alpha_2 < 0$ の場合、噴流は出力通路側のスプリッタ壁に沿って流れることを意味する（図 3.25 参照）。この段階では、出力通路を逆流して流入する流量はもはや存在しないと考えられるから、噴流右側の速度分布として式 (3.54) と同様のものが仮定できる。従って、 $\alpha_2 \geq 0$ の場合、

$$J_1 = \frac{3}{4} J_0 \left(\frac{2}{3} - \tanh \eta_1 + \frac{\tanh^3 \eta_1}{3} \right) \quad (3 \cdot 81)$$

$$\eta_1 = \frac{\sigma r_1}{s_1 + s_0}$$

であり⁽¹¹⁾、 $\alpha_2 < 0$ の場合には

$$J_1 = \frac{3}{4} J_0 \left(\frac{2}{3} - \tanh \eta_1 + \frac{\tanh^3 \eta_1}{3} \right) \cos \alpha_2 \quad (3 \cdot 82)$$

となる。噴流と側壁の衝突点 B_2 において Bourque の第一理論を適用すると、次式が得られる。

$$J_1 \cos(\beta_1 + \beta_2) = J_2 - J_3 \quad (3 \cdot 83)$$

一方、幾何学的関係より、

$$r_1 \doteq \left(D_l - \frac{D_s}{2} \right) \sin \alpha_1 \quad (3 \cdot 84)$$

$$D_d \doteq R_2 \{ \cos \beta_2 - \cos(\beta_1 + \beta_2) \} + r_2 \quad (3 \cdot 85)$$

付着渦の体積を次に示す三つの領域に分けて計算する。また、付着渦の体積の時間的変化の割合は、この三つの検査面の時間的変化の割合の合計とほぼ等しいと仮定する。まず、体積 $O_2A_1A_0$ の変化割合は幾何学的関係から近似的に次式で与えられる。

$$\frac{dW_1}{dt} \doteq \frac{d}{dt} \left\{ D_s^2 \frac{\sin \alpha_1 \cos \alpha_1}{2} \right\} \quad (3 \cdot 86)$$

式 (3.84) から、 $dr_1 = (D_l - D_s/2) \cos \alpha_1 d\alpha_1$ の関係が得られ、これを代入すれば、上式は次のように書き換えられる。

$$\frac{dW_1}{dt} \div \frac{(D_{ls}^2 - 2r_1^2)}{2D_{ls}\sqrt{1 - (r_1/D_{ls})^2}} \frac{dr_1}{dt} \quad (3 \cdot 87)$$

ここで、

$$D_{ls} = D_l - \frac{D_s}{2} \quad (3 \cdot 88)$$

また、体積 $W_2 = A_1 B_0 B_1 A_2$ の変化量は小さいと考えられるので、 $dW_2/dt \doteq 0$ と仮定する。さらに、体積 $W_3 = B_0 B_2 B_1$ の変化量を近似的に求めると

$$\frac{dW_3}{dt} \div \frac{d}{dt} \left\{ R_2^2 \frac{\beta_1}{2} - \frac{1}{2} R_2^2 \cos \beta_1 \sin \beta_1 \right\} \quad (3 \cdot 89)$$

で与えられる。従って、付着渦全体の体積変化割合 dW/dt は

$$\frac{dW}{dt} = \frac{dW_1}{dt} + \frac{dW_2}{dt} + \frac{dW_3}{dt} \quad (3 \cdot 90)$$

で与えられる。

一方、噴流中心軸と側壁で囲まれた領域について連続の関係を求めると、次式のようになる。

$$\frac{dW}{dt} = Q_3 - Q_e \quad (3 \cdot 91)$$

ここで、 Q_e は $O_2 B_2$ 間において噴流が巻き込む流量であり、 Q_3 は B_3 点において付着渦内へ逆流する流量で、

$$Q_3 = \int_{r_3}^{\infty} u_b dr \quad (3 \cdot 92)$$

上式中、 u_b は噴流中心軸方向の流速、 r_3 は中心軸から付着流線までの距離である。流速 u は噴流の移動による影響を考慮して次式で与える。すなわち、弧 $B_0 B_2$ の伸びる割合 (ds_2/dt) 分だけ $O_3 B_2$ 面に流入する流速は相対的に減少するので、

$$u = u_b - \frac{ds_2}{dt} \left(1 - \frac{r}{R_2} \right) \quad (3 \cdot 93)$$

ここで、 s_2 は弧 $B_0 B_2$ の長さである。出力通路へ流入した噴流はスプリッタ壁に沿って流れることから、 $\beta_2 \ll \beta_1$ 及び $(dr_2/dt) \ll (dR_2/dt)$ と仮定すると、 ds_2/dt は幾何学的関係から次式で近似される。[付録 1 参照]

$$\frac{ds_2}{dt} \div \frac{(\beta_1 + \beta_2 \cos \beta_1 - \sin \beta_1)}{\sin \beta_1} \frac{dX_{r2}}{dt} \quad (3 \cdot 94)$$

ここで、 X_{r2} は $B_1 B_2$ の長さである。ここで、観察から時刻 T_2 までは B_2 の移動量は小さいので、体積減少量 dW_1 は体積増加量 dW_3 にはほぼ等しいと考えられる。一方、図3.22(b)に示

すように、 T_3 までは噴流中心軸は鍵型状であるが、この折れ曲がり部が下流へ移動する速度は噴流中心軸上の速度に比例することが知られているので⁽²⁸⁾、中心軸は直線状のまま移動すると置き換えることにすれば、体積減少量 dW_1 は $d\alpha_1$ に比例すると仮定できる。従って、 B_0B_1 の変化量は小さいとすれば、面積 $B_0B_2B_1$ の変化量はほぼ B_1B_2 の変化量に比例すると考えられるので、 dX_{r2}/dt は $d\alpha_1/dt$ と比例的な関係にあると考えられること、また、可視化及び側壁上の圧力分布の実験値から推測して、この値はほぼ一定値と見なしうるので次の仮定を置く。

$$\frac{dX_{r2}}{dt} = u_k = \text{const.} \quad (3 \cdot 95)$$

($T_2 \sim T_3$) の段階においても式 (3・95) が成立すると仮定すれば、 u_k を次のようにして求めることができる。式 (3・94) から、 $(\beta_1 + \beta_2) \doteq 2.331$ で $ds_2/dt = 0$ となるので、この $(\beta_1 + \beta_2)$ の値を β_{cr} とおく。この時、 O_5B_2 面の移動速度は 0 であり、 O_5B_2 面への流入量も 0 となるので、 $dW \doteq 0$ と置くことできる。従って、式 (3・90) を用いて $[dX_{r2}/dt]$ の β_{cr} における値を計算することにより u_k を得ることができる。なお、 dX_r/dt は幾何学的関係から次式で近似される。

$$\begin{aligned} \frac{dX_r}{dt} \doteq \frac{d}{dt} [& (R_1 - 1.32D_s) (\sin \alpha_0 + \cos \alpha_0 \tan \alpha_2) + R_2 \{ \sin(\beta_1 + \beta_2) \\ & - \cos(\beta_1 + \beta_2) \tan \beta_2 \}] \end{aligned} \quad (3 \cdot 96)$$

次いで、流量の関係をもう少し詳しく検討する。 O_2A_1 間の付着渦側の巻き込み量を Q_{eA} 、 A_1B_2 間のそれを Q_{eB} とする。 B_2 における付着流内への逆流量 Q_3 は、噴流軸 B_0B_2 の変化に伴い O_5B_2 面が移動するので、この場合は次の Q_r

$$Q_r = \left[\int_{r_3}^{\infty} u \, dr \right]_{B_2} \doteq \left[\int_{r_3}^{\infty} \left\{ u_b - \left[\frac{ds_2}{dt} \right]_{B_2} \left(1 - \frac{r}{R_2} \right) \right\} dr \right]_{B_2} \quad (3 \cdot 97)$$

で与えられる。巻き込み流量については次式で近似する。

$$Q_e \doteq \frac{1}{2} \left\{ \left[\int_{-\infty}^{\infty} u_a \, dr \right]_{A_1} - U_0 D_s \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \left[\int_{-\infty}^{\infty} u_b \, dr \right]_{B_2} - Q_1 \right\} \quad (3 \cdot 98)$$

以上の関係を式 (3・91) に代入すれば流量の関係は求まるが、後に述べる計算法 Regula-Falsi 法を用いると解が求め難い。そこで、 Q_r と Q_e を等値できる場合を仮定し、式 (3・79)、(3・80)、(3・83) ~ (3・85) を連立して諸変数の近似値を求め、それを式 (3・91) に代入して解を求める。なお、この段階では出力通路へ流入する噴流流量は少ないので出力通路の圧力 P_2 はほぼ出力口の圧力、すなわち外部の圧力 P_∞ に等しいと考えられる。そこで、 $P_2 \doteq P_\infty$ と仮定する。

次に、噴流中心軸が O_2A_0 より出力通路側に移動した後の過程、すなわち、噴流運動量の半分以上が出力通路へ流入する状態について考察する。この状態では、区間 O_2A_1 において付着

渦内圧力 P_1 は低下しているので、噴流中心線は円弧で表されるとする。従って、 O_2A_1 間において運動量の釣り合いは次式で与えられる。

$$\frac{J_0}{R_1} \doteq P_\infty - P_1 \quad (3 \cdot 99)$$

B_0B_2 の区間においては式 (3・80) が成立する。制御流はも早流出していないから、主ノズル出口においては噴流の偏向角 $\alpha_1 = 0$ とみなしうる。噴流はスプリッタ壁に沿って出力通路へ流入するから $\beta_2 \doteq 0$ と見なすことができ、さらに幾何学的関係式のうち式 (3・83) と式 (3・84) に相当する式として次式を用いることができる。

$$R_1 \{ \sin \alpha_0 + \sin \alpha_2 \} = \left(D_l - \frac{D_s}{2} \right) \cos \alpha_0 + r_1 \sin \alpha_2 \quad (3 \cdot 100)$$

$$(R_1 - r_1) \cos \alpha_2 - R_1 \cos(\alpha_0 + \alpha_1) + \overline{O_2N_1} = D_d \quad (3 \cdot 101)$$

以上式 (3・79), (3・80), (3・83) ~ (3・85), (3・91) を連立して解かなければならないが、方程式群が三角関数を含む非線形方程式を含むため解析的に解を求めることができない。そこで、数値的に近似解を求めることにする。まず、 $dX_r/dt = 0$ の場合、すなわち定常的な釣合が得られる状態を仮定し、噴流中心軸がスプリッタ先端に到達するまでの段階では、 α_1 を少しずつ減少させて諸数値を計算し、収束解を求める。噴流中心軸がスプリッタ先端に到達した後は、 $\alpha_1 = 0$ として計算する。数値計算法として、前節と同じく *Regula-Falsi* 法を用いる。次いで、 dX_r/dt に式 (3・96) を用いて、最大の X_r を示す変数の組合せを求める。こうして T_3 の状態の数値を求めた。

ii) 次いで、 T_3 以降について考察する。 $T_3 \sim T_4$ までの間の運動量の釣合、流量の関係等はほぼ $T_2 \sim T_3$ までの関係と同じと考えられるが、出力通路へ流入する運動量は多くなるので、噴流中心軸の形状をやや単純化することができる。すなわち、 $\alpha_2 \doteq \beta_2$ と仮定することができる。従って、 B_0 が A_1 に一致すると考えることができる。付着渦側の検査面 $O_2A_1B_2N_1$ について流量の関係は式 (3・91) で表すことができるが、この段階では $Q_3 < Q_e$ である。

(3) 噴流が出力通路内へ流入している状態の解析

噴流の移動により運動量の全てが出力通路へ流入し始める時刻 T_4 は、 T_2 と同様の方法によって求める。すなわち、スプリッタ先端部の速度の方向が出力通路の方向を向く時刻をもって T_4 とする。具体的に言えば、図3.26において

$$\theta_2 + \alpha_2 + 2\alpha_0 \geq \frac{\pi}{2} \quad (3 \cdot 102)$$

になった時刻を T_4 と決める。なお、この時点でのスプリッタ先端部の流れは噴流外縁部に相当するので、速度分布には式 (3・59) を用いる。圧力 P_2 は、 $T_3 \sim T_4$, $T_4 \sim T_5$, $T_5 \sim T_6$ の各段階で異なった値をとる。すなわち、 $T_3 \sim T_4$ では $P_2 \doteq P_d$ とおくことができる。ここで P_d は出力通路下流の圧力であり、 $P_d \doteq P_\infty$ と仮定しうる。 $T_4 \sim T_5$ の段階においてはスプリ

ッタ先端部のはく離渦の発生のため、低圧渦領域が発生する。これを圧力 P_3 とする。そこで、この段階では圧力 P_2 として、圧力 P_3 を最低値とする Borda's Mouthpiece の圧力分布に相当する分布形を仮定する。さらに、3・3・1と同様に縮流の圧力変化を圧力係数 C_{p0} で表わすとともに、はく離渦の最低値を圧力係数 C_{p3m} で表わす。出力通路の圧力を圧力係数 C_{p4} で表わすとともに、実際の値と整合させるための係数を C_f とする。出力通路の負圧は上流へ影響するが、正圧の場合は上流への影響は小さいと考えることができる。これは、4・3・1で述べるように、実験の観察によれば、縮流部分の存在のため、正圧が上流部分へ及ぼす影響は小さいと見なしうるからである。

3・3・1と同様に出力通路入口付近を三つの領域に分け、それぞれの領域における圧力の関係について、上述の関係を数式で表せば、次の一連の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}
 D_z \geq 0.46D_d & & C_{p0} &= 1 \\
 & & C_{p2} &= 0 \\
 & & C_{p3} &= C_{p4}C_f + C_{p3m} \\
 0.46D_d \geq D_z \geq -D_d & & C_{p0} &= \frac{0.57}{D_d}D_z + 0.74 \\
 & & C_{p3} &= C_{p4}C_f + C_{p3m} \\
 D_z \geq 0 & & C_{p2} &= C_{p3}(1 - C_{p0}) \\
 0 > D_z & & C_{p3} \geq 0 & & C_{p2} &= 0 & (3 \cdot 103) \\
 & & C_{p3} < 0 & & C_{p2} &= C_{p3}(1 - C_{p0}) \\
 -D_d > D_z & & C_{p0} &= 0.17 \\
 & & C_{p2} &= C_{p3}(1 - C_{p0}) \\
 & & C_{p3} &= C_{p4}C_f + C_{p3m}
 \end{aligned}$$

ここでは、 $C_{pn} = (P_n - P_\infty) / (\rho U_0^2 / 2) : n = 2, 3, 4$ 、 $C_{p0} = (P_3 - P_2) / (P_3 - P_\infty)$ である。出力口に負荷がない場合は $C_{p4} = 0$ と仮定することができる。 C_{p3m} の選定にあたっては、噴流とスプ

表 3.1 はく離渦内の最大負圧

D_l/D_s	4	6	8	10	12
C_{p3m}	-0.01	-0.1	-0.1	-0.07	-0.05

リッタの衝突角が3・3・1の場合と少し異なるため、実験値から求めた表3・1に示す次の様な値を採用する。

幾何学的関係は次の3式で与えられる。

$$\tan \alpha_2 = \frac{D_l \cos \alpha_0 - R_1 \sin \alpha_0}{D_l \sin \alpha_0 + R_1 \cos \alpha_0} \quad (3 \cdot 104)$$

$$R_1 \{\sin \alpha_0 + \sin \alpha_2\} = \left(D_l - \frac{D_s}{2} \right) \cos \alpha_0 + r_1 \sin \alpha_2 \quad (3 \cdot 105)$$

$$D_d + r_1 \doteq R_2 (1 - \cos \beta_1) \quad (3 \cdot 106)$$

付着渦体積の増加割合は幾何学的関係を用いて近似的に次式で表される。〔付録2参照〕

$$\frac{dW}{dt} \doteq \left\{ \frac{(1 + \cos \beta_1)}{\beta_1} \frac{(D_l^2 - 2r_1^2)}{2D_l} + R_2 (1 + \cos \beta_1) \left(1 - \frac{\beta_1}{\sin \beta_1} \right) \right\} \left(-\frac{dX_{r2}}{dt} \right) \quad (3 \cdot 107)$$

T_5 の状態をモデル化することは難しい。実際の観察によれば、付着は有限の長さを持ち、出力通路入口近くで発生するように見える。そこで、ここでは付着渦がその体積を減少し、付着点が上流へ廻り出力通路入口を通過する時刻をもって T_5 とする。従って、 O_4A_1 上において付着流線が形成される時刻が T_5 となる。 O_4A_1 上の付着流線と壁との距離 A_1A_2 は次式で与えられる。

$$\overline{A_1A_2} = R_1 - R_1 (1 - \overline{O_2N_1} \sec \alpha_0) \cos \alpha_0 \sec \alpha_2 \quad (3 \cdot 108)$$

一方、区間 O_2A_1 の速度分布関数を用いた場合の O_4A_1 面上での付着流線の r 座標を r_2' 、区間 B_0B_1 の速度分布関数を用いた場合の O_5B_0 面上での付着流線の r 座標を r_2 とすれば、 O_4A_1 面での噴流中心軸と r_2' の間の流量

$$\begin{aligned} \{Q_0^{r2}\}_{O_4A_1} &= \int_0^{r_2'} u \, dr = \int_0^{r_2'} u_0 \operatorname{sech}^2 \eta \, d\eta \left(\frac{s_1 + s_0}{\sigma} \right) \\ &= \left(\frac{s_1 + s_0}{\sigma} \right) u_0 \tanh \left(\frac{\sigma r_2'}{s_1 + s_0} \right) \end{aligned} \quad (3 \cdot 109)$$

と O_5B_0 面での噴流中心軸と r_2 の間の流量

$$\begin{aligned} \{Q_0^{r2}\}_{O_5B_0} &= \int_0^{r_2} u \, dr = \int_0^{r_2} u_0 \operatorname{sech}^2 \eta \, d\eta \left(\frac{s_2 + s_{0b}}{\sigma} \right) \\ &= \left(\frac{s_2 + s_{0b}}{\sigma} \right) u_0 \tanh \left(\frac{\sigma r_2}{s_2 + s_{0b}} \right) \end{aligned} \quad (3 \cdot 110)$$

を等しく置くことができるから、 r_2' が求まる。

$$(s_2 + s_{0b}) \tanh \frac{\sigma r_2}{s_2 + s_{0b}} \doteq (s_1 + s_0) \tanh \frac{\sigma r_2'}{s_1 + s_0} \quad (3 \cdot 111)$$

従って、 $A_1 A_2 = r_2'$ の条件が満足された時、 T_5 の状態になったとすることができる。

付着距離 X_p は最終状態へ漸近するため、 T_6 は計算上は無限時間後に安定した値となる。そこで、最終付着距離の102%になった時刻を T_6 とする。

第二段階と同様にして、関係式 (3・99), (3・103), (3・104) ~ (3・106), (3・111) を連立して数値計算により切換えに要する時間を求めた。その結果を図3.27に実線で示す。計算法としては連立方程式の解法には Regula-Falsi 法を用い、時間微分の計算には Runge-Kutta-Gill 法を用いた。

時間 ($T_2 - T_1$) の実験値はスプリッタ距離にかかわらずほぼ一定であるが、計算値はスプリッタ距離が小さい範囲で実験値より小さい。($T_3 - T_2$) はスプリッタ距離に比例して変化する。($T_4 - T_3$) はスプリッタ距離に関係なくほとんど一定である。スプリッタ距離が大きくなれば、($T_5 - T_4$) と ($T_6 - T_5$) の値は大きくなる。しかし、 $D_1/D_s = 4$ の場合には、 T_4 、 T_5 は明確な値が得られなかった。これは、噴流が側壁へ付着した後も溢流のため開放通路側への流れが存在すること、また、 D_1/D_s が小さい場合には T_5 の状態の横 M 字型の流動様式が現れないためである。計算においても、 T_4 、 T_5 についてはスプリッタ距離 $4 D_s$ の場合には収束解が得られなかった。このことは実験事実と一致しており、前述の理論モデルが正しいことを示していると考えられる。一方、 T_5 、 T_6 の計算値は実験値に比しかなり小さい。この原因は、実際には T_3 から T_5 の間で現象が比較的安定しているため流れの変化に時間を要するのに対して、理論モデルでは現象の不安定性のみを考慮しているためと考えられる。

3・4 結 言

噴流の切換え過程を、噴流が付着壁から離れる現象と反対壁へ付着する現象に分けて実験的・理論的に検討した。特に、スプリッタが果たす役割に着目し、運動量理論を適用した理論モデルに基づいて切換え機構を解析した。得られた結果は次のように要約できる。

- (1) 付着噴流が側壁から離れる過程の流動様式は、スプリッタ距離によって若干異なるが、基本的な様式は3段階に分けて考えられる。また、いずれの段階においても、スプリッタが噴流挙動に大きな影響を及ぼすことが明らかになった。
- (2) 噴流が側壁から離れる過程において、噴流がスプリッタと衝突している状態では、スプリッタ先端部に生じる低圧はく離渦が影響して付着渦の増大が抑制されるため、噴流の切換えも抑制される。一方、スプリッタは噴流を分流することによって離脱を促進する作用も持つ。結局、スプリッタは噴流の切換えに対して促進と抑制の両作用を併せ持つことが明かとなった。供試素子では、スプリッタ距離が $10 D_s$ くらいの場合に最も大きな切換え流量を要し、切換え時間も大きい。
- (3) 一定値以下にスプリッタ距離を設定した場合、スプリッタが噴流と干渉して噴流の付着距離が短くなるが、この現象に簡単な理論モデルを適用して解析を行った。その結果、この現象はスプリッタ先端部近傍の出力通路内の縮流に起因することが明らかになった。
- (4) 噴流が反対壁へ付着して行く過程は、スプリッタ先端部における噴流の分流によって引き起こされる循環流域の発生と増大、それに伴う付着流線の形成によって始まることが明らかになった。
- (5) 付着の過程は五つの段階に分けて考えられ、そのいずれの段階においてもスプリッタが

噴流挙動に大きな影響を及ぼすことが明らかになった。この過程においても、スプリッタは噴流を分流することにより噴流の移行を促進するが、また一方でスプリッタ先端部に生じる低圧はく離渦が噴流の移行を抑制することも明らかになった。

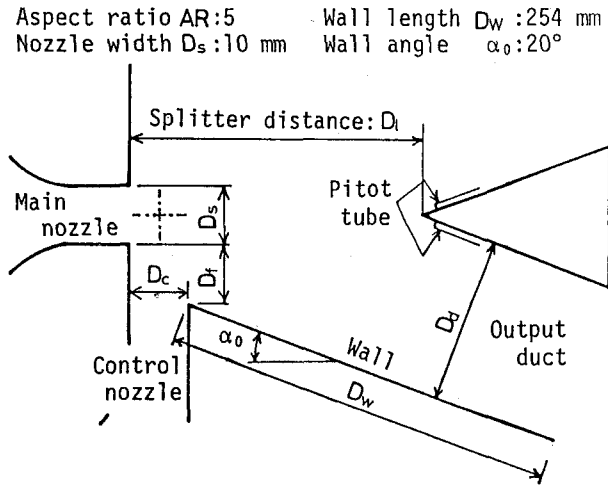


図 3.1 素子模型

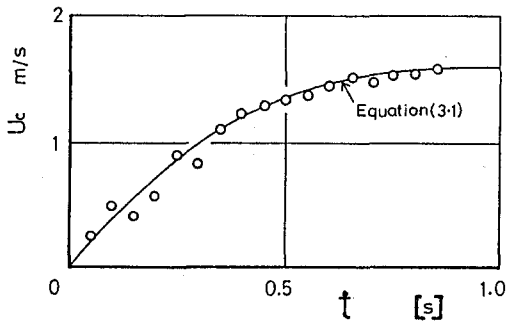


図 3.2 制御流の経時変化
(はく離過程)

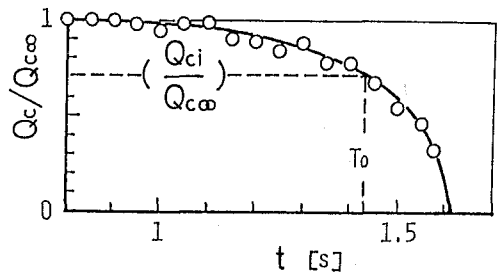


図 3.3 制御流の経時変化
(付着過程)

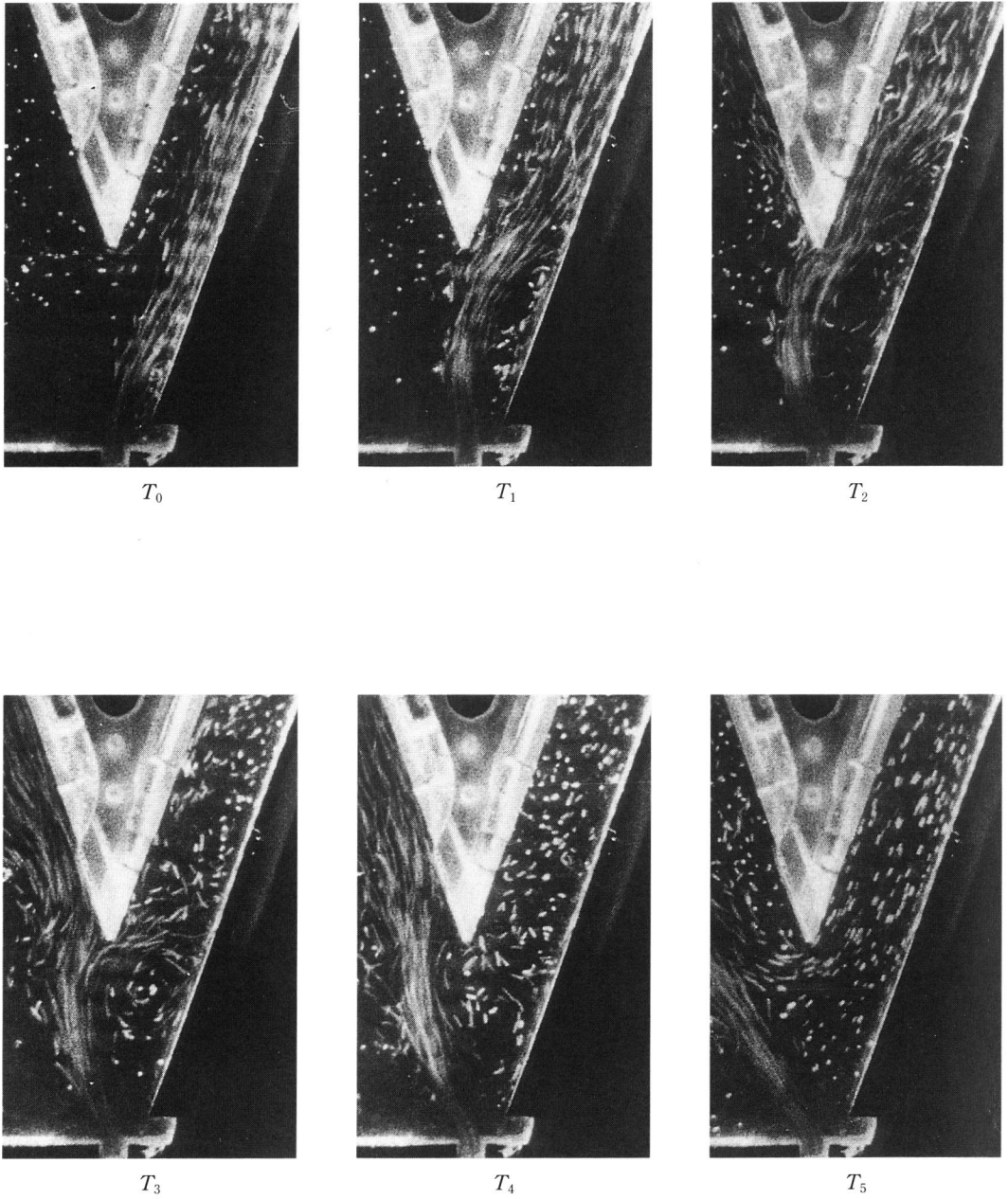
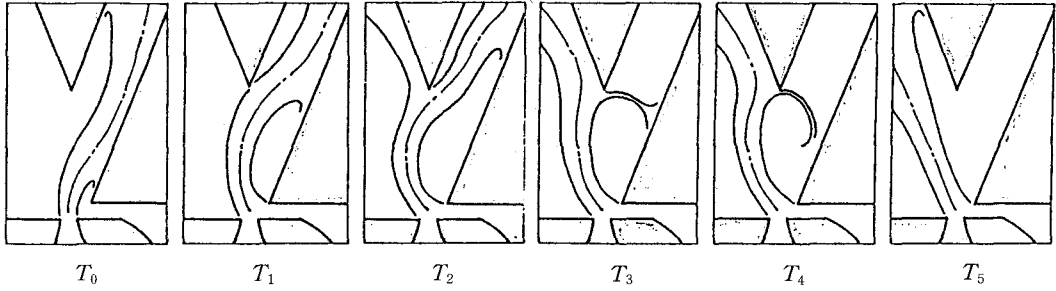


図 3.4 噴流が付着壁から離れる過程のフローパターンの変化
($D_1/D_s=8$, $Re=2 \times 10^4$, $Q_{c\infty}/Q_s=0.8$)

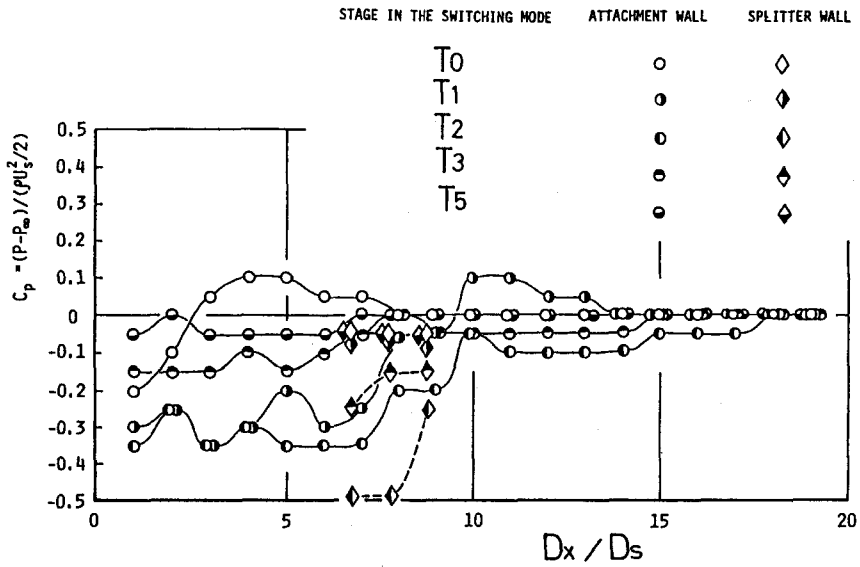


(a) はく離過程における噴流挙動を示す模式図

$(D_1/D_s=8, Re=2 \times 10^4)$

$(T_0 \sim T_1)$: 第1段階, $(T_1 \sim T_2)$: 第2段階, $(T_2 \sim T_3)$: 第3段階,

$(T_3 \sim T_4)$: 第4段階, $(T_4 \sim T_5)$: 第5段階



(b) 側壁上の圧力分布

$(D_1/D_s=8, Re=2 \times 10^4)$

図 3.5 はく離過程の流動機構

$(D_1/D_s=8, Re=2 \times 10^4)$

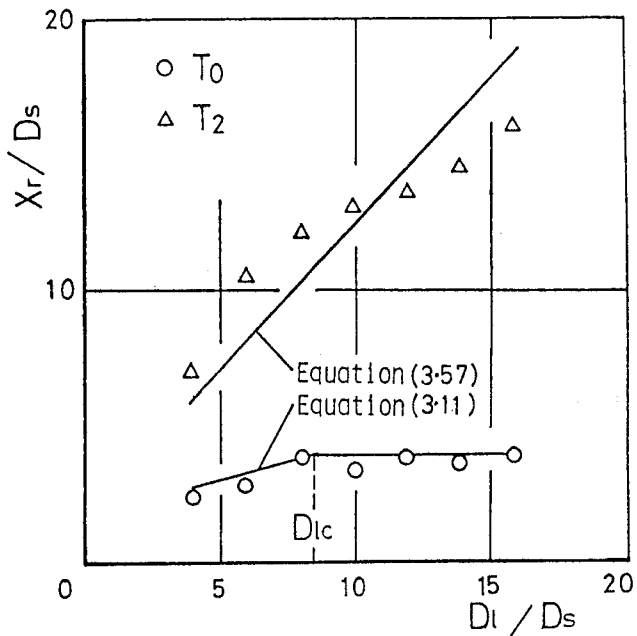


図 3.6 噴流の付着距離
 ($D_f/D_s=1, D_w/D_s=25.4$)

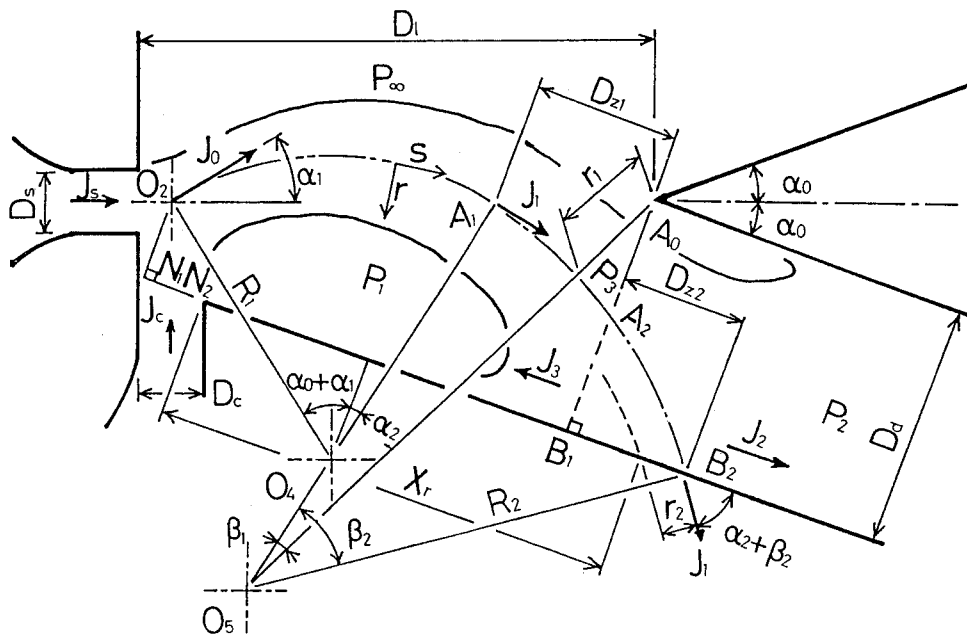


図 3.7 はく離過程の第一段階を表す理論模型

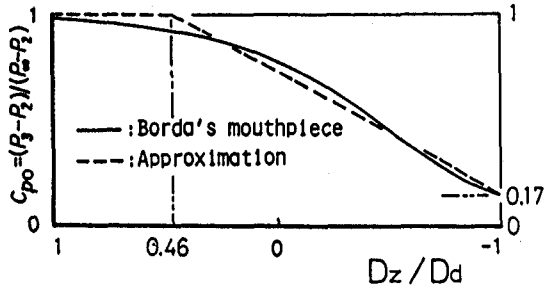


図 3.8 出力通路入口近辺の圧力分布模型

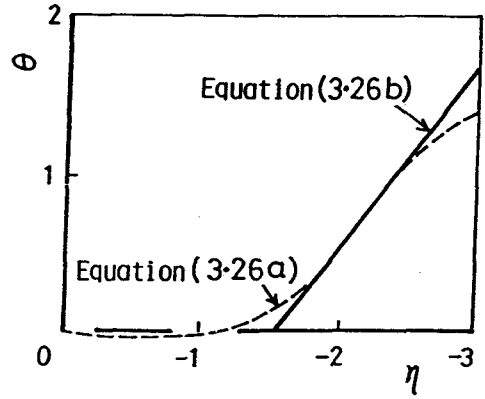


図 3.9 噴流とスプリッタの衝突角度

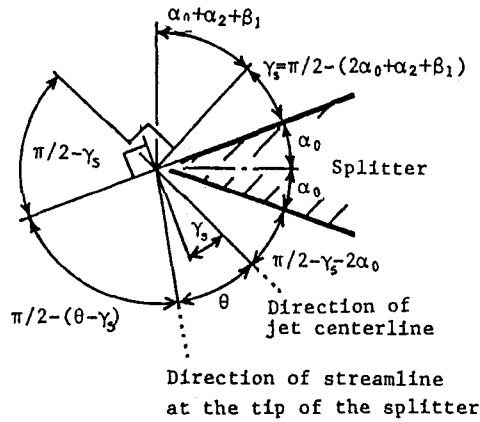


図 3.10 スプリッタ先端部の流線の方向

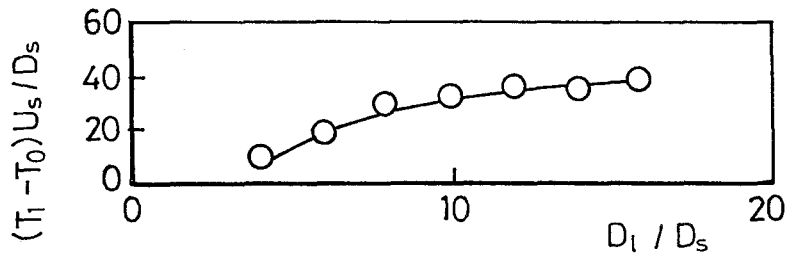


図 3.11 はく離過程第1段階の切換時間

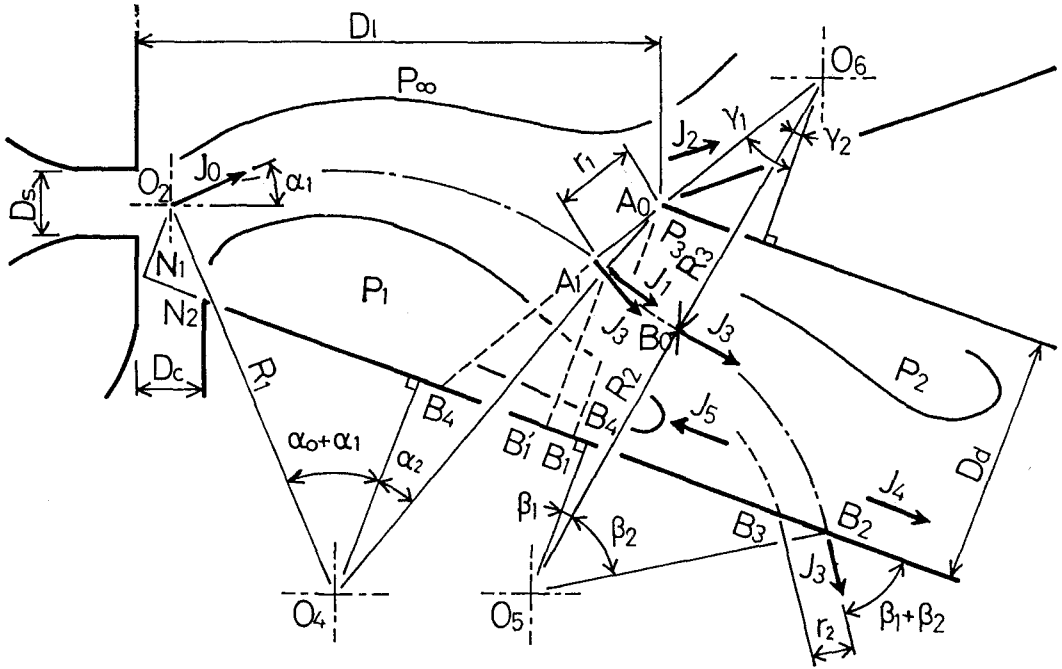


図 3.12 はく離過程の第2段階を表わす理論模型

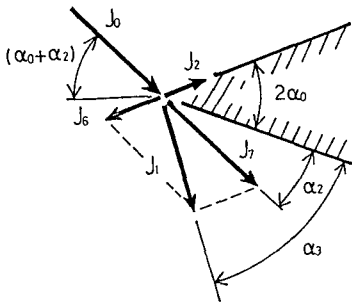


図 3.13 噴流とスプリッタの衝突

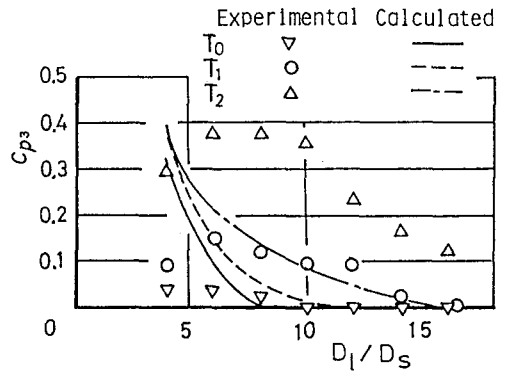


図 3.14 はく離渦内の圧力

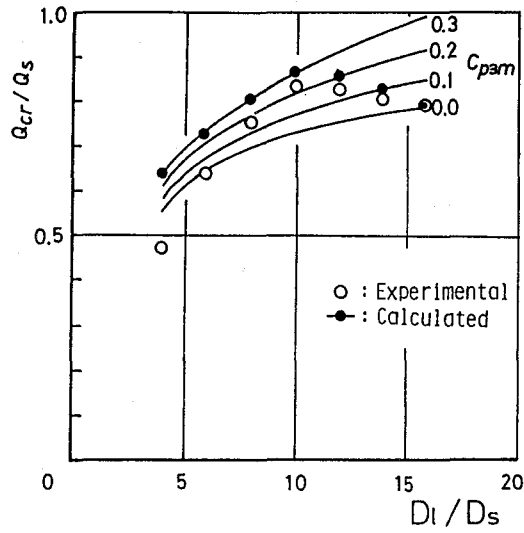


図 3.15 切換え流量とスプリッタ距離の関係

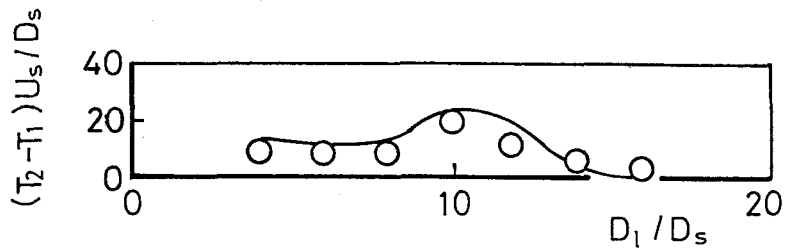


図 3.16 はく離過程第 2 段階の切換え時間

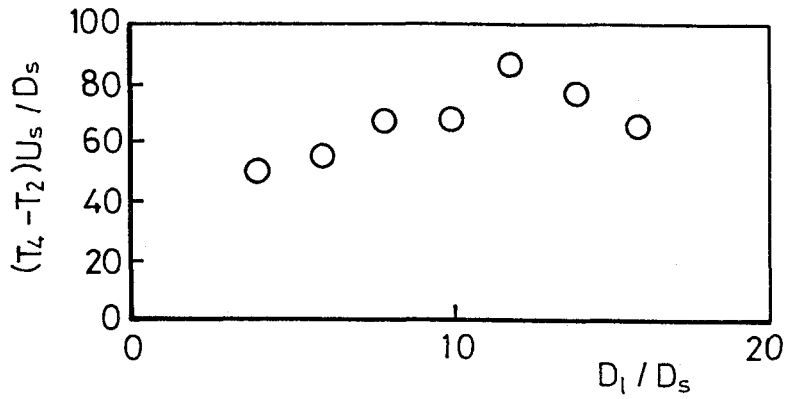


図 3.17 はく離過程第 3・4 段階の切換え時間

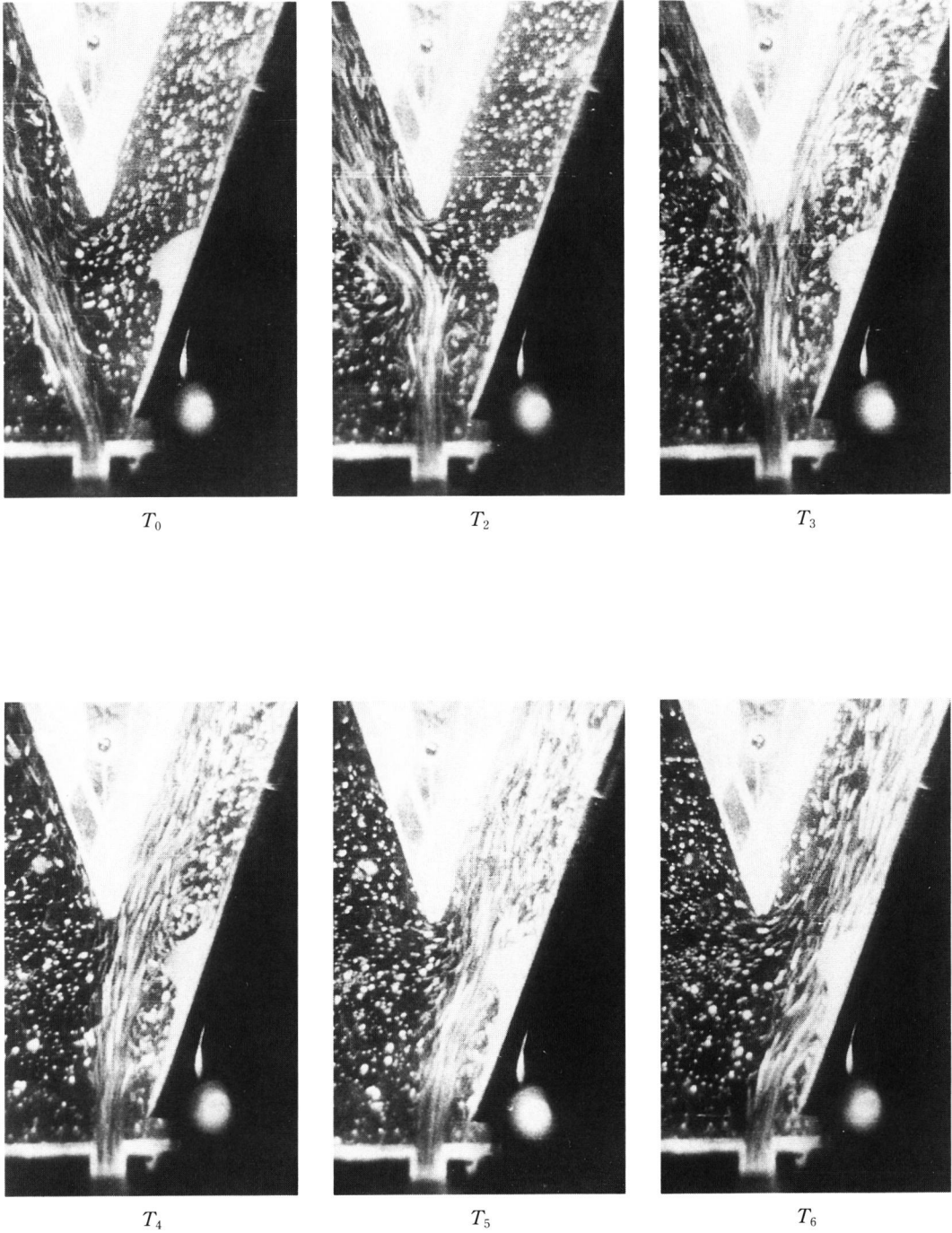
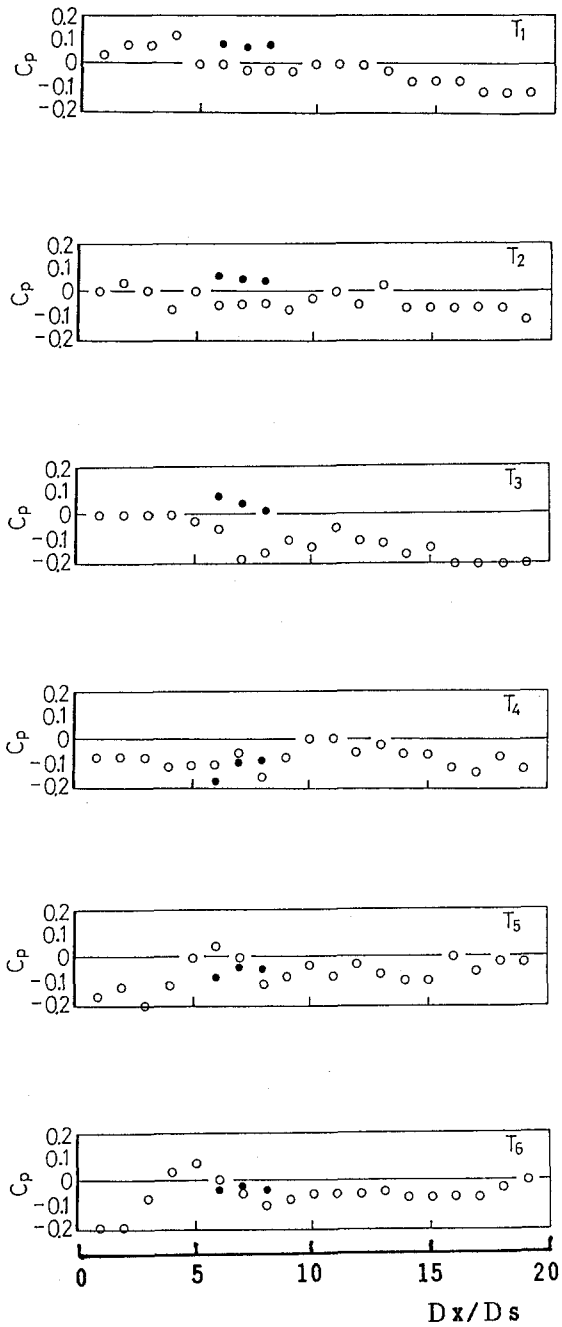
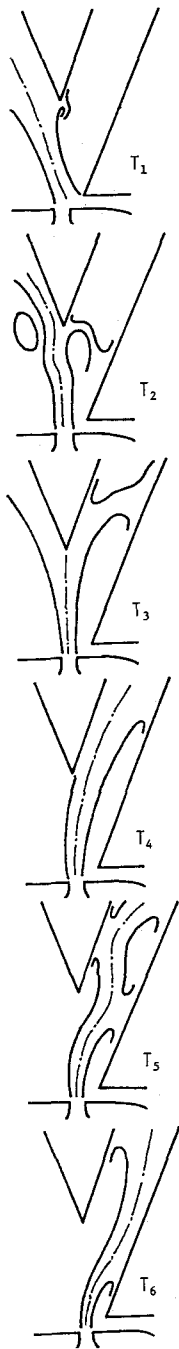


図 3.18 噴流が側壁に付着する過程のフローパターンの変化
($D_1/D_0=8, Re \approx 2 \times 10^4$)
($T_0 \sim T_2$): 第1段階, ($T_2 \sim T_3$): 第2段階, ($T_3 \sim T_4$): 第3段階,
($T_4 \sim T_5$): 第4段階, ($T_5 \sim T_6$): 第5段階



(a) 付着過程における
噴流挙動を示す模式図
($D_1/D_s=8, Re=2 \times 10^4$)

(b) 側壁上の圧力分布
($D_1/D_s=8, Re=2 \times 10^4$)
○: 側壁上の圧力
●: スプリッター壁上の圧力

図 3.19 付着過程の流動機構
($D_1/D_s=8, Re=2 \times 10^4$)

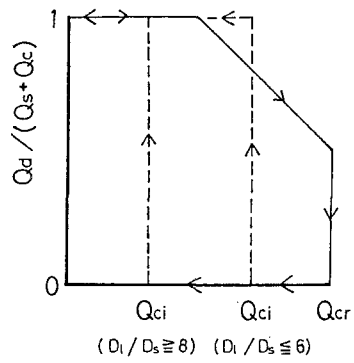


図 3.20 切換流量と付着切換流量の関係を表す模式図

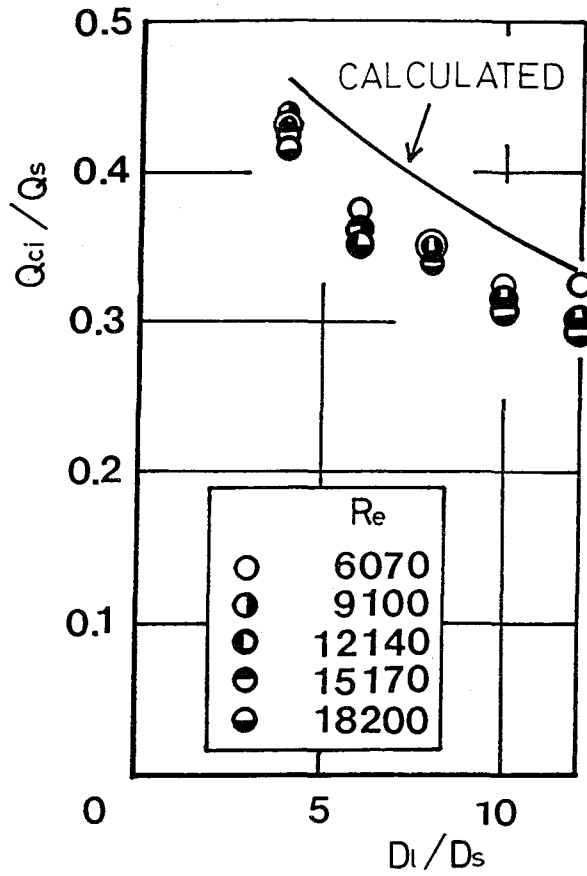


図 3.21 付着切換流量に及ぼす主流レイノルズ数の影響
($D_l / D_s = 8$)

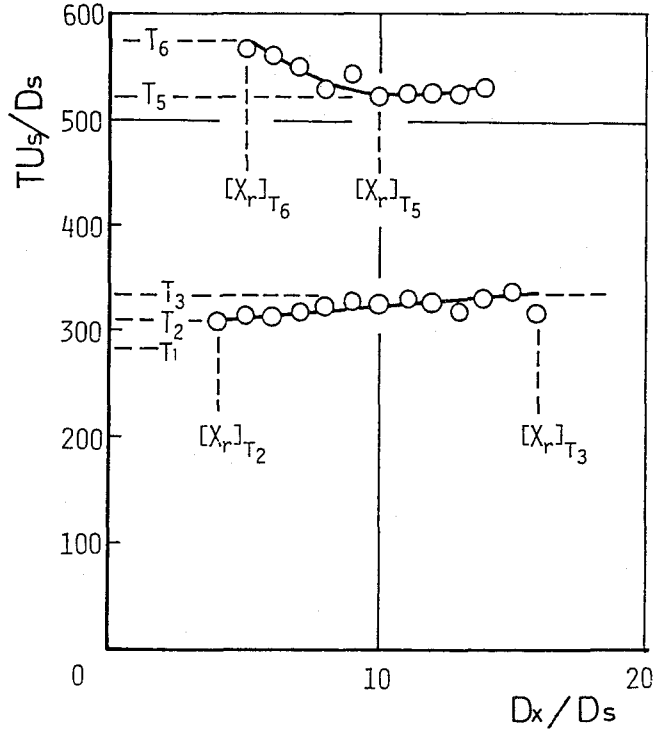


図 3.22 噴流と側壁の衝突点の移動速度
($D_1/D_s=8, Re=2 \times 10^4$)

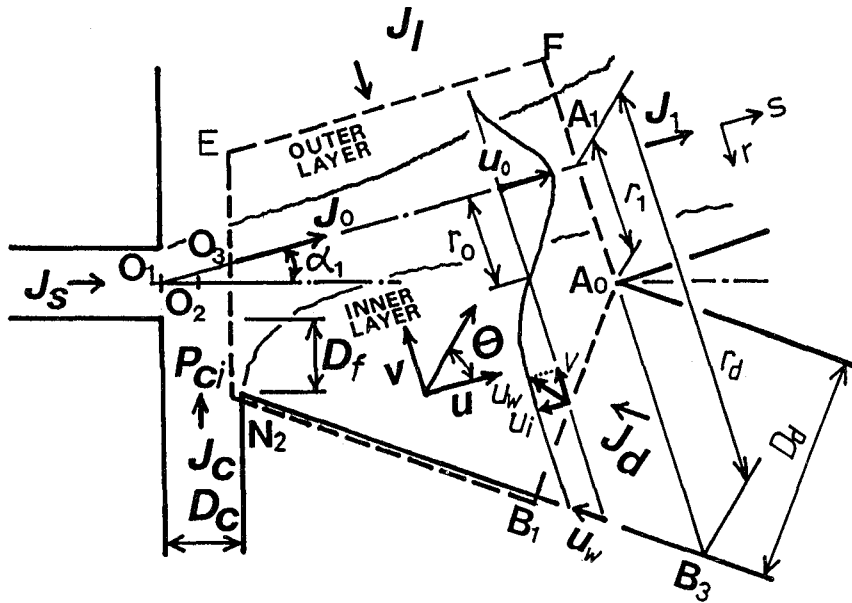


図 3.23 付着過程の第1段階を表す理論模型

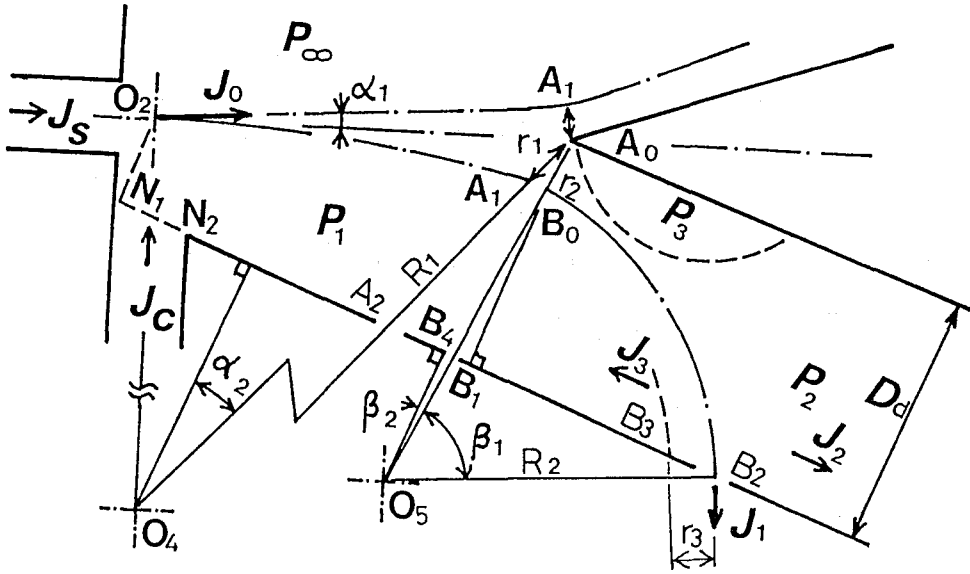


図 3.25(a) 附着過程の第2段階以降の状態を表す理論模型

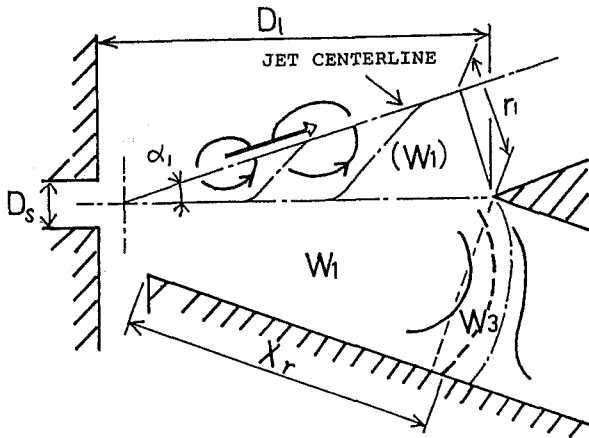


図 3.25(b) 附着過程の第2段階における噴流中心軸の形状

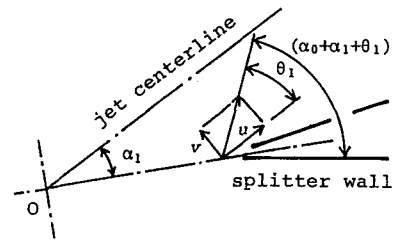


図 3.24 スプリッタ先端部における流線方向

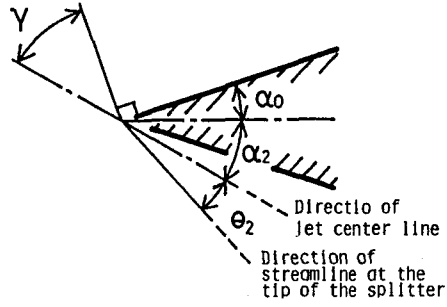


図 3.26 スプリッタ先端部の流線方向

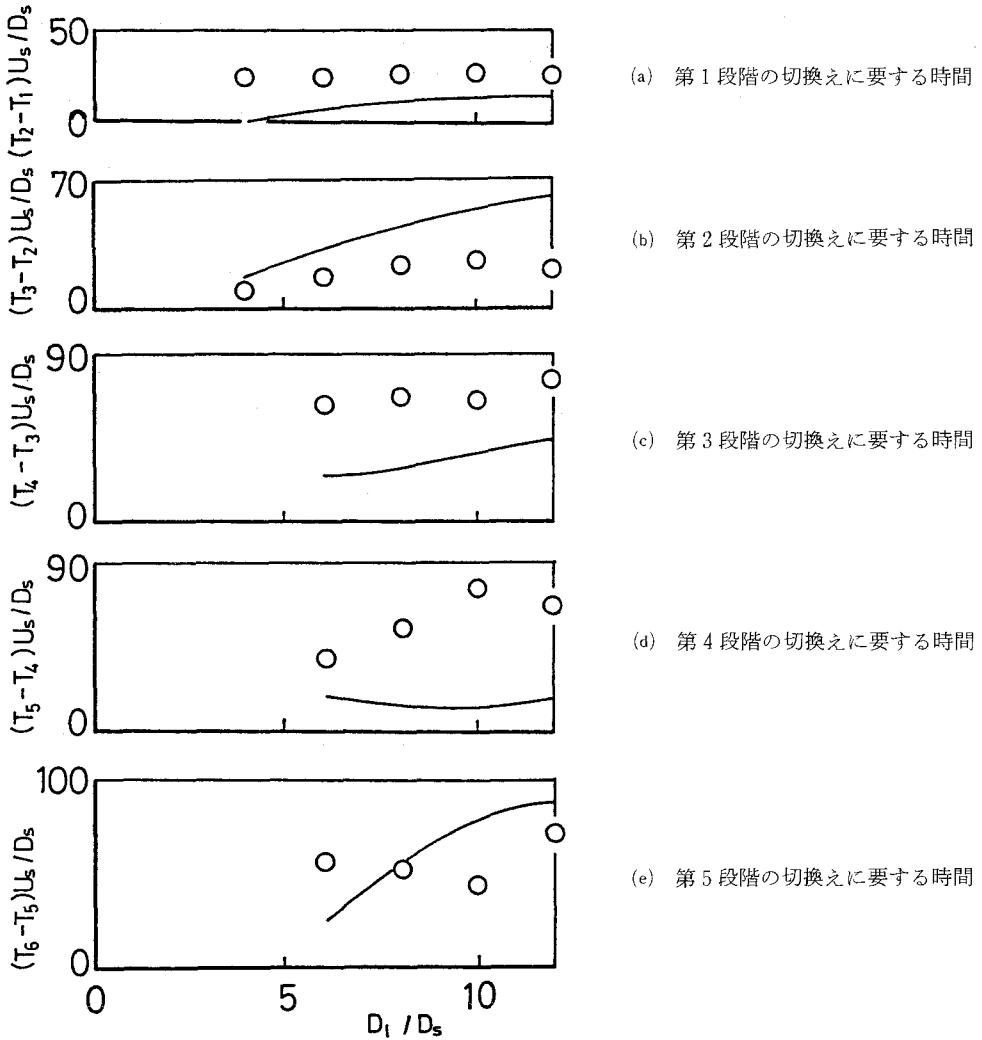


図 3.27 噴流が側壁へ付着する過程の切換え時間

第4章 負荷が噴流の切換え機構に及ぼす影響

4・1 緒言

素子内の流動機構は素子の形状のみならず、流体の性質、素子の操作条件などによっても影響される。本章では、素子の使用に際して付随する負荷が切換え特性に及ぼす影響について検討する。実用素子においては負荷の影響を少なくするために、側壁中途にベントと呼ばれる開放通路を設けて、出力口の高い背圧が上流の噴流挙動へ影響することを防ぐ方策を講じている。しかし、ベントを設けても上流の付着噴流への負荷の影響を完全に除去することはできないし、切換え過程の内でも噴流がスプリッタ壁に沿って流れる状態においてはベントの効果はより小さいと考えられるので、負荷が切換え機構に及ぼす影響を明らかにすることは重要である。また、流動機構へ及ぼす負荷の影響は素子の形状・寸法によって異なったものとなることが予想される。

素子の切換え特性に及ぼす負荷の影響についてはいくつかの報告がある。例えば、素子の特性に及ぼす負荷の影響のうち特に出力特性については鬼頭⁽⁴²⁾が調査した。Ozguら⁽⁷⁷⁾は、単安定素子の一方の出口を全閉にした場合の切換時間を測定した。和田ら⁽⁷⁸⁾は負荷不感応形の素子開発を目的として素子内流れを解析した。さらに、和田ら⁽⁴¹⁾は負荷が噴流の切換えに及ぼす影響を実験的に検討し、経験値を含む簡単なモデルで負荷だけによる切換えの発生を説明しようとした。いずれにしろ、内部流動機構に及ぼす負荷の影響は十分には明らかにされているとは言い難いので、ここで負荷と切換え機構、さらには素子の形状因子との関係を明らかにすることは実用素子の設計にとって必要なことと思われる。第3章で用いた理論モデルは、切換え過程の各段階において出力口の負荷の影響を取り入れて計算できるものであり、切換え特性における負荷の影響を切換流量、切換時間のいずれにおいても明確に示すことができる。そこで、本章においても第3章と同様に噴流の切換え過程を付着噴流が側壁から離れる過程と噴流が反対壁へ付着する過程に分け、それぞれの過程における負荷の影響を調査する。また、負荷形発振器の流動機構をも明らかにする。

4・2 実験装置及び実験方法

実験装置全体の概要は第3章のものと同様である。可視化の方法、圧力の測定法も同じ方法を用いた。負荷に相当する出力通路の高い圧力場を作り出すための負荷装置を製作し、前章で用いた片側にだけ側壁を持つ大型素子模型の出力口に取り付けた。図4.1(a)に実験装置の素子部を、図4.1(b)に負荷装置の概略図を示す。負荷装置は2枚の薄刃状の仕切り板からなる絞り①を持つ拡大流路②である。この薄刃状の仕切り板はねじ送りにより上下に移動させることができ、絞りの開口比を自在に設定できる。実験の再現性を高めるためには実験条件の設定を容易にする必要があるため絞り①の開口比を0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0の5通りに固定して実験を行った。この矩形オリフィスに相当する絞り（以後オリフィスと呼ぶ。）の前後の図に示す位置に5ヶ所ずつの静圧孔を設け、オリフィス前後でそれぞれの圧力検出管路を連結し圧力の平均値を測定する。

負荷の大きさを表す基準として、損失係数 ζ ⁽⁷⁹⁾を用いることにすれば、 $\zeta = gH_{loss} / (U_e^2/2)$ で与えられる。ここで、 H_{loss} はオリフィス通路における損失水頭、 U_e はオリフィス開口部における平均流速、 g は重力の加速度である。 ζ は U_e の関数と考えられるが、後に述べるように負荷が切換え機構に影響を及ぼす範囲は本実験装置では、出力通路レイノルズ数(Re_h)は $Re_h = 7 \times 10^3 \sim 1 \times 10^4$ であるので、この範囲で較正実験により ζ を求めた。ここで、 $Re_h = U_d D_h / \nu$ であり、 U_d はオリフィス前後の流路における平均流速、 D_h はオリフィス設置部の流路深さである。以後、負荷の大きさを示す指標としてこの ζ を用いる。較正実験により求めたオリフィスの開口比 m と損失係数 ζ の関係を図4.2(a)に示す。図4.2(b)は流量係数を $Re_h = 7.2 \times 10^3$ と $Re_h = 1.01 \times 10^4$ の場合について測定したものである。切換えの実験範囲は $Re_h < 1 \times 10^4$ であるので、測定値を平均して流量係数 $q_s = 0.78$ とする。ここで、 $q_s = Q_d / \{D_g \cdot D_h \sqrt{2gH_{loss}}\}$ で表され、 Q_d はオリフィスを通過する流量である。

出力口の負荷と噴流の付着の関係について検討する。出力口に大きな負荷を加えると定常的に側壁に付着している付着噴流は出力通路の高い背圧の影響を受けるため、負荷が存在しない場合に比べ付着渦の体積は増大する。さらに負荷が増大し、一定の値に到達すると噴流は高い背圧のため付着壁から離れ、噴流の一部は開放通路へ流入する。この状態の負荷の大きさを損失係数 ζ_{c1} で表す。一方、当初に制御流を加えて開放通路に流入させてある噴流に対して、制御流を停止して噴流を出力通路側へ移動させようとする場合、出力口の負荷が一定の値以上に大きいと噴流運動量の一部しか出力通路へ流入せず、完全な側壁付着噴流の状態には到達し得ない。この限界の負荷の大きさを損失係数 ζ_{c2} で表す。スプリッタ距離と ζ_{c1} 、 ζ_{c2} の関係を図4.3に示す。Iの領域では負荷が付着噴流に及ぼす影響は小さい。IIの状態では出力通路から溢れる噴流の一部が開放通路へ分流する。IIIの領域では噴流の大部分が出力通路から押し戻されて開放通路へ溢出し、噴流はスプリッタに衝突しながら発振する。II及びIIIの領域では、もはや側壁付着形素子としては機能しない。定常的な付着流が存在する状態で出力口の負荷を増減した場合の付着距離の変化を模式的に表せば、図4.4のようである。すなわち、付着噴流は ζ_{c2} から負荷の影響を受けると考えられ、 ζ_{c1} までは付着距離の増加はわずかであるが、 ζ_{c1} に到って噴流は付着壁から離脱し、噴流はスプリッタに衝突して分流される。また、負荷を減少させてゆくと、付着距離は減少をはじめ、 ζ_{c2} に到ると急激に付着渦が縮小する。本実験に用いた素子形状においては、 $D_l/D_s \leq 6$ の範囲では ζ_{c1} 、 ζ_{c2} はほとんど同じ値であるので、付着距離は ζ の増減に対して右の図のように変化する。すなわち、**3・3・1**で述べたように、出力通路の圧力が付着渦に影響する限界スプリッタ距離前後を境にして負荷の影響の仕方が異なると考えられる。もちろん、切換えの過程において、制御流が加えられた場合には、付着渦が増大して噴流とスプリッタとの距離が小さくなるため、限界スプリッタ距離以下にスプリッタを設置した場合においても、噴流は ζ_{c2} 以下の負荷で影響を受けることもあると考えなければならない。ここでは、制御流を加えて切換えを行う実験の範囲をIとIIの領域に含まれるように設定した。なお、負荷装置が拡大流路であるために、開口比が大きい範囲では出力通路の圧力が負圧になる場合もあるが、本実験装置の構成上やむをえないことである。負荷が存在する場合の制御流量の経時変化の一例を図4.5に示す。負荷の大小による差異がほとんど見られないので、本章においても式(3・1)を制御流を表す経験式として用いることにする。

4・3 実験結果と考察

4・3・1 定常付着噴流に及ぼす負荷の影響

定常的に側壁に付着している噴流に対して出力口の負荷を種々に変えて測定した側壁上の圧力分布を図4.6に示す。図中 P_{∞} は主流も制御流も流出していない静水時の圧力である。なお、結果は $D_1/D_s = 8$ 、 $Re \doteq 2 \times 10^4$ の場合のものである。4・2で述べたように、オリフィスの開口比が大きい場合は出力通路の圧力は負圧となり、 $D_1/D_s \leq 8$ の場合にその影響が現れて、出力通路の圧力が基準の圧力 P_{∞} にほぼ等しい場合に比べ付着距離がわずかに小さくなる。開口比が小さくなると出力通路の圧力も高くなるが、付着渦内の圧力は少ししか影響を受けない。すなわち、この素子形状では付着点より下流の高い圧力が付着渦より上流へ及ぼす影響は小さいと考えられる。

4・3・2 噴流が付着壁から離れる過程に及ぼす負荷の影響

負荷がある場合でも、切換えにおける流動の基本的様式は第3章の図3.5とほぼ同様である。従って、流動の様式を示す記号 $T_0 \sim T_5$ の定義も3・3・1の場合と同じものである。切換えの流動様式を、 $D_1/D_s = 6$ 、 $Re \doteq 2 \times 10^4$ 、 $\zeta = 10$ と $\zeta = 4.2$ の場合を例にとり見取図で図4.7に示す。代表的な様式を示す時刻の定義は3・3・1の場合と同じである。噴流の形状を表す数値を付表に示す。これによれば、噴流の大部分が出力通路へ流入する段階にある時刻 T_1 では、出力通路の高い圧力が付着距離を小さくする。しかし、噴流がスプリッタによって分流される段階にある時刻 T_2 では、負荷の増大とともに付着渦内の圧力が高くなり、噴流中心線の曲率半径が大きくなる。また、出力口を全閉近くまで閉じると噴流の大部分は出力通路から溢れ出て反対側通路へ分流するが、これに類似の状態について4・5・2で検討するのでここでは触れない。

負荷が切換流量に及ぼす影響をオリフィスの損失係数と無次元切換流量の関係で図4.8に示す。これより、負荷が大きい程少ない制御流で切換えが起こることが明らかにされた。また、負荷の増大による切換流量の減少割合はスプリッタ距離が大きい程大きいことが分かる。

十分時間が経過した後の制御流と主流の比 Q_c/Q_s を0.8と一定にした条件で、制御流を加え始めてから全ての噴流運動量が開放通路へ流入するまでに要する時間 ($T_3 - T_0$) をスプリッタ先端部に設けた総圧管の圧力信号から測定し、これをもって切換えに要する時間、すなわちここでの切換時間とする。無次元化した切換時間とオリフィスの損失係数の関係を図4.9(a)に示す。負荷が大きい程少ない時間で噴流は切換わるが、その影響の仕方はスプリッタ距離によって異なり、 D_1/D_s が10前後で影響が最も著しい。この理由は、3・2・2でスプリッタ先端部に生ずる低圧渦は噴流の移行を抑制する作用があると述べたが、その渦内領域の圧力が負荷の増加にもなって高くなり、スプリッタによる抑制効果が小さくなるためであると考えられる。

4・3・3 噴流が側壁へ付着する過程に及ぼす負荷の影響

負荷がある場合においても、付着の過程の噴流の流動様式は、基本的には図3.19に示したものと同一である。まず、3・3・2と同様に、側壁に付着していない主流と制御流の合成噴流が自律的に移動し、側壁に付着するようになる制御流量と主流量の比を付着切換流量比 Q_{ci}/Q_s と呼び、オリフィスの開口比 m との関係を図4.10に示す。図から明らかのように、切換流量

は出力口の負荷にはほとんど依存しない。この理由は次のように考えられる。すなわち、過程の当初において、側壁に付着していない噴流と側壁の間には巻き込みによる流れが存在するが、その流量はそれ程大きくなく、流れ場の圧力変化に及ぼす出力口の流路抵抗の影響は小さい。そのため、この場合の付着の条件は出力口の抵抗の影響をほとんど受けないものと考えられる。

切換えの過程における負荷の影響を調べるため流動様式を図4.11に、噴流の形状を示す代表的な数値と出力口の絞りの関係を同図の付表に示す。基本的な流動様式は3・3・2の場合と同じである。従って、流動様式の区切りを示す記号 $T_0 \sim T_6$ の定義も3・3・2で用いたものと同じである。付表から分かるように T_2 までの付着距離は出力口の絞りにほとんど影響されないが、噴流の大部分が出力通路へ流入する状態 ($T_4 \sim T_6$) では噴流が負荷の影響を受け、 T_5 では大きな負荷の場合は噴流中心軸の曲率半径が小さくなり、また T_6 の状態では負荷が大きいほど付着距離が小さくなる。

次いで、出力口のオリフィスの損失係数と噴流の切換えに要する時間の関係を測定し、その結果を図4.12に示す。第一、二段階 ($T_1 \sim T_3$) においては負荷の影響はほとんど認められない。第三～五段階 ($T_3 \sim T_6$) においては負荷が大きい程、切換えに大きな時間を要することがわかる。すなわち、噴流が出力通路へ流入し高い背圧が生じて後、噴流挙動に負荷の影響が現れる。また、スプリット距離が大きい程負荷の影響が大きいことがわかる。なお、 $D_l/D_s = 4$ については正確な実測値が得られなかった。

4・4 理論的検討

4・4・1 出力通路の圧力

4・3で述べたように、噴流の切換え過程における流動様式は負荷が存在する場合でも基本的には負荷が存在しない場合と同じものである。しかし、出力通路に高い背圧が生じている段階では、噴流の挙動はこの高い圧力と付着渦内の圧力との関係に大きく影響される。図4.13に示すように出力通路と出力口を模式的に表し、出力口の絞りにより生じる圧力を次のように概算する。出力通路出口の圧力 P_4 とオリフィス上流の圧力 P_5 の関係は流路における摩擦損失を無視することができると仮定すると、ベルヌーイの定理を適用して次式で与えられる。

$$C_{p4} = \left[1 - \left\{ \left(\frac{D_g}{D_d} \right)^2 - 1 \right\} \left(\frac{D_e}{D_g} \right)^2 q_s \right] C_{p5} \quad (4 \cdot 1)$$

ここで

$$C_{p4} = \frac{(P_\infty - P_4)}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (4 \cdot 2)$$

$$C_{p5} = \frac{(P_\infty - P_5)}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (4 \cdot 3)$$

であり、 U_0 は合成噴流の原点 O_2 における流速とし、ここでは流量 ($Q_s + Q_c$) を D_s で除した値で代用する。 D_g 、 D_e はそれぞれオリフィス設置部の流路幅、オリフィスの開口部の深さ、 q_s は流量係数である。 P_2 と P_4 の関係は出力通路の幅、長さ、噴流と側壁の衝突角によって異なったものとなると考えられる。しかし、ここでは通路が比較的短いので通路における損失

を無視すると、 $P_2 \doteq P_4$ が成立する。同様に、オリフィス下流の圧力 $P_6 \doteq P_\infty$ とする。またオリフィスの流量係数を用いて C_{p5} を表せば次の関係が得られる。

$$C_{p5} = -\frac{(Q_d / D_e D_g)^2}{(U_0^2 q_s^2)} \quad (4 \cdot 4)$$

ここで、 Q_d は出力通路から流出する流量である。

4・4・2 はく離の過程

3・3・1で用いた理論モデルをここでも用いることにする。ただし、圧力 P_2 として式(3・103)を用いる。式(4・4)の中の流量 Q_d は式(3・39)の Q_5 で与えられる。

3・3の場合と同様に Regula-Falsi 法を用いて数値的に解を求めるため、 P_4 として式(4・1)、 P_5 として式(4・4)を用い、式(3・29)～(3・34)、(3・42)、(3・45)、(3・56)を連立して解く。計算により求めた切換流量を図4.8に併せて示す。負荷が大きい程小さい制御流で切り換わることがわかる。スプリッタ距離が大きい範囲では実験値とよく合致するが、スプリッタ距離が小さい範囲で負荷が小さい場合、すなわち出力通路の圧力が負圧の場合には実験値との差は大きい。原因を明確にすることはできなかったが、スプリッタと噴流の衝突角が小さい場合には、噴流の形状を3個の円弧で表す複雑な今回の理論モデルが現象とは合致しないことを示していると思われる。

4・4・3 付着の過程

この過程の流動現象にも3・3・2で用いたものと同じ理論モデルを適用する。4・3・3で述べたように負荷の影響は第三段階以降に現れるから、第三段階以降の出力通路の圧力 P_2 について式(3・103)を適用する。3・4・2と同様に Runge-Kutta-Gill 法を用いて数値的に解を求める。ただし、 P_4 、 P_5 にはそれぞれ式(4・1)、(4・4)を用いる。式(3・79)、(3・80)、(3・83)～(3・85)、(3・91)、(3・99)～(3・101)、(3・103)を連立して計算し、噴流の移動に要する時間を求め、結果を図4.12に併せて示す。なお、 T_4 、 T_5 の条件としては3・3と同様に式(3・102)、(3・108)を用いる。図から、スプリッタ距離が小さい程計算値は実測値より小さい値を示すことが分かる。この理由としては、計算値では T_4 から T_6 までに要する時間が小さいことから、噴流の側壁への移動速度を過大に評価していることが考えられる。これは3・3・1の場合と同じく付着渦内の圧力を低く見積りすぎていること、すなわち付着渦内の圧力を低下させる要因である側壁との衝突角度が小さいこと、ひいては現モデルではスプリッタ先端部の負圧が大きくなり過ぎていることにあるとみられる。しかし、全般的な傾向は一致しており、ここで用いた理論モデルによって現象の基本的な機構を説明することができると思われる。

4・5 負荷形発振器

4・5・1 実験装置及び実験方法

側壁付着形素子の出力口に図4.3の領域ⅢまたはⅡの様な大きな負荷を設定すると、制御流を加えなくても高い背圧によって噴流の切換えが発生する。両出力口に交互に大きな負荷をか

けると切換えが自動的に繰り返され、素子自身が発振器の機能を持つようになる。大きな負荷が設定された場合の素子の特性を検討する対象として、この発振器を取り上げ、大型素子模型を用いて素子内の流れを解析する。

実験装置全体の概要は第2章のものとはほぼ同様である。実験装置の素子部と容量タンクを図4.14に、発振器として使用した素子模型を図4.15に示す。素子の形状として、セットバック D_f を $0.05 D_s$ 以下あるいは D_s 以上にすると発振器として満足できる周期性のある矩形状の出力波形が得られないので、 D_f を $0.3 D_s$ と $0.5 D_s$ の二通り、スプリッタ距離 D_l を $6 D_s$ と $8 D_s$ の二通りに変化させたものを選んだ。アスペクト比は実用素子に近い値として2である。側壁上に10 mm 間隔で圧力測定孔を設け、また、底面上にも10 mm 間隔で格子状に圧力測定孔を配置し圧力分布を半導体式とひずみゲージ式の圧電変換器を用いて測定した。素子の左右出力口にそれぞれディフューザーの役目をする容量を持つタンクを取り付け、さらに、タンクの出口に絞り弁を取り付けた。絞り弁の開度を変化させることによって負荷の大きさを変化させた。図4.14にそのタンクを示す。制御口は両方とも開放し、基準圧を与えるため図2.1のオーバーフロータンク⑤に接続しておく。容量タンクに圧電変換器を取り付け、出力圧力を測定する。容量タンク出口の絞り弁の流体抵抗は次のように定義されるインピーダンス Z_d で表す。

$$Z_d = \frac{Q_d}{\Delta P_d} \quad (4 \cdot 5)$$

ここで、 ΔP_d は弁前後の圧力差、 Q_d は弁を通過する流量である。実験は発振器として作動するような矩形状の出力波形を生じるに適した二つのインピーダンスを示す絞り弁の状態で行う。そのインピーダンスを図4.16に示す。素子の形状により発振現象の現れる負荷の適当な範囲が存在し、実験に用いた素子では、4・2で述べた損失係数に換算して約200～400の範囲である。実験は $Re \doteq 3.33 \times 10^4 \sim 5 \times 10^4$ の範囲で行った。

4・5・2 実験結果と考察

素子が発振する時の噴流の流動様式を写真で図4.17に示す。 $D_f/D_s = 0.5$ 、 $D_l/D_s = 6$ 、 $Re \doteq 3.33 \times 10^4$ の場合の両側の側壁上の圧力分布を図4.18に示す。また、底面上の静圧分布を圧力係数 $C_p = (P - P_\infty) / (\rho U_s^2 / 2)$ の値を用いて図4.19に、出力口の圧力タンクの圧力波形を図4.20に示す。図中の記号 F.P.1, F.P.2, … F.P.5 は写真に示す各段階に対応したものである。ここで、 P_∞ は主流と制御流を加えないときの各測定点の静圧である。

素子内部の流動様式は四つの段階に分けて考えられる。図4.17の F.P.1 に示した噴流が、右側壁上に安定して付着した状態を観察の始点とする。この時、右出力口の圧力 P_d は図4.20の F.P.1 における圧力に相当する。ノズルを出た噴流は左右制御口の圧力差に応じて偏向した後、Coanda 効果により付着角 β_1 で右側壁に付着し小さな低圧渦（以後、右付着渦と呼ぶ。）を作る。右制御口の圧力は大きな負圧となり、右側壁上の噴流が衝突する点では大きな圧力が生じる。右側壁に付着して進んだ噴流は出力ダクトの高い圧力に押されてわん曲し、スプリッタに角 α_2 で衝突する。噴流の大部分は右出力通路へ向かうが、一部は分岐して左側壁へ角 β_2 で衝突し、さらに左出力ダクトへ向かう流れと、噴流と左側壁との間に作られた大きな低圧渦（以後、衝突渦と呼ぶ。）へ逆流する流れとに分かれる。この状態で β_1 、 α_2 は最小となっている。

右制御口から巻き込み流が流入するため噴流の曲率半径は増加し、付着角 β_1 が増大する。それに伴い付着渦内への噴流の逆流量が増大し、付着渦の負圧が減少するとともに付着渦の体積が増大する。その結果、付着点は下流へ移行する。一方、下流でも α_2, β_2 が増大する結果、出力口の出力は右で漸減、左で漸増する。しかしこの圧力差の減少は急激ではない。この後 β_2, α_2 が引き続き増大し、噴流の様相はS字型となり不安定な状態となる。

一方、上流では付着渦とは反対側の噴流の面と左側壁との間隔は狭り、ついには図4.17のF.P.3に示すごとく左側壁に付着する。この時、左側壁上に新しく形成された付着渦の体積は大きい、まき込み作用のため以後急激に縮退する。下流ではS字型をした噴流中心軸のわん曲はますますひどくなり、右付着渦も増大するため、左側壁に沿って進んだ噴流は湾曲して右側壁に到達する前に逆流を始め右側壁からはく離する。この結果、右付着渦は破壊されて下流から渦内への流入が始まるため、噴流は急激に左出力ダクトへ流れ込み左出力圧力の急上昇をもたらす。

右側出力口の圧力は、噴流が右側壁からはく離れた瞬間に急激な低下を始める。図4.17のF.P.4, F.P.5に示す状態である。この後、噴流は左側壁に安定して付着した状態を示す。ちょうどF.P.1から半周期経過した状態である。以後これを繰り返す。

この研究により、従来考えられてきたように出力端のタンク内の流体の圧縮性が噴流の切換えに直接作用するのではなく、発振現象は逆圧力こう配による付着渦の破壊により起きることが明らかになった。図4.20に示すように、噴流の切換え時間は付着渦の発達に要する時間(T_{f1})とはく離噴流の進行に要する時間(T_{f2})により決定される。

図4.20に示す出力口の圧力の最大値 P_{\max} と最小値 P_{\min} の差が発振器の複振幅に相当する。無次元化した複振幅 $(P_{\max} - P_{\min})/(\rho U_s^2/2)$ と Re の関係を図4.21に示す。 Re が大きくなると複振幅は漸減する。この値はまた、出力圧力の全入力に対する割合に相当する圧力回復率を示す値でもあり、 D_f が大きいほど、また D_l が小さいほど圧力回復率が大きいことを示している。

発振周波数 F_f と Re の関係は図4.22に示すように、 F_f は Re にほぼ比例する。すなわち、 F_f は流速 U_s と一次の関係にある。本実験範囲内では、比例定数はセットバック D_f/D_s 及び D_l/D_s の増加と共に減少する。すなわち、第2章で述べた噴流の移行に要する時間が大きい場合、周波数は小さくなる。

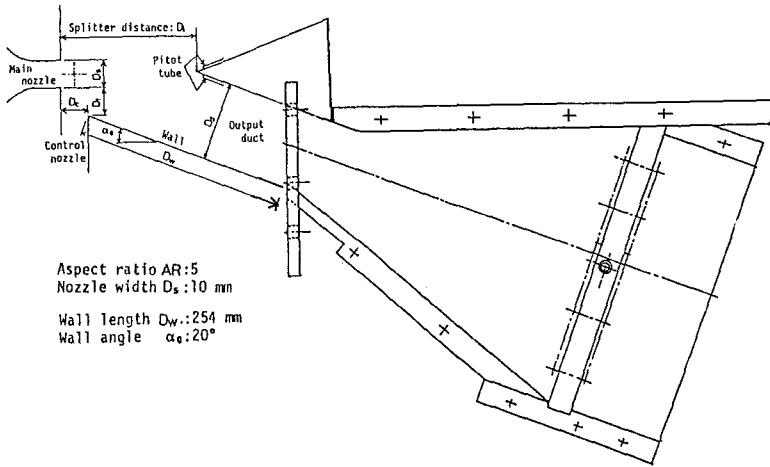
4・6 結 言

出力口に存在する負荷が噴流の切換え機構に及ぼす影響を検討した。切換え現象を、噴流が付着壁から離れる過程と反対壁へ付着する過程に分けて考察し、実験的、理論的に解析した。また、二つの出力口に交互に大きな負荷が加えられた場合の素子内の発振機構を実験的に解析した。得られた結果は次のように要約される。

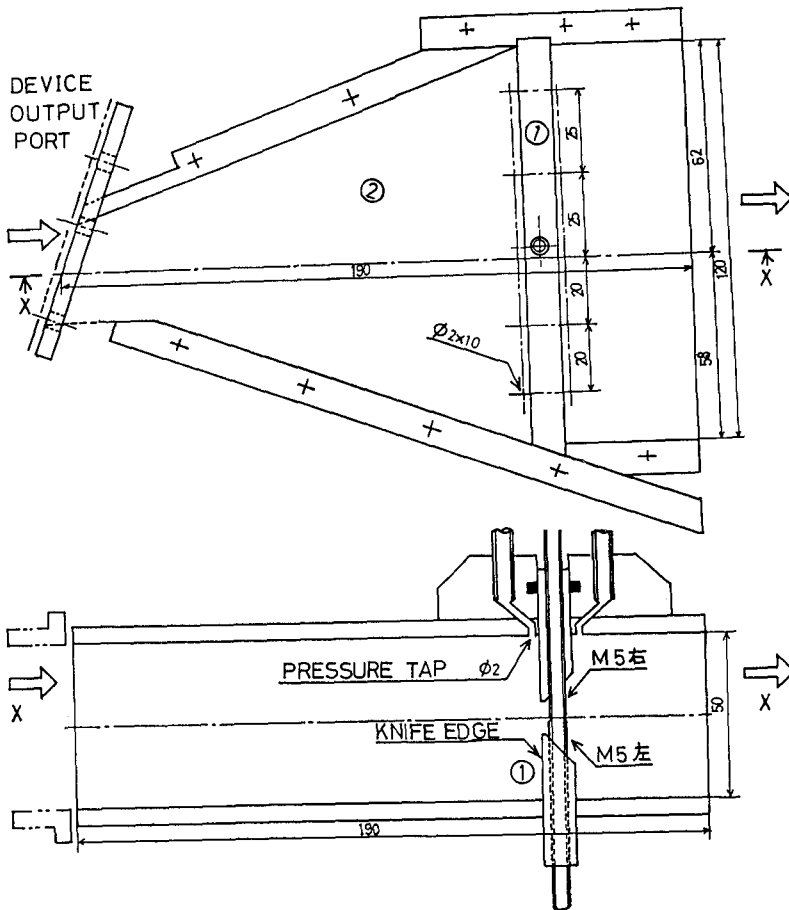
- (1) はく離過程において、付着側出力口の負荷は切換えを促進させる。噴流の切換えに及ぼす負荷の影響の度合は素子形状により異なるが、スプリッタ距離が大きいほど促進効果も大きい。
- (2) 付着の過程においては、噴流運動量の大半が出力通路へ流入し始める段階で負荷の影響が顕著に現れる。付着側出力口の負荷が大きいほど切換えは抑制される。その抑制の効果

はスプリッタ距離が大きいほど大きい。

- (3) 負荷型発振器内の流動機構を解析し、付着渦、反対壁との衝突によって生じる渦、及び出力通路の圧力の三者の相互作用によって流動機構が支配されていることを明かにした。発振周波数は Re に比例し、セットバックとスプリッタ距離に反比例する。振幅はセットバックに比例、スプリッタ距離に反比例する。

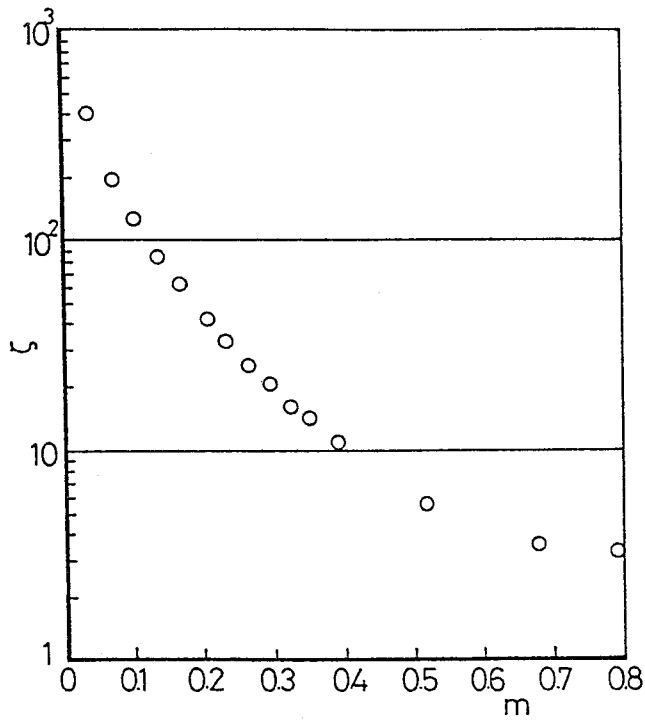


(a) 実験装置素子部

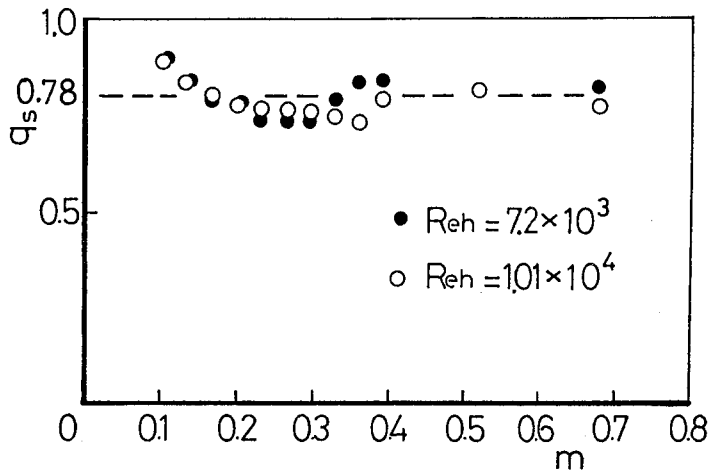


(b) 負荷装置

図 4.1 実験装置



(a) 損失係数



(b) 流量係数

図 4.2 負荷装置の特性

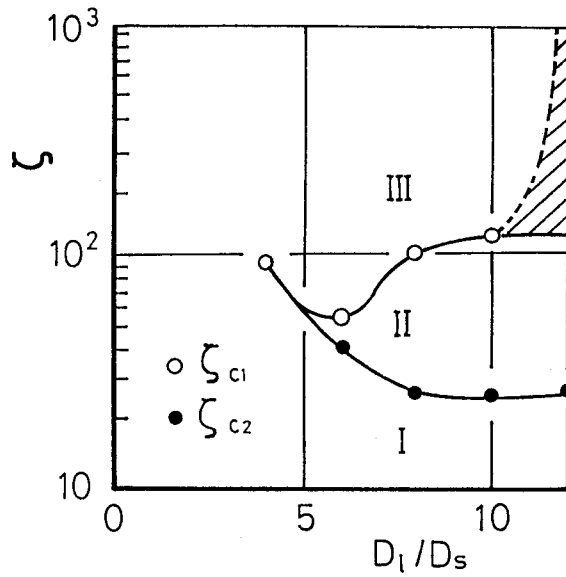


図 4.3 負荷の大きさによる付着の限界

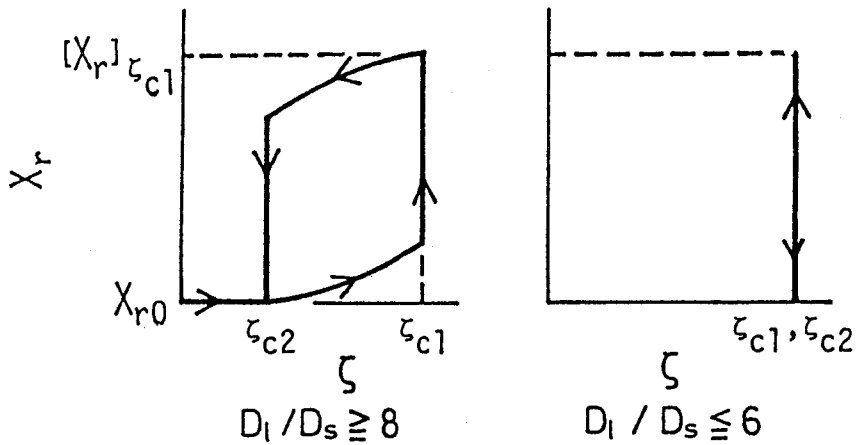


図 4.4 付着距離と負荷の関係

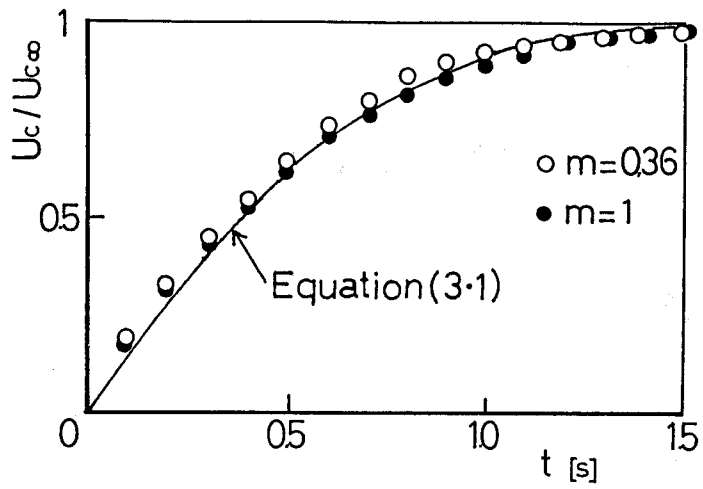


図 4.5 制御流の経時変化
(はく離過程)

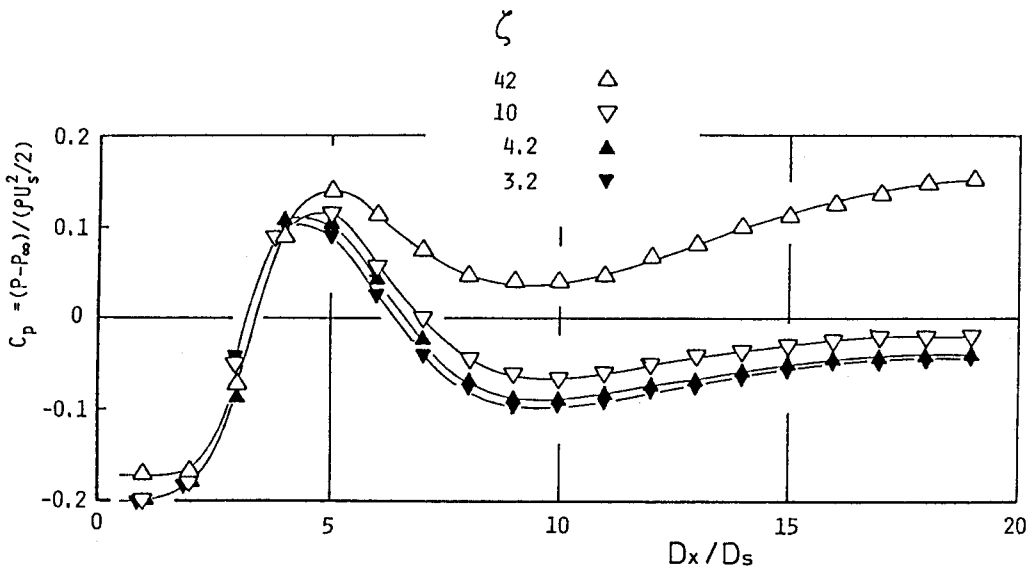
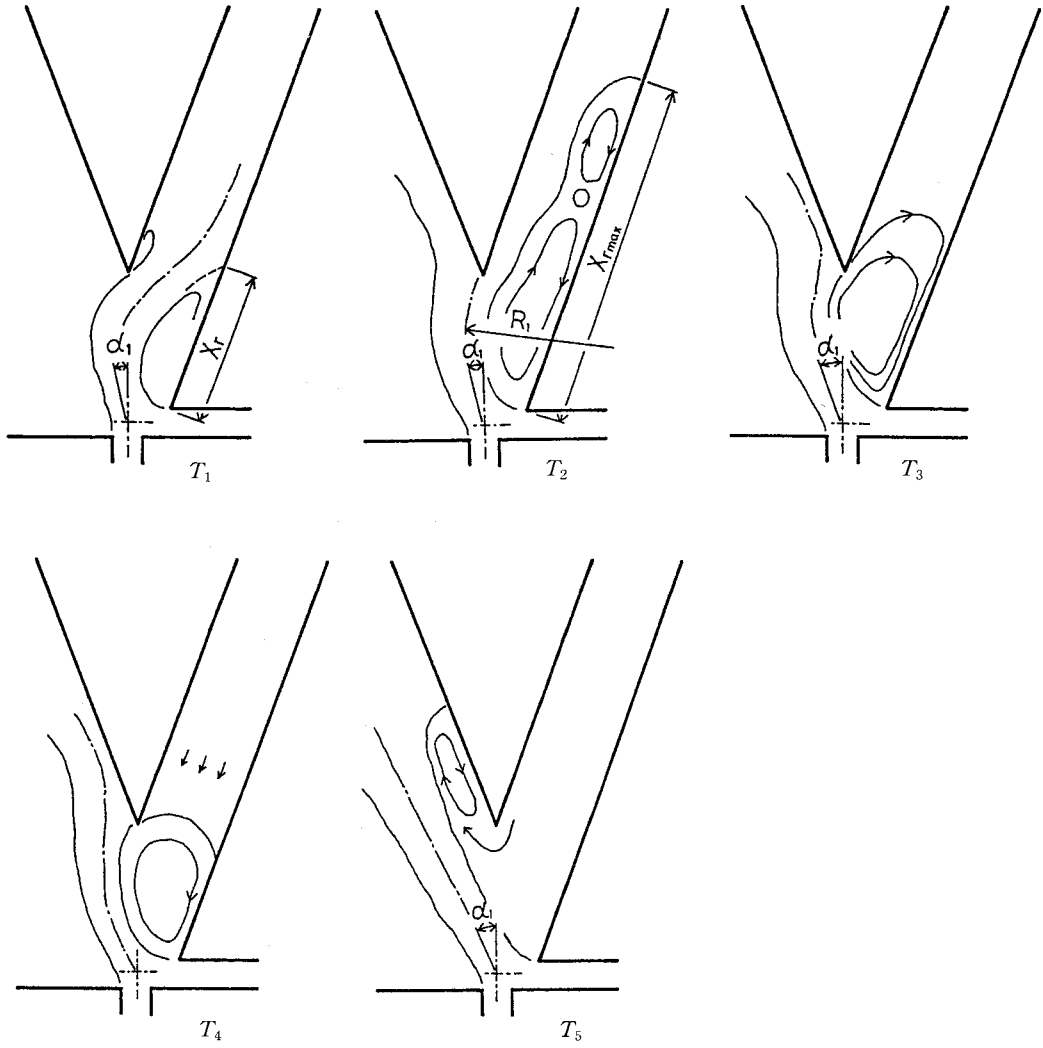


図 4.6 側壁上の圧力分布
($D_t/D_s=8, Re=2 \times 10^4$)



ζ	T_1		T_2			T_3	T_5
	α_1	X_r	α_1	R_1	X_{rmax}	α_1	α_1
4.2	10	9.4	17	5.8	20	27	27
10	9	6.7	13	9	20	13	27

α_1 [°] R_1, X_r [D_s]

図 4.7 負荷が流動様式に及ぼす影響

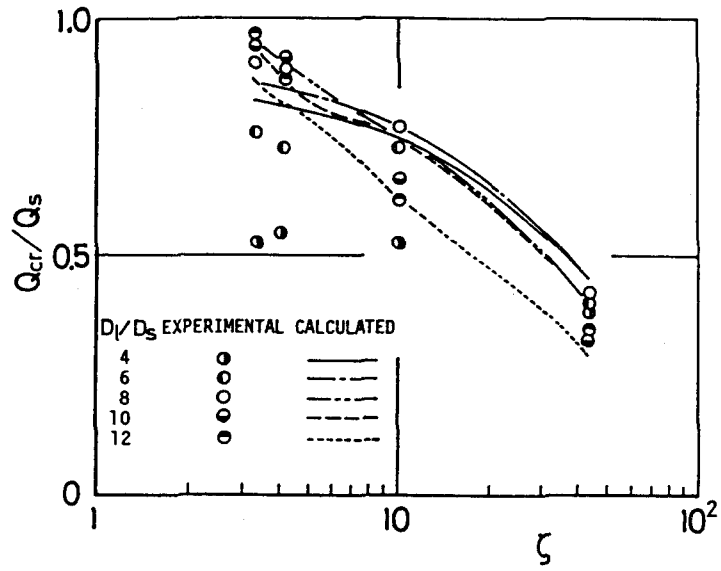


図 4.8 負荷が切換流量に及ぼす影響
($Re=2 \times 10^4$)

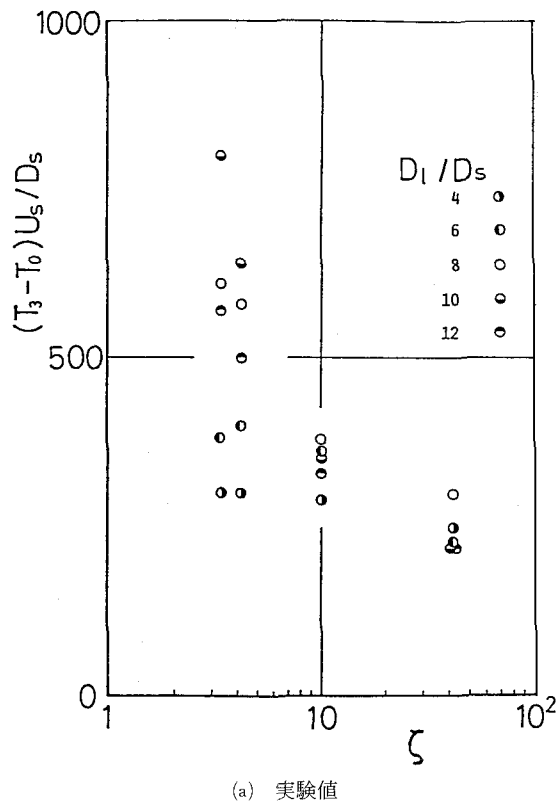
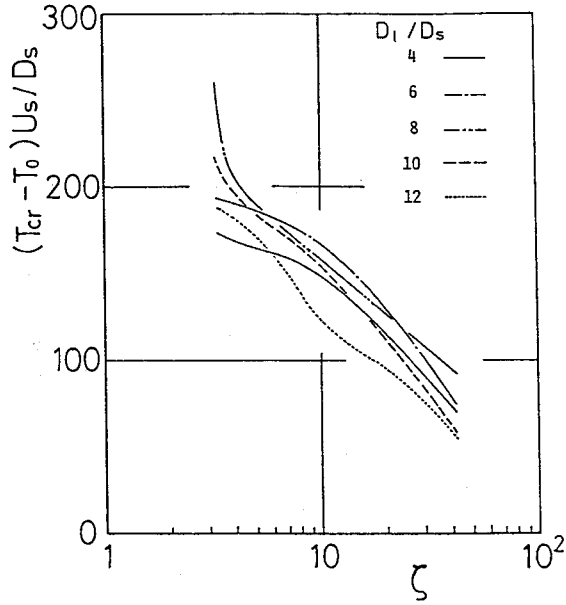


図 4.9 負荷が切換時間に及ぼす影響
($Re=2 \times 10^4$)



(b) 計算値

図 4.9 負荷が切換時間に及ぼす影響
($Re = 2 \times 10^4$)

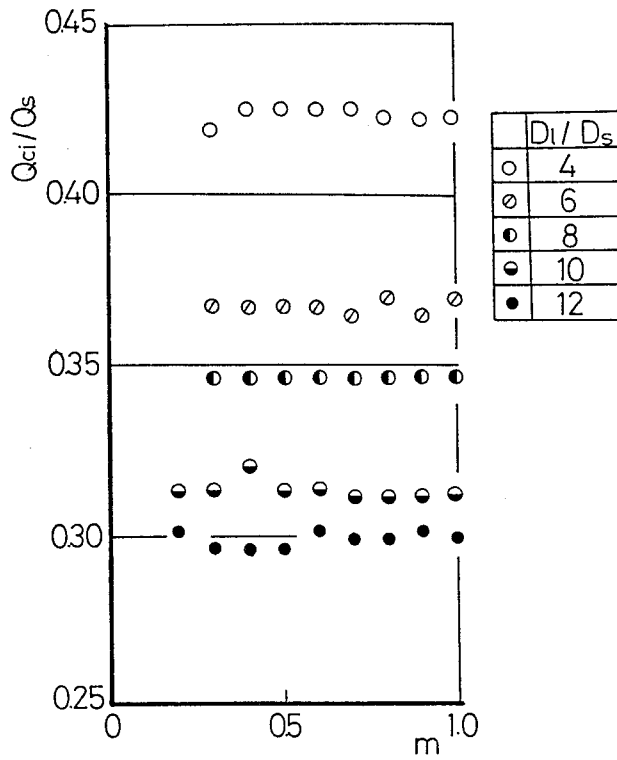


図 4.10 負荷が付着切換流量に及ぼす影響

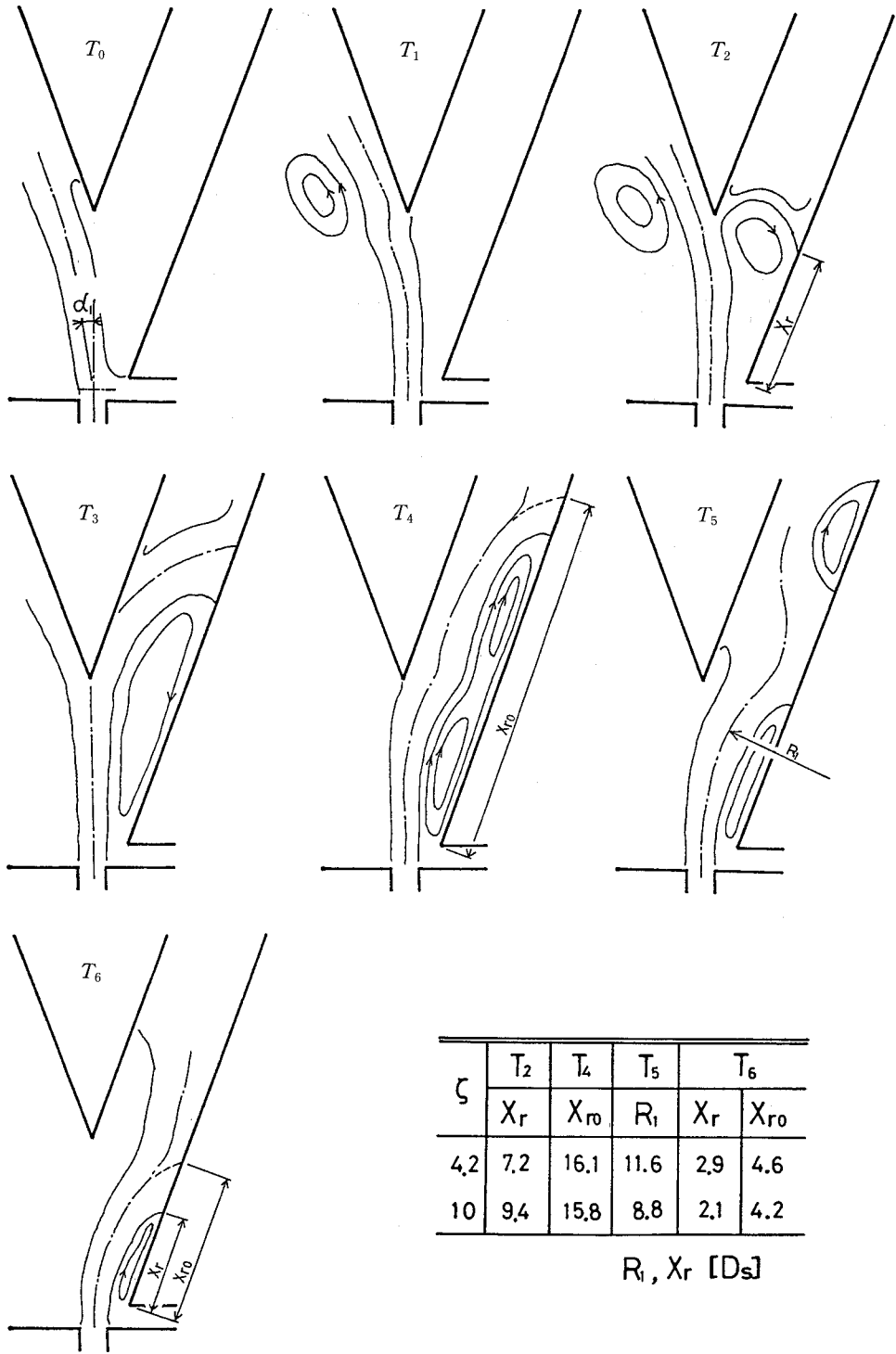


図 4.11 負荷が流動様式に及ぼす影響
(附着過程)

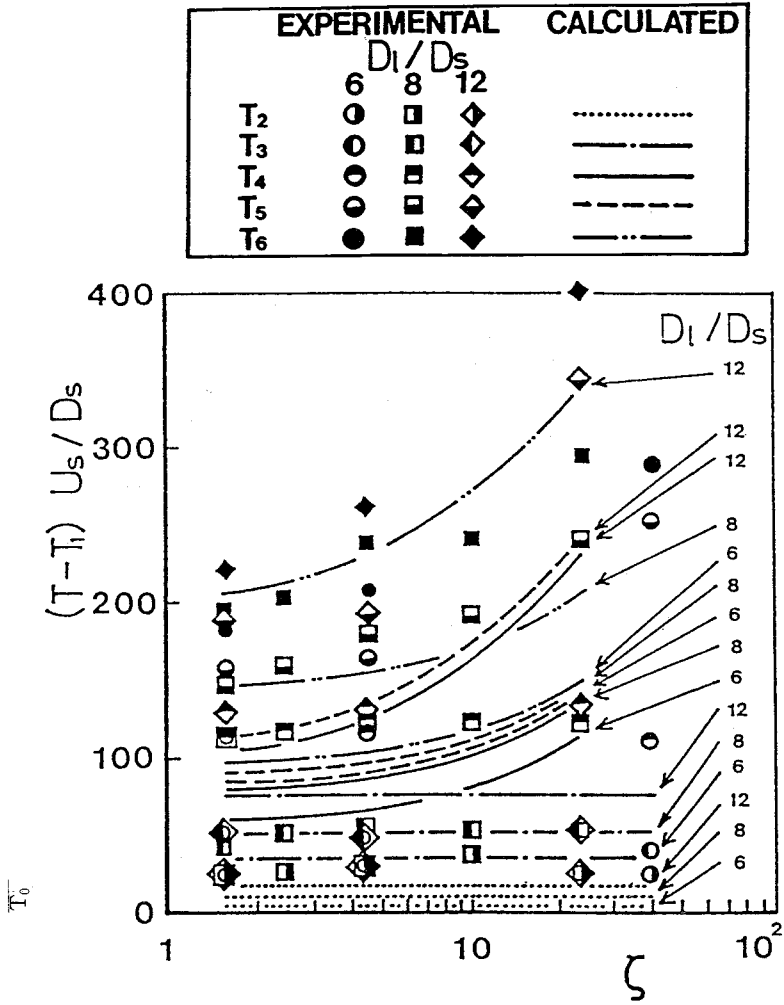


図 4.12 負荷が切換時間に及ぼす影響 (付着過程)

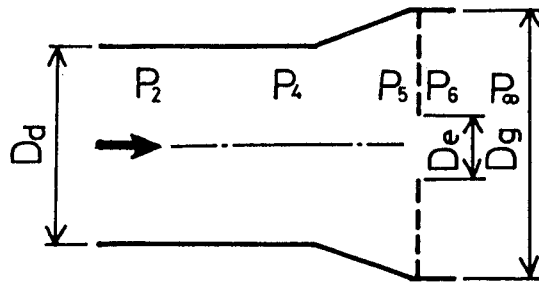


図 4.13 出力通路の記号

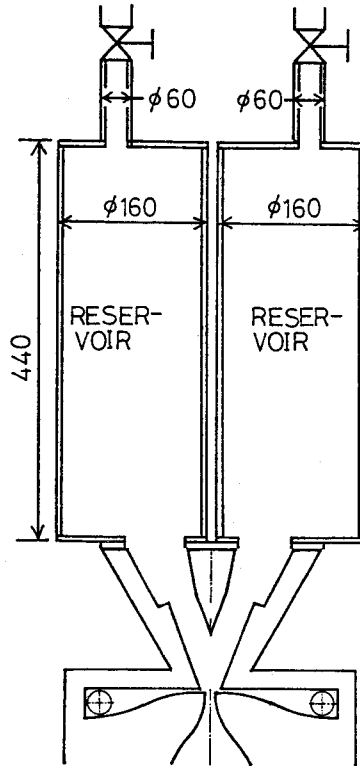


図 4.14 負荷形発振器

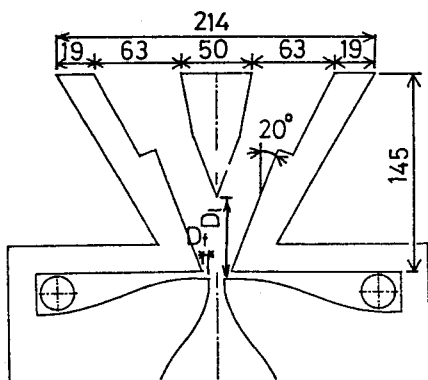


図 4.15 実験用素子

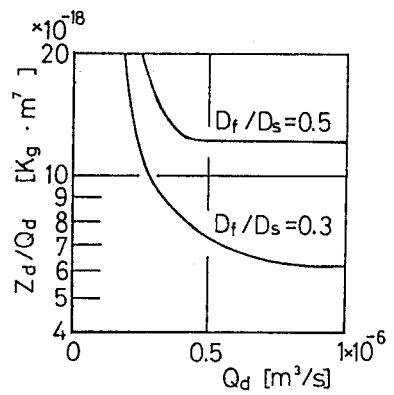


図 4.16 容量タンク絞り弁のインピーダンスを流量で除したもの

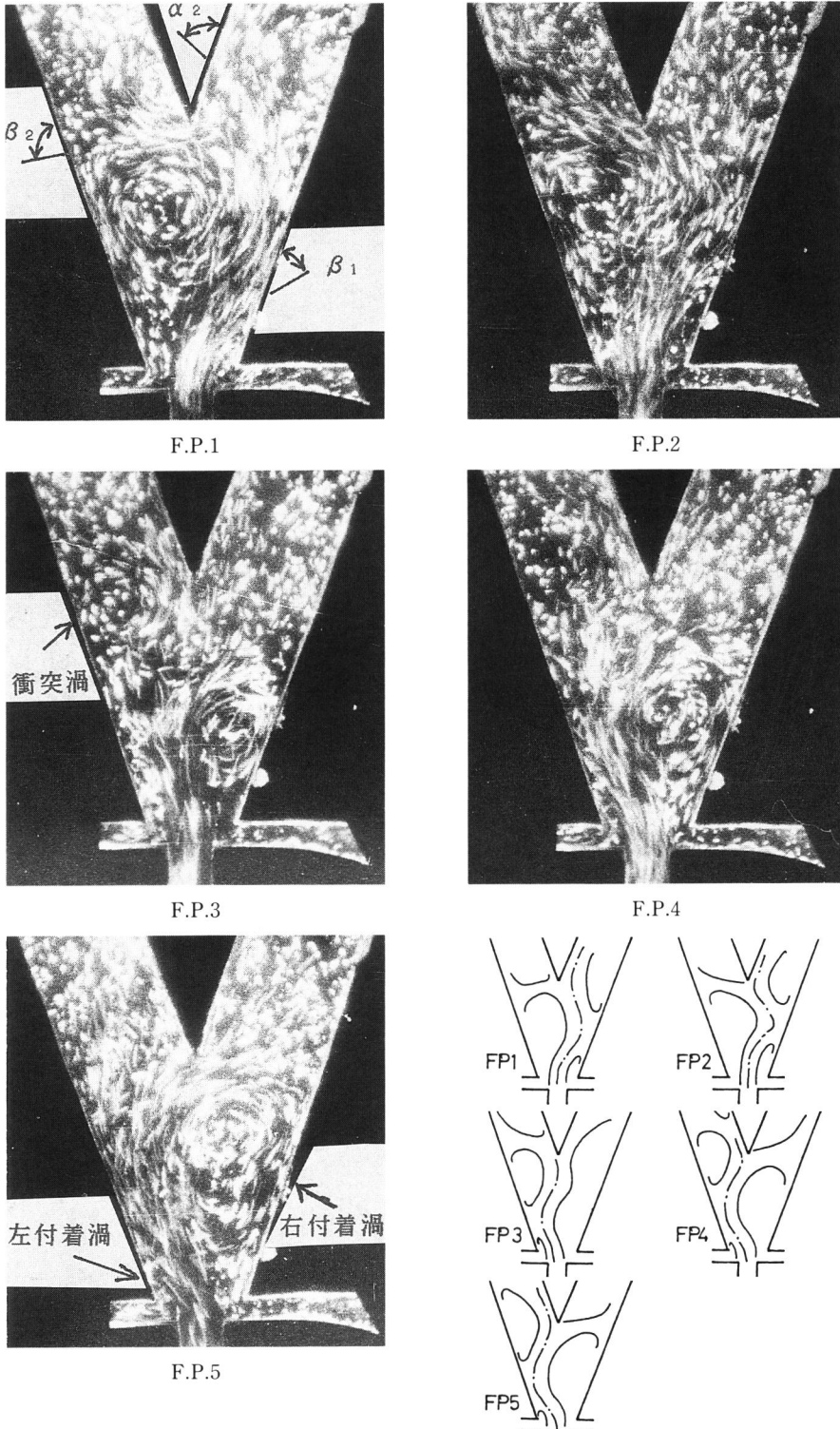


図 4.17 切換え過程におけるフローパターンの変化と模式図
 ($D_1/D_s=6$, $D_j/D_s=0.5$, $Re \approx 3.33 \times 10^4$)

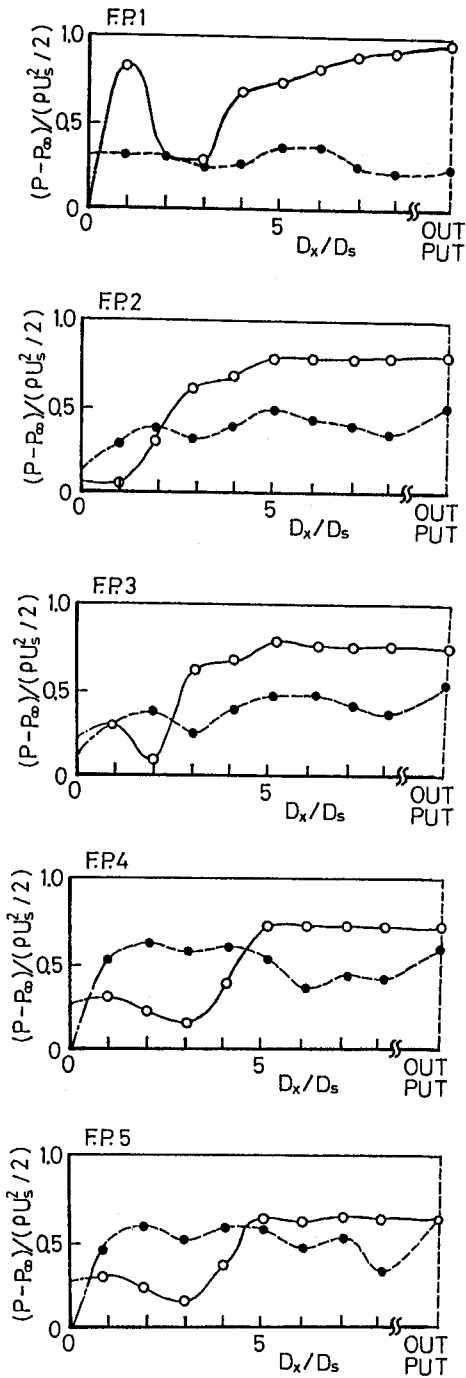


図 4.18 側壁上の圧力分布
 $(D_1/D_s=6, D_f/D_s=0.5, Re=3.33 \times 10^4)$
 ○: 右側壁, ●: 左側壁

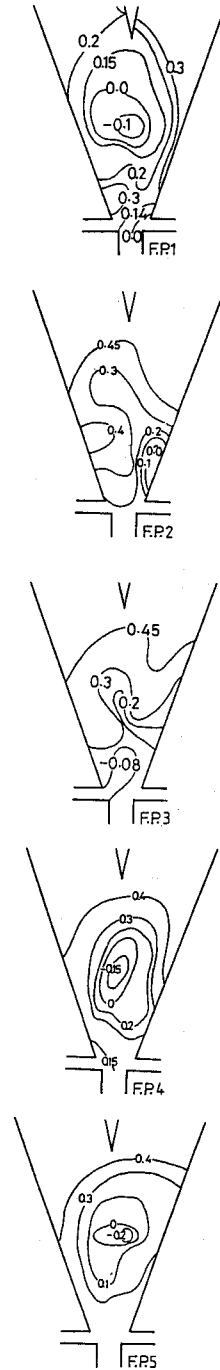
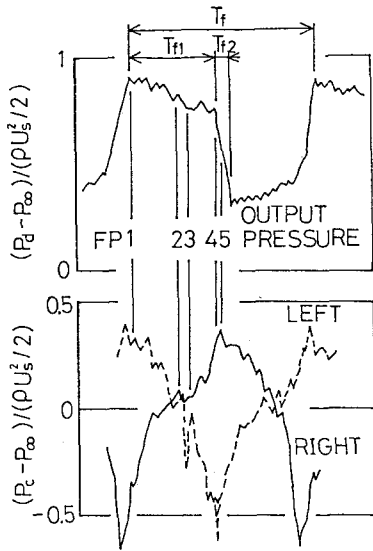


図 4.19 底面上の圧力分布
 $(D_1/D_s=6, D_f/D_s=0.5, Re=3.33 \times 10^4)$



CONTROL PORT PRESSURE

図 4.20 出力圧力及び制御口の圧力
 ($D_f/D_s=6$, $D_j/D_s=0.5$, $Re \approx 3.33 \times 10^4$)

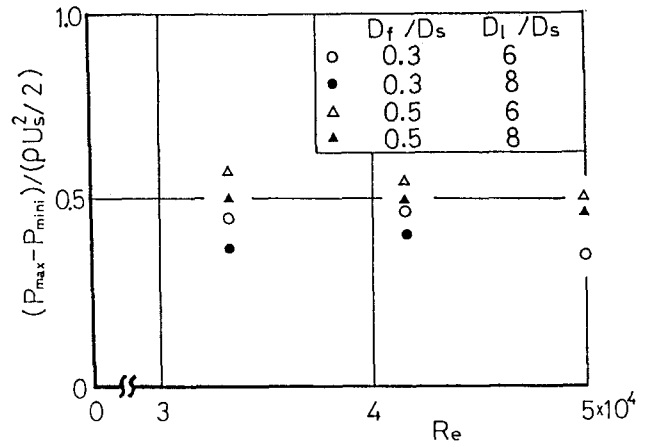


図 4.21 複振幅

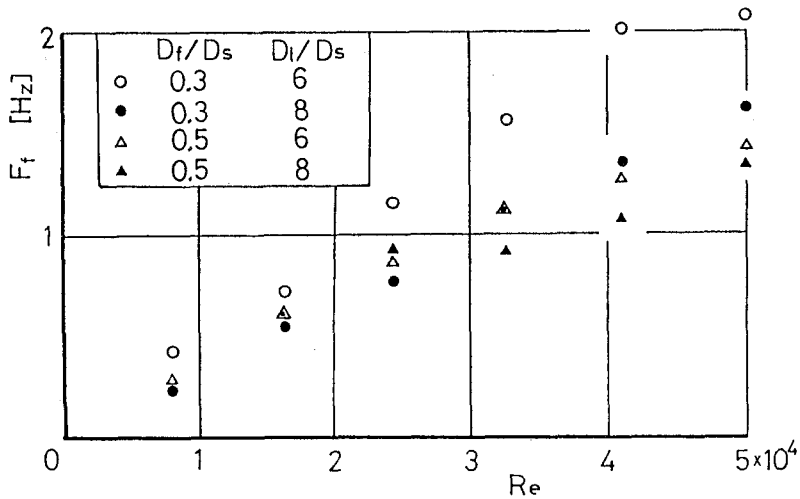


図 4.22 振動数

第5章 制御流の立上り時間と噴流の切換え機構の関係

5・1 緒言

前章までの側壁付着形素子内の流動機構に関する考察においては、定常流の解析法を用いるために流体の運動が準定常的であるという仮定を前提として一応の解を得ている。しかしながら、実用素子内の流動機構においてもこの仮定が成立しているかどうかについては、現在までのところ十分に検討されているとは言い難い⁽²⁶⁾。この仮定が一般的に受け入れられてきた背景として、実用素子における噴流の切換えに要する時間と主流流速で代表寸法を除いた値の比(ストローハル数の逆数)が1よりはるかに大きいと推測しうることが挙げられる。しかしながら、噴流の切換え過程の一部分を取り上げて見れば、噴流運動の非定常性を考慮しなければならないことも十分考えられる。一方、この場合の非定常性には、噴流の慣性力と噴流を取り巻く流体の運動の非定常性の両者を考察する必要がある。後者に関しては、第3章における解析でも、流量の関係において付着渦の体積変化割合を考慮することにより考察に取り入れた。そこで、本章では噴流の運動を前者の観点にのみ限定して考察することにし、この仮定の妥当性を検討する。

流動機構の解析において非定常性を考慮したものとしては、林ら⁽⁸⁰⁾が発振器内の流動解析において非定常項を取り入れて考察を行ったものがあるが、側壁付着形素子の特徴である付着渦内の圧力を考慮していないため、噴流両側の圧力差から受ける外力の見積りが逆方向を示す結果となっている。Abeら⁽⁸¹⁾はパルス状入力信号による噴流の切換え現象を可視化して解析し、制御流総圧と切換え時間、素子形状との関係を追究しており、Shieldsら⁽²⁶⁾は高周波入力を印加した場合の出力の切換えを、Ozgu⁽³⁴⁾は制御流量と切換え時間の関係を求めているが、いずれも流動機構を十分に明らかにしたものではない。

付着噴流の非定常性に関する研究としては、鮎川ら⁽³³⁾が微少攪乱を与えた場合の噴流挙動を、またKirshner⁽⁸²⁾が自由噴流の発振機構について検討を加えたものがある。これらの結果は移動する噴流の基本的性格の一部を明らかにしており、側壁付着形素子内の噴流の挙動解析にも利用しうる。

なお、数値実験において非定常項を取り扱ったものには、層流を対象として計算した堀越ら⁽⁵⁴⁾、清水ら⁽⁵³⁾のものがあるが、これらについては次章で述べる。

そこで、本章では、噴流の切換えにおいて非定常性が顕現化すると考えられる条件下で切換え機構を解析し、仮定“準定常的变化による噴流の切換え”を検討する。そのため、ここでは側壁付着形素子における噴流の切換えにおいて、主ノズル出口における噴流運動量の方向変化が速く行われる場合、すなわち、立上り時間が小さい制御流を加えた場合の噴流の切換え機構を大型素子模型を用いて実験的に追究する。本実験のように、大きな制御圧による噴流の切換えは実用素子においてはあり得ないことかもしれないが、いわゆる“準定常的切換え”という仮定の検証のためには受け入れられる試験方法であろう。また、空気を作動流体とすることが多い実用素子においては、流体の圧縮性がこの問題に関連すると考えられるが、ここでは現象を単純化して考察するため圧縮性を除去した場合を検討の対象とする。

5・2 実験装置及び実験方法

本章の実験で用いる実験装置の概略は第3章のものとはほぼ同じであるが、大きな制御圧を加えて短時間で立上がる制御流を得ることができるようにするため、制御流の供給源として圧縮空気で加圧する貯水槽を用いる。この制御流加圧装置を図5.1に示す。制御圧 P_c は、主流供給圧 P_s との比 P_c/P_s を2.0から11.8の範囲で5段階に変化させて設定した。電磁弁が開き制御流が流出すると貯水槽の圧力は減少するが、噴流の切換時間中に流出する流量はわずかであるので、その間の制御圧の変化は小さいとした。なお、電磁弁は第3章の実験と同じものを用いた。制御圧を変化させて測定した制御流の経時変化を図5.2に示す。ここで、 U_{∞} は十分時間が経過した後の制御流流速であるが、図に示すように U_{∞} の値は制御圧によって異なる。従って、制御流の立ち上がり時間の大小を比較するために流量の経時変化曲線から得られる時定数を用いることは適当でない。しかしながら、噴流の切換えに要する時間は、ほぼ制御流流量が時間に比例して変化する範囲に含まれるので、噴流の移行に要する時間を測定する尺度として、制御流流速が切換流量 Q_{cr} に相当する流速 U_{cr} に等しくなる時間 T_c を用いる。図5.2に T_c を求める方法の一例を示す。そこで、徐々に制御流を増加させて切換えを起こさせて求めた、すなわち定常な状態で測定した切換流量 Q_{cr} を図5.3に示す。なお、切換流量は制御圧 P_c によっても異なると予想される⁽⁶²⁾ が、本実験装置においては確認できなかった。そこで、 P_c のいかに拘らず、 Q_{cr} としては、図5.3に示す値を用いた。

圧力の測定方法、流れの可視化の方法は第3章と同様である。素子模型の形状を図5.4に示す。主ノズル幅、制御ノズル幅、アスペクト比、側壁傾斜角、スプリッタ距離の変化する範囲は第3章に用いたものと同じである。形状因子の中でも、側壁のセットバックが噴流挙動に対して大きな影響を及ぼすと予想される。そこで右側壁のセットバック D_f を2, 3, 4, 7 D_s の4通りに変化させる。ただし、ここでのセットバックは第4章までのものとは異なり図5.4に示す距離を表す。さらに、右側壁を十分に遠ざけた場合を $D_f = \infty$ として表す。ところがこの場合に、装置の構成上右制御ノズルの壁の部分が残り、流動に影響すると考えられる。そこで、図中に破線で示す位置に壁を設けるとともに右制御ノズルを取り除き、左の壁だけがある単純化した形状の素子についても実験を行い、 $D_f = \infty$ の場合と比較する。ただし、圧力分布の測定は左側壁上でのみ行った。

5・3 実験結果と考察

5・3・1 切換えの流動様式

噴流の切換えの様式は右側壁の有無、 D_l 、 D_f 、 P_c の大小によって若干異なるが、基本的には第2章で述べた準定常的切換えと見なしうる場合とはほぼ同様のものである。 $D_l/D_s = 8$ 、 $D_f/D_s = 2$ 、 $P_c/P_s = 2.0$ の場合を例にとり、フローパターンの変化の様子を図5.5に示す。当初に噴流が左側壁へ付着している状態で、制御流が流出し始める時刻 T_0 を観察の始点とする。制御流の増加に伴って移動する噴流の端がスプリッタ先端に接触する時刻 T_1 までを第一段階とする。この直後に、3・3・2の付着の機構で述べたと同様に右出力通路へ分岐された噴流の一部が右側壁との間に付着流線を形成するため右付着渦が生成されるが、この付着渦は急速に下流に移動する。噴流の中心軸がスプリッタ先端に衝突すると推定される時刻を T_2 とす

る。この後、噴流の移動が続き、ついには右側壁に付着する。噴流のほとんどが右出力通路へ流出する時刻を T_3 とする。左側壁上の付着流線は上流へ遡り、ついには消失する。この時刻を T_4 とする。 T_3 、 T_4 はほぼ同じである。切換わりの終了を T_5 とする。 P_c や D_f 、 D_f が大きい場合には現象の順序は上述のものとは若干異なる。すなわち、 P_c が大きく D_f が小さい場合 ($P_c/P_s \geq 6.9$, $D_f/D_s \leq 4$, $D_f/D_s \geq 8$) には図5.5 (b-2) に破線で示すように、ノズル出口における偏向角の増大割合が大きいので、 T_1 に至る以前に噴流は右側壁へ付着する。その後で噴流はスプリッタに衝突する。また、 D_f が大きく、 P_c も極めて大きい場合 ($D_f/D_s \geq 7$, $P_c/P_s \geq 11.8$) には、同図に点線で示すように、急激な付着渦体積の増大のため、左側壁上の付着点の近傍で噴流は切断し、ほとんどの運動量が渦内へ流れ込む流動様式となる。その後で、右側壁への付着及びスプリッタとの衝突が起こる。 T_1 から T_2 までを第二、 T_2 から T_3 までを第三、 T_3 から T_4 までを第四、 T_4 から T_5 までを第五段階と呼ぶ。

時刻 $T_0 \sim T_5$ における左側壁上の圧力分布の例を図5.6に示す。同図(a)は両側壁の場合、同図(b)は片側壁の場合である。ここで、 $C_p = (P - P_\infty) / (\rho U_s^2 / 2)$ 、 P は圧力、 D_x は側壁に沿って測った距離である。付着渦内の圧力は P_c/P_s が小さい場合に比して非常に低く、また片側壁の場合は T_2 、両側壁の場合は T_3 の前後で最も低くなる。 T_2 の時刻は正確に測定できなかったのここには示さない。噴流の中心部が壁に衝突する場所をほぼ示していると推測される圧力が最大を示す位置を追跡した一例を図5.7に示す。推測であるが T_2 前後で最も下流に位置する。さらに、片側壁の場合についてスプリッタ先端部近傍の壁上の圧力を測定したところ、 $T_2 \sim T_3$ の間で、スプリッタ先端部に生じるはく離流れのため最低値を示す。

5・3・2 噴流の切換えに要する時間

噴流の切換え過程の各段階に要する時間を、側壁上の圧力分布とスプリッタ先端の総圧管の信号波形から求めた。すなわち T_1 は、スプリッタ先端に噴流が衝突したと考えられる顕著な圧力上昇の信号が総圧管に現れる時刻とした。観察によれば、 T_2 は総圧管の信号が最大値を示す時刻とすべきであるが、圧力信号からは明確に測定できなかったため T_1 と T_3 の中間の時刻で推定値とした。 T_3 は、噴流とスプリッタの衝突が終了し、スプリッタ右側に低圧領域が生じる時刻、すなわち圧力信号が極小値を示す時刻とした。 T_4 は、左側壁上の圧力分布図上で付着流線の存在を示す凸状部が消滅する時刻とした。両側に側壁がある場合、実験装置上の制約及び測定精度の問題などから T_2 、 T_4 を明確に測定することができなかったが、観察によれば右側壁に付着する時刻は T_1 の直後であり、また、出力の切換わり終了と考えられるのは T_3 の前後と考えられる。したがって T_1 、 T_3 だけからでも現象のあらましを推論することは可能である。そこで、以下では時間の測定値として、 T_1 と T_3 のみを示す。測定値は約7%の範囲で変動し、一部を試算したところ、標準偏差を平均値で除した変動係数の値は 4.8×10^{-2} であった。そこで同じ条件下で10回測定し、平均値を採った。

(1) 左側壁だけが存在する場合 各段階に要した時間を切換時間と呼ぶことにする。 P_c/P_s と無次元化した切換時間 $(T - T_0) U_s / D_s$ の関係を図5.8に示す。 P_c の増加にともなって各段階の終了までに要する時間は短くなる。また、 T_1 における制御流量を図5.2から求め Q_{ct} として図5.9に示す。この図から明らかなように、 P_c の増加によって T_1 までに要する時間が短くなるにもかかわらず、 Q_{ct}/Q_s は大きくなる。すなわち、制御圧を大きくして主ノズル出口における噴流運動量の方向変化を短時間で進行させても、それによって付着渦内の圧力低下

が著しくなるため、噴流の移行はそれほど早められないことが分かる。 T_0 から T_1 と T_3 までは要する無次元時間 $(T_1 - T_0)U_s/D_s$ 、 $(T_3 - T_0)U_s/D_s$ を $T_c U_s/D_s$ との比で図5.10に示す。 P_c/P_s が大きい場合にこの比は大きな値を示し、切替時間は T_c を基準とすれば P_c が小さい場合よりも相対的に大きくなることを示している。同じ時間の比をスプリッタ距離との関係で示したものが図5.11である。 $D_l/D_s = 10$ 前後で、制御圧の噴流移動を促進する効果が大きいと考えられる。

(2) 両側に壁が存在する場合 P_c/P_s と切替時間の関係を $D_f/D_s = 2$ の場合に種々の D_l に対して図5.12に示す。制御圧が大きいほど切替時間は小さくなり、 P_c の増加に対して漸近値を持って、 T_3 はほとんどスプリッタ距離に無関係になる。また、 $D_l/D_s = 8$ の場合の種々の D_f/D_s に対する切替時間を図5.13に示す。 P_c/P_s が大きい場合には、セットバックの相違による切替時間の差は小さい。切替時間を無次元化し、 $T_c U_s/D_s$ との比を求めて第一と、第二・三段階に分け図5.14に示す。 P_c の増大に対して $(T_1 - T_0)/T_c$ はむしろ大きくなり、制御圧を大きくしても T_1 までの切替時間はそれ程短縮されないことを示している。第二・三段階に要する時間 $(T_3 - T_1)/T_c$ はわずかではあるが、 P_c の増大とともに小さくなることを示しており、噴流の移行に要する時間はほぼ制御圧に反比例していると思ないうる。 T_c で無次元化した切替時間と反対壁のセットバックの関係を図5.15に示す。これらの図によれば、 D_f が大きくなると $(T_1 - T_0)/T_c$ は小さくなる。このことは、 D_f の小さい方が噴流の移行に対して抵抗が大きいことを示している。 D_f の変化に対する $(T_3 - T_1)/T_c$ の変化はわずかである。第二段階以降の現象に対しては、 D_f はあまり影響しないと思われる。むしろ、図5.14(b)からスプリッタ距離が小さい場合に、 P_c が大きいと第二段階以後の移動が早められることが分かる。また、右制御ノズルの壁が噴流の移動に影響することが考えられる。片側壁だけの場合と比較して、 $D_f = \infty$ の場合の切替時間は最大で約30%小さい。

5・4 理論的検討

制御流の立上がり時間が噴流挙動に影響する機構を解析する。噴流の移動の過程のうち、噴流の偏向が制御流によって大きく影響されるのは T_2 までの現象であろう。そこで、制御流量の立上がり時間が噴流挙動に大きく影響すると考えられる T_0 から T_1 までの現象について主として考察する。この間において、噴流の主ノズル出口での偏向角の増加速度は制御流量の増大速度に依存すると考えられる。特に、制御流の非定常性が問題となるのは主噴流と制御流が衝突する領域であり、この領域での噴流の偏向は噴流両側の圧力差によって大きく影響される。そこで、図5.16に示す領域 AB の噴流挙動について解析する。なお、噴流の挙動については Kirshner⁽⁸²⁾ によって提案されたモデルを適用する。

噴流中心軸 $y = y_0(x, t)$ の移動を考える。噴流中心軸を横切る方向の力を $f_y(x, t)$ とすれば、噴流中心軸上の流体粒子の運動方程式は

$$\rho \frac{Dv_0}{Dt} = f_y \quad (5 \cdot 1)$$

ここで、 Dv_0/Dt は噴流中心軸の移動速度 $v_0(x, t)$ の実質微分を表し、 $Dy_0/Dt = v_0$ である。解析の対象とする運動の期間中、噴流中心軸近辺では y 方向の速度分布形は比較的平坦で、

せん断応力による影響は無視でき、流体粒子は y 方向の圧力こう配による力のみを受けるものとする。そこで、式 (5・1) を具体的に書き下ろすと、

$$\frac{\partial^2 y_0}{\partial t^2} + 2u_0 \frac{\partial^2 y_0}{\partial t \partial x} + u_0^2 \frac{\partial^2 y_0}{\partial x^2} = \frac{1}{\rho} g(x, t) \quad (5 \cdot 2)$$

ここで、 $g(x, t) = -[\partial p / \partial y]$ 、 u_0 は噴流中心軸上の x 方向速度。なお、上式を導く際、 $\partial P / \partial y \gg \partial P / \partial x$ と見なした。さらに、次に定義する変数 τ

$$\tau \equiv \int_0^x \frac{dx'}{u_0} \quad (5 \cdot 3)$$

を用いて、式 (5・2) を書き換えれば

$$\frac{\partial^2 y_0}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial^2 y_0}{\partial t \partial \tau} + \frac{\partial^2 y_0}{\partial \tau^2} = \frac{1}{\rho} g[x(\tau), t] \quad (5 \cdot 4)$$

ここでは、ラプラス変換を用いて式 (5・4) の解を求めることにする。まず、 t 平面から S 平面へのラプラス変換を行うと式 (5・4) は

$$S^2 Y_1 + 2S \frac{dY_1}{d\tau} + \frac{d^2 Y_1}{d\tau^2} = \frac{1}{\rho} G_1[x(\tau), S] \quad (5 \cdot 5)$$

ここで、 Y_1 、 G_1 は y_0 、 g の S 変換形で、初期条件 $t=0$ で $y_0 = \partial y_0 / \partial t = 0$ を用いた。次いで、 τ 平面から Σ 平面へのラプラス変換を行うと、式 (5・5) は

$$S^2 Y_2 + 2S\Sigma Y_2 + \Sigma^2 Y_2 = \frac{1}{\rho} G_2[f(\Sigma), S] \quad (5 \cdot 6)$$

ここで、 Y_2 、 G_2 は Y_1 、 G_1 の Σ 変換形で、初期条件 $\tau=0$ で $Y_1 = dY_1 / d\tau = 0$ を用いた。式 (5・6) より

$$Y_2(\Sigma, S) = \frac{G_2[f(\Sigma), S]}{\rho(S+\Sigma)^2} \quad (5 \cdot 7)$$

式 (5・7) は

$$Y_2(\Sigma, S) = \mathcal{L}\{Y_2(\tau, S)\} = \frac{1}{\rho} \mathcal{L}\{\tau e^{-s\tau}\} \cdot \mathcal{L}\{G_1[x(\tau), S]\} \quad (5 \cdot 8)$$

の形に書き表せるので、式 (5・7) を Σ に関して逆変換する際、次の関係 (たたみ込み積分)

$$\mathcal{L}\{f(t)\} \cdot \mathcal{L}\{g(t)\} = \mathcal{L}\left\{\int_0^t f(t-\Lambda) \cdot g(\Lambda) d\Lambda\right\} \quad (5 \cdot 9a)$$

$$= \mathcal{L}\left\{\int_0^t f(t) \cdot g(t-\Lambda) d\Lambda\right\} \quad (5 \cdot 9b)$$

を用いる。ここで、 $f(t)$ 、 $g(t)$ は t の任意の関数。すなわち、式 (5・8) より

$$\begin{aligned} \mathfrak{L}\{Y_1(\tau_c, S)\} &= \frac{1}{\rho} \mathfrak{L}\{\tau_c e^{-S\tau_c}\} \cdot \mathfrak{L}\{G_1[x(\tau_c), S]\} \\ &= \frac{1}{\rho} \mathfrak{L}\left\{\int_0^{\tau_c} (\tau_c - \tau) \exp[-S(\tau_c - \tau)] \cdot G_1[x(\tau), S] d\tau\right\} \end{aligned} \quad (5 \cdot 10 a)$$

$$= \frac{1}{\rho} \mathfrak{L}\left\{\int_0^{\tau_c} \tau e^{-S\tau} \cdot G_1[x(\tau_c) - x(\tau), S] d\tau\right\} \quad (5 \cdot 10 b)$$

の関係を得る。ここで、

$$\tau_c = \int_0^{D_c} \frac{dx'}{u_0} \doteq \frac{D_c}{U_s} \quad (5 \cdot 11)$$

よって、

$$Y_1(\tau_c, S) = \frac{1}{\rho} \int_0^{\tau_c} (\tau_c - \tau) \exp[-S(\tau_c - \tau)] \cdot G_1[x(\tau), S] d\tau \quad (5 \cdot 12 a)$$

$$= \frac{1}{\rho} \int_0^{\tau_c} \tau e^{-S\tau} \cdot G_1[l - x(\tau), S] d\tau \quad (5 \cdot 12 b)$$

ここで、 $l = x(\tau_c)$ 。

いま、圧力 P が噴流幅 D_b ($\doteq D_s$) にわたって一様に変化すると仮定し、噴流内の y 方向の圧力こう配 $g(x, t) = -\partial P / \partial y$ を噴流両側の圧力差 ΔP を用いて近似する。

$$g = \frac{\Delta P}{D_b} \quad (5 \cdot 13)$$

以下の計算においては、便宜上、噴流両側の圧力差 ΔP は制御ノズル出口における動圧 $\rho u_c^2 / 2$ にほぼ等しいと仮定する。(ここでは、制御流の流速が大きい場合を取り扱うので、制御流の瞬時の動圧で代用する。従って、厳密にはこの方法も準定常的運動を仮定した解析である。) さらに、この逆圧力こう配による力は解析の対象とする領域 ($0 \leq x \leq D_c$) にわたって一様に作用し、その値は位置によって変わらないものとする。すなわち $-\partial P / \partial y = g(t)$ 。制御流の速度 u_c は実験式 (3・1) で表示されるが、時間が T_c 以下の範囲にある場合は次式で置き換えることができる。(図5.2参照)

$$u_c \doteq \sqrt{c^* t} \quad (5 \cdot 14)$$

上式中の c^* は制御流流速の実験値から求められる定数である。従って、

$$g(t) = \frac{\rho}{2D_b} c^* t^2 = A_c t^2 \quad (5 \cdot 15)$$

ここで、距離 $x = D_c$ における噴流中心軸の x 軸からの変位 y_0 を求める。 $g(t)$ のラプラス変換形は

$$\mathfrak{L}\{g(t)\} = \frac{2A_c}{S^3} \quad (5 \cdot 16)$$

ゆえ、 y_0 の S に関するラプラス変換式 (5・12 a) は

$$Y_1(\tau_c, S) = \frac{1}{\rho} \int_0^{\tau_c} (\tau_c - \tau) \exp[-S(\tau_c - \tau)] \cdot \frac{2A_c}{S^3} d\tau \quad (5 \cdot 17)$$

となる。上式を計算すれば、

$$Y_1(\tau_c, S) = \frac{2A_c}{\rho} \left\{ -\tau_c \frac{e^{-\tau_c S}}{S^4} + \frac{1}{S^5} - \frac{e^{-\tau_c S}}{S^5} \right\} \quad (5 \cdot 18)$$

式 (5・18) は

$$\mathfrak{L}\{y_0(\tau_c, t)\} = \frac{2A_c}{\rho} \left[-\tau_c e^{-\tau_c S} \mathfrak{L}\left\{\frac{t^3}{6}\right\} + \mathfrak{L}\left\{\frac{t^4}{4!}\right\} - e^{-\tau_c S} \mathfrak{L}\left\{\frac{t^4}{4!}\right\} \right] \quad (5 \cdot 19)$$

と書き表せるから、 S から t への逆変換に際しては、次の関係式を利用する。

$$\mathfrak{L}\{f(t-a) \cdot u(t-a)\} = e^{-aS} \mathfrak{L}\{f(t)\} \quad a \geq 0 \quad (5 \cdot 20)$$

ここで、 $f(t)$ は t の任意の関数、 $u(t-a)$ は単一ステップ関数で

$$\begin{aligned} u(t-a) &= 1 & t > a \\ &= 0 & 0 < t < a \end{aligned} \quad (5 \cdot 21)$$

式 (5・20) の関係を用いて演算を行うと、式 (5・19) より

$$y_0(\tau_c, t) = \frac{2A_c}{\rho} \left[-\frac{\tau_c}{6} (t - \tau_c)^3 \cdot u(t - \tau_c) + \frac{1}{4!} t^4 - \frac{1}{4!} (t - \tau_c)^4 \cdot u(t - \tau_c) \right] \quad (5 \cdot 22)$$

$t > \tau_c$ においては、

$$y_0(\tau_c, t) = \frac{c^*}{2D_b} \left[t^2 \frac{\tau_c^2}{2} - 2t \frac{\tau_c^3}{3} + \frac{\tau_c^4}{4} \right] \quad (5 \cdot 23)$$

を得る。

式 (5・23) から求まる $y_{0c} = y_0(\tau_c, t)$ を用いて、次式のように近似的に偏向の角度 α_{1c} を求めることができる。

$$\alpha_{1c} \doteq \tan^{-1} \left(\frac{y_{0c}}{D_c} \right) \quad (5 \cdot 24)$$

一方、和田ら⁽²³⁾ は、本実験の場合のように P_c が大きい場合、定常流に対しては、次式がよい近似値を与えると推論している。

$$\alpha_{1c} = \tan^{-1} \left(\frac{J_c}{J_s} \right) \quad (5 \cdot 25)$$

ここで J_s, J_c はそれぞれ主流及び制御流の運動量である。

時刻 T_1 における式 (5・5) および式 (5・6) から求めた計算値と $D_1/D_s = 8$ で左側壁だけの場合の写真から測定した値を図5.17に示す。なお、第3章で示した P_c が小さい場合 ($P_c/P_s \doteq 0.64$) の値を併せて示してある。この図から P_c/P_s がおおよそ1以下の範囲では、主ノズル出口近くの領域における噴流の移動は準定常的運動（瞬時の物理量の間に変化が定常状態における関係式が適用できる。）として取り扱えることが分かる。しかしながら、 P_c/P_s が大きくなるとこのような取扱いは不適切で噴流運動の非定常性を考慮に入れた解析法が必要である。しかし、実用素子では P_c/P_s が1以上の制御流を加えることは有り得ないので、素子内流れを準定常として扱うことは妥当と考えられる。

なお、5・3で述べた実験値をもう少し詳しく検討する。噴流がノズル出口からスプリッタ先端まで進行するに要する時間 D_1/U_s と $(T_1 - T_0)$ の比を図5.18に示す。なお、この結果は $D_1/D_s = 8$ で左側壁だけがある場合のものである。この比は一種のストローホール数に相当し、流体の運動が準定常的運動とみなしうるかどうかの一つの目安となる。 $P_c/P_s = 11.8$ の場合の値は $P_c/P_s = 0.64$ の場合の約6倍ではあるが、いずれも1よりかなり小さい値である。従って、主ノズル出口から距離 D_c までは準定常的取扱いが適切であるとみられる場合の第一段階の流動様式においても、ノズル出口からスプリッタ先端部までの間の広い流れ場全体を対象とする時には、準定常的変化の仮定も許容されると考えられる。

図5.14から明らかなように第二段階以降の現象に対しても P_c は影響するが、 $P_c/P_s > 4.6$ の範囲では $(T_3 - T_1)$ の変化は小さい。また、両側に壁がある場合には、図5.14(b), 5.15(b)を比較して、セットバックよりもスプリッタ距離のほうが制御圧の影響と大きく関連していることが分かる。

5・5 結 言

側壁付着形素子内の噴流の切換え現象の解析において通常用いられている“準定常的切換え”という仮定の検証を行うため、立上がり時間が小さい制御流を加え、噴流の移行が早い速度で行われる場合の切換え機構を実験的に追究した。特に、制御流の立上がり時間を示す目安である制御圧と噴流の切換時間との関係を調べて、噴流の挙動を解析した。明らかになった事項を以下に要約する。

- (1) 噴流の挙動が主流と制御流が衝突する領域である主ノズル出口近傍で準定常的であるとみなし得る制御圧は、今回の実験範囲では P_c/P_s が約1以下である。現実の素子では通常 $P_c/P_s < 1$ であり、本論文でこれまでに用いてきた準定常的取扱法が妥当であることが証明された。また、切換え機構のうち付着渦の圧力が噴流挙動に影響する過程であるところの、噴流がスプリッタ先端に到達するまでの過程の現象を取り扱う限り、かなりの大きさの制御圧による切換えの場合でも準定常的運動に基づく解析法が許容しうる。
- (2) 制御圧を大きくすれば噴流の切換時間は小さくなるが、その減少の割合は漸減し、切換時間及び移動速度には限界の値が存在する。

- (3) 噴流の切換え機構に及ぼす制御圧の影響は素子形状によって異なり、特に、スプリッタ距離によって影響の度合いが異なる。

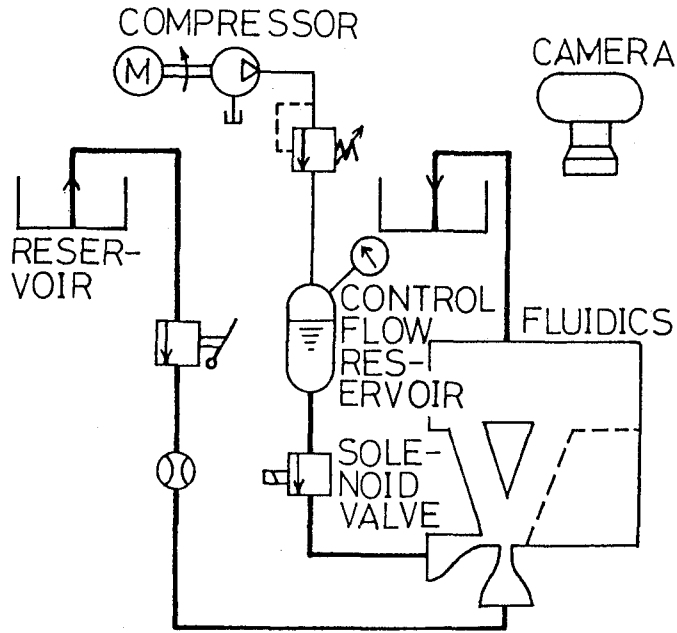


図 5.1 実験装置概略

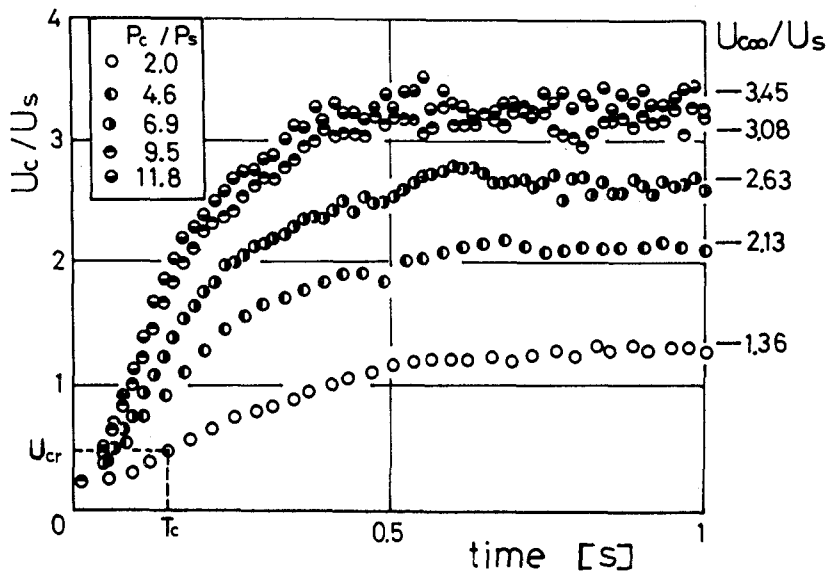


図 5.2 制御流の経時変化
($Re = 2 \times 10^4$, $U_s = 2\text{m/s}$)

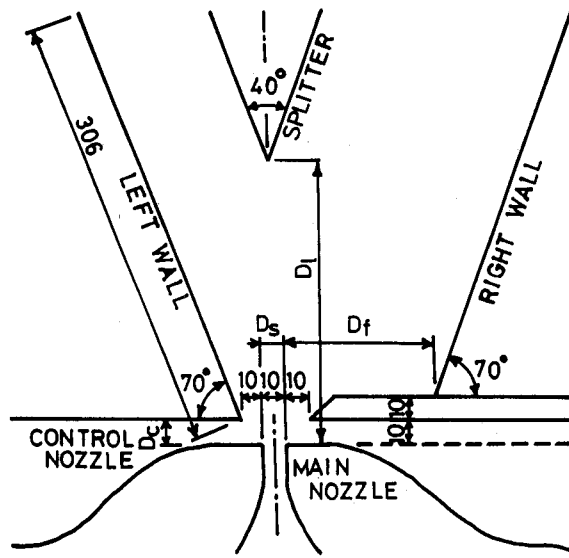


図 5.4 実験用素子の形状

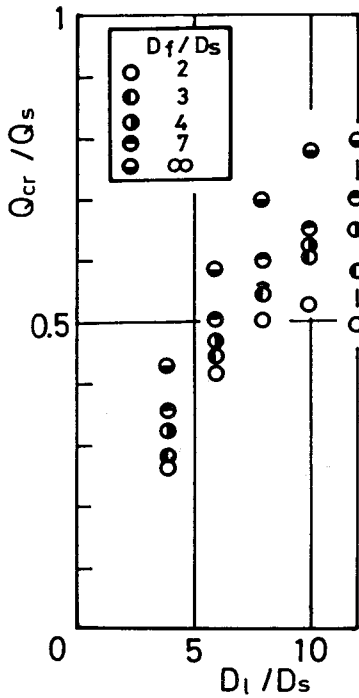


図 5.3 切換流量
($Re=2 \times 10^4$)

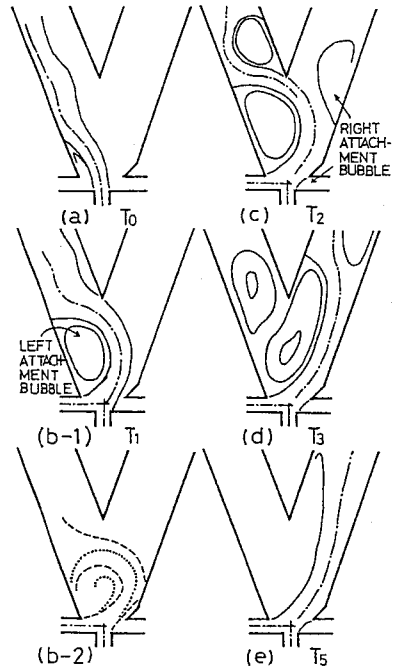
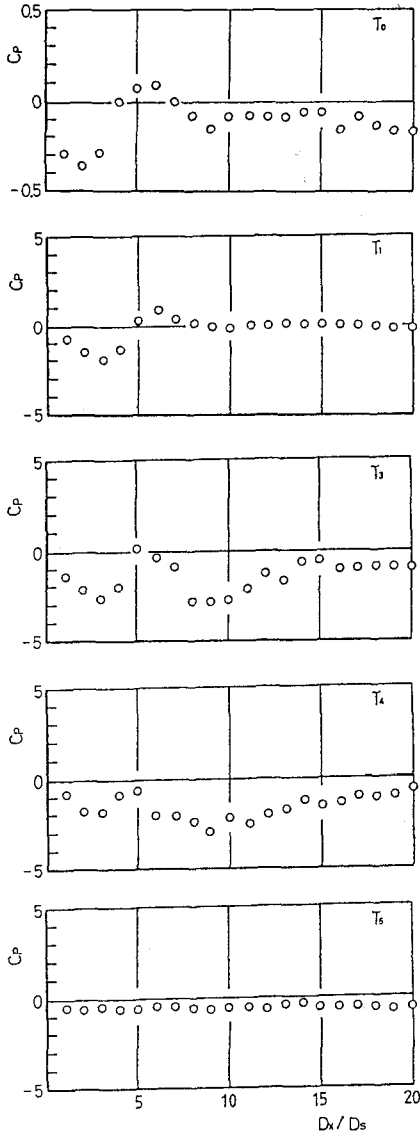
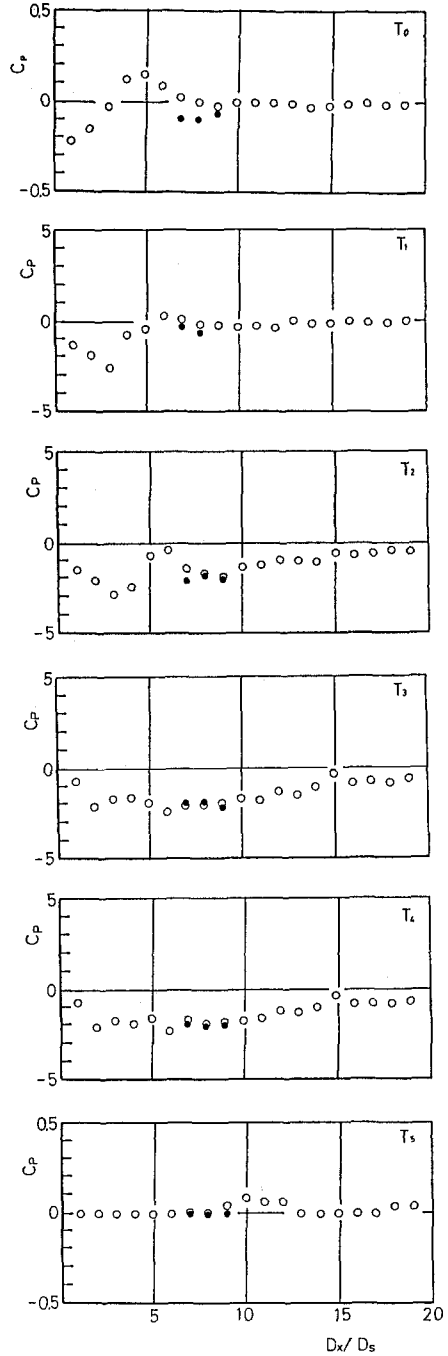


図 5.5 切換の様式

($D_1/D_s=8$, $D_f/D_s=2$, $P_c/P_s=2.0$)
 $T_0 \sim T_1$: 第1段階, $T_1 \sim T_2$: 第2段階,
 $T_2 \sim T_3$: 第3段階, $T_3 \sim T_4$: 第4段階,
 $T_4 \sim T_5$: 第5段階



(a) $D_l/D_s=8, D_f/D_s=2,$
 $P_c/P_s=6.9$



(b) $D_l/D_s=8, D_f/D_s=1,$
 $P_c/P_s=6.9$

図 5.6 側壁上の圧力分布

○ : 左壁上の圧力

● : スプリッター壁上の圧力

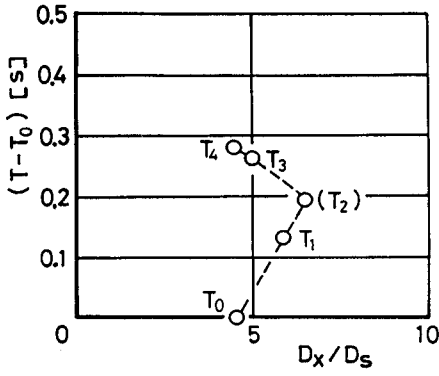


図 5.7 最大圧力点の移動
($D_1/D_s=8$, $D_f/D_s=2$, $P_c/P_s=6.9$)

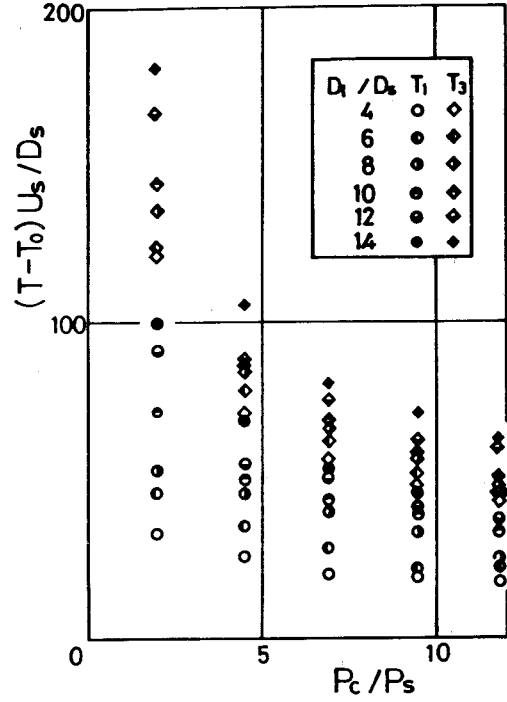


図 5.8 切換時間 (左側壁だけが有る場合)

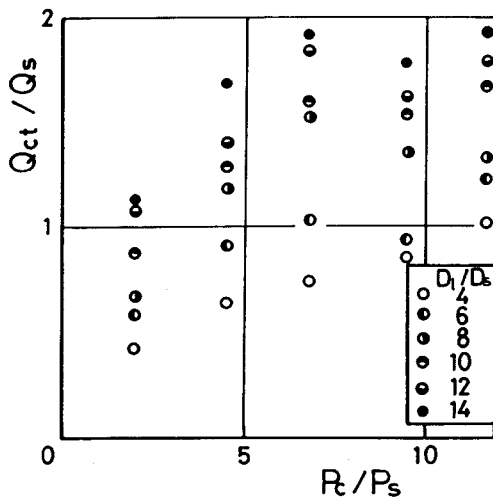


図 5.9 T_1 における Q_c

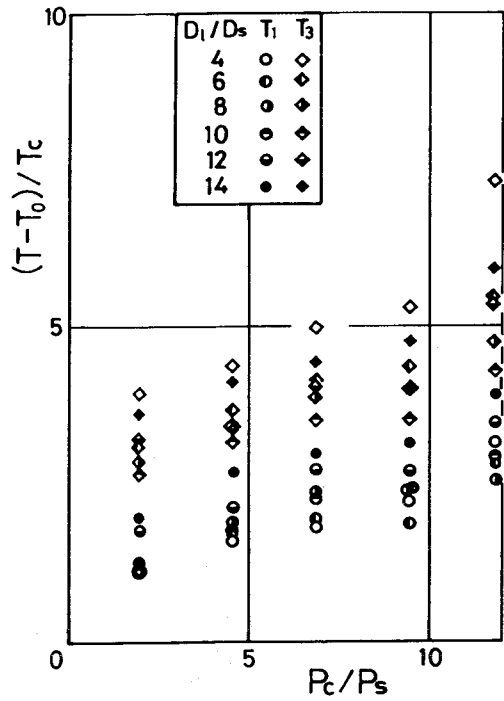


図 5.10 切換時間 (左側壁だけが有る場合)

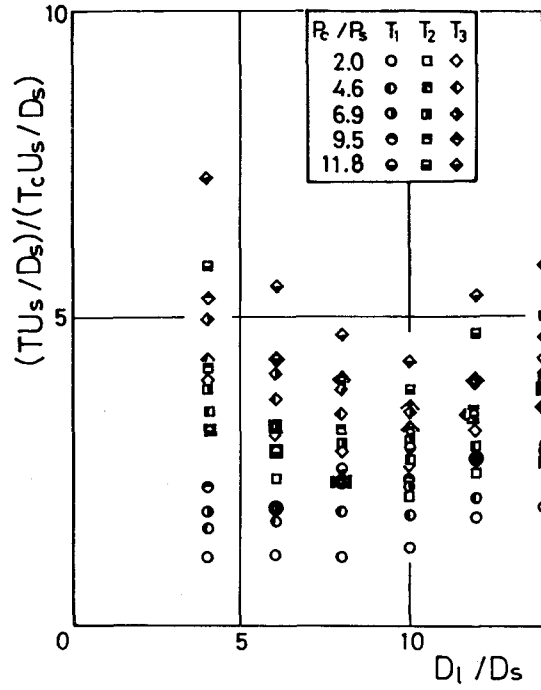


図 5.11 切換時間 (左側壁だけが有る場合)

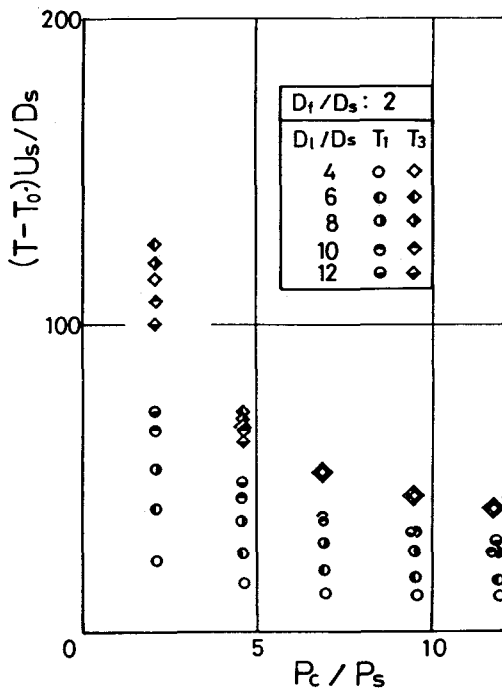


図 5.12 切換時間 (両側壁が有る場合)
($D_f/D_s=2$)

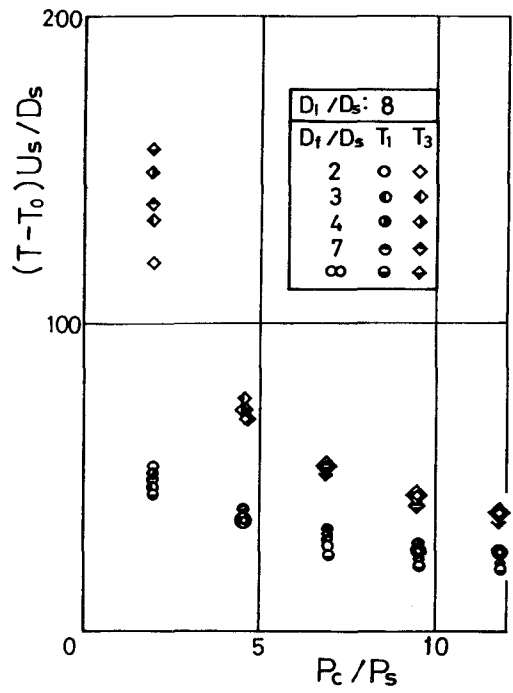
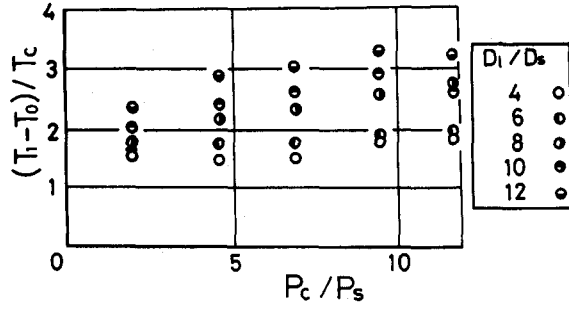
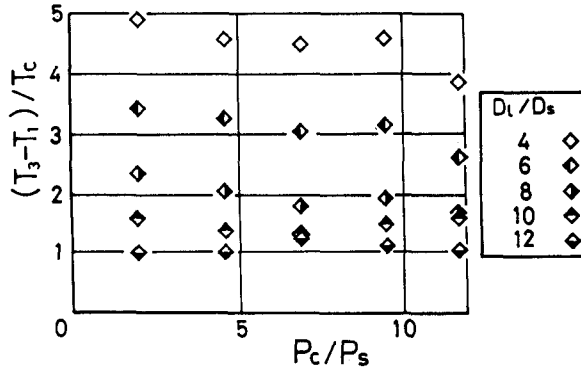


図 5.13 切換時間 (両側壁が有る場合)
($D_f/D_s=8$)

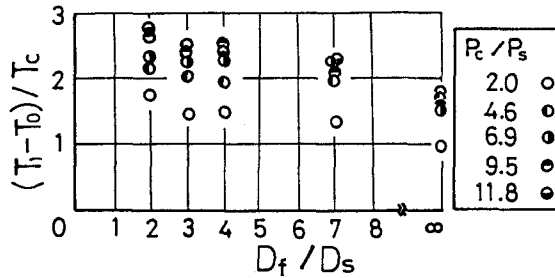


(a) 第1段階に要する時間と制御圧の関係

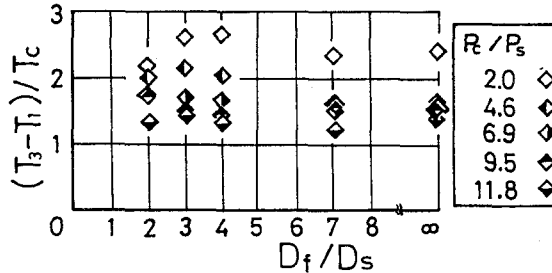


(b) 第2, 3段階に要する時間と制御圧の関係

図 5.14 切換時間 (両側壁が有る場合)
($D_f/D_s=2$)



(a) 第1段階に要する時間とセットバックの関係



(b) 第2, 3段階に要する時間とセットバックの関係

図 5.15 切換時間 (両側壁が有る場合)
($D_1/D_s=8$)

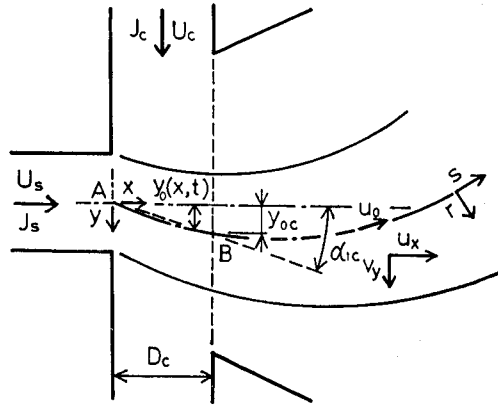


図 5.16 噴流偏向の理論モデル

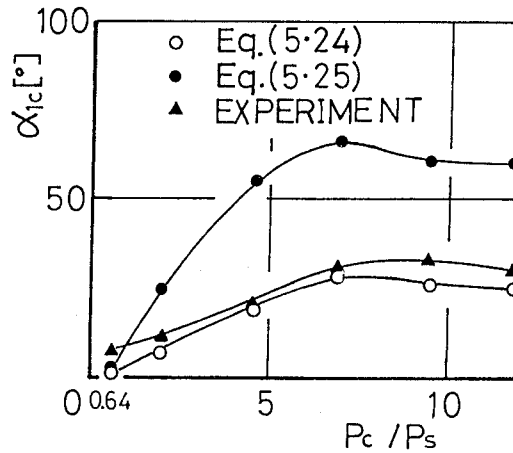


図 5.17 時刻 T_1 における噴流偏向角 α_{1c}
(左側壁だけがある場合, $D_1/D_2=8$)

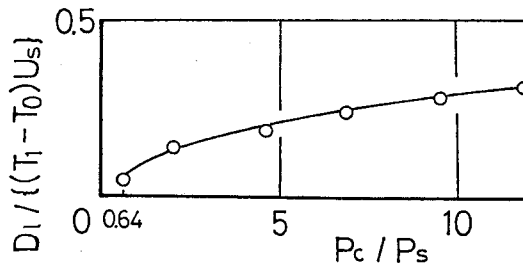


図 5.18 D_1 / U_s と $(T_1 - T_0)$ の比
(左側壁だけがある場合, $D_1/D_2=8$)

第6章 数値実験による素子内部の流れの解析

6・1 緒言

近年、数値流体力学の進展と電子計算機の発達があいまって、複雑な流動現象を対象とする数値実験が可能となってきた。数値実験による解析法は、多様な素子形状に対しても素子内流れのシミュレーションが容易であるという利点を持つことから、素子の最適設計にとっては極めて有効な手段であると考えられる。そこで、本章では側壁付着形素子内の流動機構を数値実験を用いて解析する。しかしながら、複雑な流動現象を数値解析の対象とする場合には、計算機の記憶容量と計算速度に限界があること、また流れモデルの精度が十分でない等の理由から、数値実験によって流動現象を予測するという本来の目的にとっては十分な精度の数値解を得ることは難しいのが現状である。そのため、計算結果の検証のためには通常の実験的研究による裏付けが必要である。

側壁付着形素子内の流れとして層流を想定した場合については早くから数値実験による解析例が見られる。Chavetz⁽⁴⁷⁾は非常に低いレイノルズ数領域ではあるが、矩形流路内の付着噴流を対象に非定常項を取り入れた数値実験を行った。素子内流れを拡大流路内流れで近似した数値実験例としては、定常流について伊藤ら⁽⁸³⁾、加藤ら⁽⁴⁹⁾、そして非定常流については堀越ら⁽⁵⁴⁾によるものがある。スプリッターを設けた実用素子の形状に近い流路のものについては中山ら⁽⁵⁰⁾が計算例を報告しているが、出力口の一方を全閉にした場合にしか解を得ていない。この原因は、複数の流出口を持つ形状の流路を対象にした場合には、境界条件を明確に設定することが困難であることにあり、また、計算結果が得られたとしても実際の流れとは異なったものとなる可能性が大きい。村尾ら⁽⁸⁴⁾は境界条件として運動量理論から得られる値を導入する方法を示した。いずれにしろ、側壁付着形流体素子が乱流領域で使用されるという事実からみて、層流モデルによる数値解析では流れを模擬することには限界がある。

一方、乱流モデルによる計算例も荻野ら⁽⁵²⁾により試みられたが、乱流モデルの不十分さなどから計算領域を流速に応じて分割せねばならず、また単一の出力口を持つ素子形状しか扱えない等、境界条件があいまいであることからコアンダ効果による付着噴流の解を得られず、反対側制御口からの制御流によって噴流を側壁へ押し付けるという不自然な数値解を得たにすぎない。

本研究では、実用素子に近い形状の素子の内部流れを解析することを目的とするものであり、原始変数形で表示した Navier-Stokes 方程式 (N.S. 方程式) を素子内流れに適用し、有限差分法を用いて数値解析を行う。そのために、乱流二方程式モデルの一つであり、安定した数値解が得られやすい、 $k-\varepsilon$ モデルを用いて側壁付着形素子内流れの数値実験を行う。N.S. 方程式を離散化する手段として、有限差分法、有限要素法、及び境界要素法が挙げられるが、この中で現段階で高いレイノルズ数領域まで安定した解が得られるのは有限差分法である。さらに方程式を差分化するに際して、未知変数を流れ関数-渦度系にとる方法と、速度成分-圧力系にとる方法がある。層流計算においては前者が計算を容易にするが、乱流計算や非定常流を検討の対象とし、かつ、圧力を計算に取り入れる場合は後者が便利なが多い。以上の理由から、本研究では N.S. 方程式系を速度成分-圧力系変数すなわち原始変数で表し、さらに離

散化の手段として中心差分法と風上差分法を用いることにする。境界条件として、圧力を規定することは従来困難視されてきた。これは N.S. 方程式と連続の式を差分化し連立して解く際に圧力項が除去され、ポアソン方程式が必ずしも満足されなくなるという事実に起因している。このことが、複数個の出力口を持つ側壁付着要素子の計算において境界条件を合理的に設定できない理由であった。近年、Spalding らにより開発された Semi-Implicit Pressure Linked Equation アルゴリズム (SIMPLE 法)⁽⁸⁵⁾ は計算中に圧力場の検証を取り入れることを可能にしている。従ってこの方法を用いれば要素子出口の境界条件として圧力場を規定することが可能となり、複数の出力口を持つ形状の要素子内流れに対しても明確に境界条件を設定することができるとともに、本研究でもこの方法を採用すると共に、計算の効率と安定性を高めるため、線順法と三重対角行列アルゴリズムを使用する。

以上述べたように、本研究では $k-\epsilon$ モデル、SIMPLE 法、及びその他の計算技法を組み合わせることで、複雑な流路形状を持つ要素子内流れの解析にも有効な解析法を示すと共に、数値解を用いて要素子内の噴流の切換え機構を解析する。

6・2 基礎方程式及びその差分化

6・2・1 基礎方程式

第4章までの解析において、切換え過程における要素子内の流れが“準定常的流れ”であるとする仮定に基づいて定常流解析法を用いた。そこで、本章においてもこの仮定を踏襲し、定常流の解析法を用いるとともに、非圧縮性流体、二次元流れの仮定を置く。従って、流れの基礎方程式として N.S. 方程式は次式のように書き表わされる⁽⁸⁶⁾。

$$u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{F_i}{\rho} - \frac{\partial p}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (6 \cdot 1)$$

ここで x_i , x_j は座標系, u_i , u_j はそれぞれ x_i , x_j 方向の流速, p は圧力, F_i は x_i 方向の外力, ρ は流体の密度, ν は流体の動粘度である。添字 i , j は同じものが二度現れる場合には i , $j = 1, 2$ と変化させ、その和をとるものとする。

連続の式は次式で与えられる。

$$\rho \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i) = 0 \quad (6 \cdot 2)$$

ここで、速度 u_i と圧力 p を時間的平均成分 \bar{u}_i , \bar{p} と変動成分 u'_i , p' を用いて次式のよう書き表す。

$$\begin{aligned} u_i &= \bar{u}_i + u'_i \\ p &= \bar{p} + p' \end{aligned} \quad (6 \cdot 3)$$

また、Bousinesq にならいレイノルズ応力を乱流粘性力で置き換えて、

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (6 \cdot 4)$$

と表し、式 (6・3) を式 (6・1) へ代入して、時間平均をとると運動方程式は次式のように書き換えられる。

$$\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu_e \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) \right\} + \frac{S_u}{\rho} \quad (6 \cdot 5)$$

$$\frac{S_u}{\rho} = \nu_e \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (6 \cdot 6)$$

ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ関数であり、有効動粘度 ν_e と、乱流エネルギー k 、及びエネルギー散逸率 ε はそれぞれ次式で定義される。

$$\nu_e = \nu + \nu_t \quad (6 \cdot 7)$$

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i{}^2} \quad (6 \cdot 8)$$

$$\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)} \quad (6 \cdot 9)$$

なお、式 (6.4) を導くに際し、外力 F_i は無視した。

6・2・2 乱流モデル

乱流モデルとして、二方程式モデルの一つであり、もっとも一般的な $k-\varepsilon$ モデルを用いることにする。 $k-\varepsilon$ モデルでは乱流動粘度 ν_t と k 及び ε に対して次のような関係を仮定する⁽⁸⁷⁾。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6 \cdot 10)$$

以上の関係に基づいて k と ε に対する輸送方程式が次のように求められる。

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_e}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + \frac{S_k}{\rho} \quad (6 \cdot 11)$$

$$\overline{u_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_e}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + \frac{S_\varepsilon}{\rho} \quad (6 \cdot 12)$$

ここで、生成項 S_k と S_ε が次式で表わされるとする Launder ら⁽⁸⁸⁾ による仮定を導入する。

$$S_k = G - C_D \varepsilon \rho \quad (6 \cdot 13)$$

$$\frac{G}{\rho} = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) \left\{ \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \right\} + \frac{S_G}{\rho}$$

$$\frac{S_G}{\rho} = -\frac{2}{3} \nu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right)^2$$

$$S_\epsilon = C_1 \frac{\epsilon}{k} G - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \rho \quad (6 \cdot 14)$$

式 (6・10) ~ (6・14) に含まれる経験定数に対しては種々のモデルが提案されているが^(89,90)，ここでは高レイノルズ数流れに対して Launder ら⁽⁸⁸⁾ が推奨している値を採用する。その値を次の表に示す。

表 6.1 経験定数

C_1	C_2	C_μ	C_D	σ_k	σ_ϵ
1.44	1.92	0.09	1.0	1.0	式 (6・34)

6・2・3 差分方程式

運動方程式を差分化するため、離散化した関数値として微小領域における積分値を採る方法を採用する。さらに、計算の安定性と収束性を高めるための計算法としてハイブリッドスキームを用いる。式 (6・5)，式 (6・11)，及び式 (6・12) は同一の形をしており次式のような一般的な形に書き換えられる。

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\Gamma_{\phi,i} \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) \right\} + S_\phi \quad (6 \cdot 15)$$

ここで ϕ ， Γ ， S は式 (6・5)，式 (6・11)，及び式 (6・12) においてはそれぞれ次の表に示す記号である。

表 6.2 ϕ ， Γ ， S のまとめ

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
u_i	ν_e	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu_e \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$
k	ν_e / σ_k	$G - C_D \epsilon \rho$
ϵ	ν_e / σ_ϵ	$GC_1 \frac{\epsilon}{k} - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \rho$

式 (6・15) を図6.1に破線で示す微小領域にわたって積分する方法で差分化する。ここで、二次元平面の座標を x ， y とし、それぞれの方向における流速を u ， v とする。図に示すように点 P を中心として x ， y 方向の微小距離 δx ， δy を辺とする差分格子を考え、それぞれの格子点における諸量には位置を表す添字 (例えば E ， W ， N ， S) を付す。なお、差分格子を作製するに際してスタガードグリッドを採用する。図6.1に示すように、スカラー量とベクトル量を積分する検査面をずらして配置する。すなわち、スカラー量は格子点に、ベクトル量は検査面の辺上にそれぞれ配置する。この方法は圧力を計算するために採用した SIMPLE 法を適用する場合に有用である。式 (6・15) を検査面 ($nw-sw-se-ne$) の領域で積分すると次式となる。

$$\begin{aligned}
 & \int_s^n \int_w^e \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}\phi) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right\} dx dy + \int_s^n \int_w^e \left\{ \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}\phi) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right\} dx dy \\
 & = \int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy
 \end{aligned} \tag{6 \cdot 16}$$

まず、第一項を次式のように差分化する。

$$\begin{aligned}
 & \int_s^n \int_w^e \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}\phi) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right\} dx dy = \int_s^n \left\{ \bar{u}\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right\}_w^e dy \\
 & \doteq C_e \left(\frac{\phi_P + \phi_E}{2} \right) - C_w \left(\frac{\phi_W + \phi_P}{2} \right) - D_e (\phi_E - \phi_P) + D_w (\phi_P - \phi_W)
 \end{aligned} \tag{6 \cdot 17}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 \phi_e &= \frac{(\phi_E + \phi_P)}{2} & \phi_w &= \frac{(\phi_P + \phi_W)}{2} \\
 C_e &= \rho \bar{u}_e \delta y_{ns} & C_w &= \rho \bar{u}_w \delta y_{ns} \\
 D_e &= \frac{\Gamma_{\phi_e}}{\delta x_{EP}} \delta y_{ns} & D_w &= \frac{\Gamma_{\phi_w}}{\delta x_{PW}} \delta y_{ns}
 \end{aligned}$$

である。

第二項は次式のように差分化される。

$$\begin{aligned}
 & \int_s^n \int_w^e \left\{ \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}\phi) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right\} dx dy = \int_w^e \left\{ \bar{v}\phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right\}_s^n dx \\
 & \doteq C_n \left(\frac{\phi_P + \phi_N}{2} \right) - C_s \left(\frac{\phi_S + \phi_P}{2} \right) - D_n (\phi_N - \phi_P) + D_s (\phi_P - \phi_S)
 \end{aligned} \tag{6 \cdot 18}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_n &= \frac{(\phi_N + \phi_P)}{2} & \phi_s &= \frac{(\phi_P + \phi_S)}{2} \\
 C_n &= \rho \bar{v}_n \delta x_{ew} & C_s &= \rho \bar{v}_s \delta y_{ew} \\
 D_n &= \frac{\Gamma_{\phi_n}}{\delta y_{PN}} \delta x_{ew} & D_s &= \frac{\Gamma_{\phi_s}}{\delta y_{PS}} \delta x_{ew}
 \end{aligned}$$

第三項は次のように線形化して表わされると仮定する。

$$\int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy \doteq S_\phi \doteq [S_u]_\phi + [S_p]_\phi \phi_P \tag{6 \cdot 19}$$

式 (6 \cdot 16) ~ (6 \cdot 19) を整理すると

$$(A_E + A_W + A_N + A_S - S_P) \phi_P = A_E \phi_E + A_W \phi_W + A_N \phi_N + A_S \phi_S + S_u \tag{6 \cdot 20}$$

が得られる。ここで、 ϕ_E , ϕ_W , ϕ_N , ϕ_S の係数 A_E , A_W , A_N , A_S はそれぞれ次式で与えられる。

$$\begin{aligned} A_N &= -\frac{C_n}{2} + D_n & A_E &= -\frac{C_e}{2} + D_e \\ A_S &= \frac{C_s}{2} + D_s & A_W &= \frac{C_w}{2} + D_w \end{aligned} \quad (6 \cdot 21)$$

この差分係数が負になるときの数値計算の不安定性を避けるため、次のような手法（ハイブリッドスキーム）を用いる。対流項と拡散項の比は局所ペクレ数 (Pe) であるから次式で表わされる。

$$Pe = \frac{\frac{\delta(u\phi)}{\delta x}}{\frac{\delta(\Gamma\delta\phi/\delta x)}{\delta x}} = \frac{u\delta x}{\Gamma} = \frac{C\delta x}{D\delta x} = \frac{C}{D} \quad (6 \cdot 22)$$

前記の差分係数 A が符号を変えるのは $Pe = \pm 2$ であるから、 $-2 \leq Pe \leq 2$ の範囲では中心差分を用い、それ以外では風上差分を用いることにし、差分係数 A_E を次のように修正する。

$$\begin{aligned} Pe \geq 2 & & A_E &= 0 \\ 2 \geq Pe \geq -2 & & A_E &= -\frac{C_e}{2} + D_e \\ -2 \geq Pe & & A_E &= -C_e \end{aligned} \quad (6 \cdot 23)$$

A_W , A_N , A_S についても同様の修正を行う。

6・2・4 場の圧力の計算

従来の流体素子に関する数値計算例では、なんらかの方法で速度場を求め、その結果に基づき Poisson 方程式を陽的に解くことによって圧力場を求めるという方法が用いられた。しかし、これらの方法は、解が求まるまでは連続の式を満足させる必要がないものの、境界条件として圧力場を用いる代わりに他の方法を使用する必要があった⁽⁹¹⁾。そのため複数個の出力口を持つ流路の解が求められないし、また下流の条件が上流の流れに及ぼす影響を計算に取り入れることが難しいため、実際の流れとは合致しない結果しか得られないという欠点があった。本研究で用いる Semi-Implicit Pressure Linked Equation (SIMPLE) アルゴリズム⁽⁸⁵⁾ は数値計算の繰り返しの各段階で圧力方程式を満足するように速度場の解を補正しながら計算を進める半陰解法とも呼ぶべき方法であり、この方法を用いれば圧力場を境界条件として取り入れることができる。このアルゴリズムの適用法を簡単に説明する。図6.1に示す u の検査領域に関して差分化した運動方程式は

$$\begin{aligned} A_e u_e &= \sum_m A_m u_m + b + (p_P - p_E) \delta y \\ A_n u_n &= \sum_m A_m u_m + b + (p_P - p_N) \delta x \end{aligned} \quad (6 \cdot 24)$$

ここで,

$$A_e = \rho_e u_e \delta y f_e \quad (6 \cdot 25)$$

$$f_e = \frac{\exp(Pe_e)}{\exp(Pe_e) - 1}$$

で表される. ここで p に適当な推測値 p^* を代入すれば,

$$A_e u_e^* = \sum_m A_m u_m^* + b + (P_P^* - P_E^*) \delta y \quad (6 \cdot 26)$$

$$A_n v_n^* = \sum_m A_m v_m^* + b + (p_P^* - p_N^*) \delta x$$

が得られる. 次いで連続の式を離散化し, 後に式 (6・29) で述べる速度補正式を代入すれば圧力補正項 p'_p が求まる.

$$a_P p'_P = a_E p'_E + a_W p'_W + a_N p'_N + a_S p'_S + b \quad (6 \cdot 27)$$

ここで,

$$a_E = \rho_e d_e \Delta y \quad a_W = \rho_w d_w \Delta y$$

$$a_N = \rho_n d_n \Delta x \quad a_S = \rho_s d_s \Delta x$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S$$

$$d_e \equiv \frac{\delta y}{a_e}$$

$$b = [(\rho u^*)_w - (\rho u^*)_e] \Delta y + [(\rho v^*)_s - (\rho v^*)_n] \Delta x$$

この p'_p を用いて次式で圧力を補正する.

$$p = p^* + p' \quad (6 \cdot 28)$$

次いで, この圧力値を用いて次の速度補正式で速度を補正する.

$$u_e = u_e^* + d_e (p'_P - p'_E) \quad (6 \cdot 29)$$

$$v_n = v_n^* + d_n (p'_P - p'_N)$$

ここで得られた速度の計算値を改めて式(6・26)へ代入し、式(6・26)から式(6・29)までの手順を数回繰り返す。速度と圧力を補正する計算を繰り返す。一般に数回の繰り返して値は満足しうる範囲内へ収束する。この方法を用いることにより、出力口の境界条件として圧力を与えることが可能になり、従来の方法のように出力口の流出量を予め決定しなくても解が求められる。

6・3 計算方法

6・3・1 解析領域

解析の対象とする素子模型の形状を図6.2に示す。主要寸法を表6・3に示す。スプリッタ距離は $4 D_s$ から $12 D_s$ まで $2 D_s$ ずつ変化させることができるが、他の諸元は固定である。出力通路出口は図に示すように急拡大させて、第2章で用いた実験用素子の出力通路出口の条件に合致させる。素子主軸方向をI方向とし、それに直角な方向をJ方向とする。格子間隔はI方向に 1.528 mm 、J方向に 1.667 mm にとる。ただし、計算機の記憶容量に制約があることを考慮してI方向の格子間隔は拡大流路途中から下流に向かって三段階に拡大するように設定する。また、区間については側壁の傾斜と格子の広がり一致するように格子を配列するため、格子の縦横比は 1.090 である。傾斜壁近傍の格子を図6.3に示す。傾斜壁に沿って、壁面せん断応力 τ_w を計算する場合には、 u 、 v も壁面に沿って平均する方法を採った。すなわち、図に示す $[\tau_w]_{WS}$ を計算するためには $[u]_{SW}$ の値が必要であるが、この u の値を求めるために k_{SW} と k_s の組合せの代わりに k_{SW} と k_p の組合せを用いることにする。

6・3・2 境界条件

(1) 入力口の条件

i) 主流入口 境界条件は流速または圧力で規定することができる。しかしながら、主流入口において供給圧を規定した場合には下流の状態が主ノズル出口の圧力へ及ぼす影響のため、 U_s を安定に設定することが難しくなる。そこで、 U_s の変動をなくし、流量の釣合を容易にするため、図6.2の断面AYにおける主流流速を 2 m/s に固定する方法をとった。なお断面AYで速度分布は一様であるとする。断面AY、CDにおける圧力の初期値としては、制御流を加えない状態の定常な付着噴流について予め計算した場合の値を用いた。

ii) 制御流入口

i)と同じ理由から、計算の便宜上次のような条件設定を行う。すなわち、図6.2の制御流入口CDにおいては速度分布は一様であり、かつ計算中は流速は一定とする。図6.2の入口TWは閉じた状態であるが、固体壁ではないとする。

(2) 出力口の条件

図6.2の左右の両出力口GHK、MNOの圧力は一様かつ一定の静圧分布とし、この圧力を流れ場全体の基準圧 p_a とする。

面GHK、MNOを通して流入及び流出があるが、非圧縮性流体の仮定から図6.2のAY、CD、GHK、MNOを通過する流量は全体として釣り合うとする。GHK、MNOにおける流速としては、上流側最近接の格子点における値を外挿する。

(3) 固体壁の条件

固体壁上では流速は零とし、壁面近くの流れに対する固体壁の影響を考慮するには壁関数を用いる。Launder ら⁽⁸⁸⁾ にならい、壁近くの乱流境界層が粘性底層と乱流域の慣性層のみで構成されているとし、その境界は壁レイノルズ数 $y^+ = 11.63$ であるとすれば、各々の領域における素子主軸方向の速度は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 u_w &= \frac{y_w \tau_w}{\nu \rho} & y^+ \leq 11.63 \\
 u_w &= \frac{1}{k} \ln \left(E \frac{y_w \sqrt{\tau_w / \rho}}{\nu} \right) \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} & y^+ > 11.63
 \end{aligned} \tag{6.30}$$

ここで、 E は定数で $9.793^{(88)}$ である。また、 y^+ は次式で表わされる。

$$y^+ = \frac{y_w \sqrt{\tau_w / \rho}}{\nu} \tag{6.31}$$

壁面摩擦応力 τ_w は次式で与えられるとする。ここで κ はカルマン定数である⁽⁹³⁾。

$$\frac{\tau_w}{\rho} = \frac{C_\mu^{1/4} k^{1/2} \kappa U}{\ln \left(E \frac{y_w \sqrt{\tau_w / \rho}}{\nu} \right)} \tag{6.32}$$

また、慣性層では次の関係式が成り立つと仮定する。

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y} \tag{6.33}$$

$$\sigma_\varepsilon = \frac{k^2}{(C_2 - C_1) C_\mu^{1/2}} \tag{6.34}$$

6.3.3 不足緩和法

計算の安定性を高めるため不足緩和法を採用する。計算値 $\phi^{(n)}$ は新しい計算値 $\phi^{(n)'}$ と前回の計算値 $\phi^{(n-1)}$ の加重平均となるように修正しながら計算を実行する。すなわち

$$\phi_P^{(n)} = \alpha_r \phi_P^{(n)'} + (1 - \alpha_r) \phi_P^{(n-1)} \tag{6.35}$$

で $\phi_P^{(n)}$ を決定する。ここで、 α_r は不足緩和係数であり、経験により適当な値を選ぶ。

6.3.4 収束の判定

計算の収束判定には、次の方法を用いる。積分小領域に適用した差分方程式 (6.20) における左辺と右辺の差を残差 (ϕ_{res}) と呼び、 ϕ として u_i 及び p を選ぶ。 ϕ_{res} の総和 $\Sigma \phi_{res}$ を $(U_s^2 / 2)$ を用いて無次元化し、これを格子点の個数 N_{grid} で除した値が収束基準 ϕ_{conv} 以下になれば計算は収束したとする。 ϕ_{conv} としては経験的に 0.005 を採用した：

$$\frac{\Sigma \phi_{res}}{\left(\frac{U_s^2}{2} \right) \cdot N_{grid}} < \phi_{conv} (= 0.005) \tag{6.36}$$

6・3・5 計算誤差

解の精度について検討する。数値実験における誤差には基礎式の差分化によって生じる誤差と計算方法上生じる誤差の二者が考えられる。

前者は格子間隔を小さくすることによりある程度減少させることができる。しかしながら、計算機の記憶容量に限界があり、格子数を無制限に大きくとることはできないので、流れ場の広さに応じて適当に選ばざるを得ない。本研究に用いた格子の間隔は壁近傍でのほとんどの領域で層流底層内に少なくとも一点の格子点が入ると予測されること、更に流れの主流方向とそれに直角な方向の格子間隔の比が、解析に重要な流動変化が激しい領域では1.5倍以下であることから⁽⁹²⁾、大きな誤差を生じない許容範囲にあると考えられる。後者のうち最も大きいと予想される誤差は風上差分法の採用によるものである。この誤差の発生原因は微分検査面の界面を横切る流れが局所的に一次元であるとしていることによる。ところが、流れが格子面に対して角度をもって流入するため次のような見かけの拡散が生じたような影響が現れる。今、流れが主流方向の格子と角度 θ をなすとし、速度ベクトルの流速が合速度 U であるとすれば、Vahl Davis と Mallinson⁽⁸⁵⁾ は二次元流における偽拡散は次式で与えられるとしている。

$$\Gamma_{false} = \frac{\rho U \Delta x \Delta y \sin 2\theta}{4(\Delta y \sin^3 \theta + \Delta x \cos^3 \theta)} \quad (6 \cdot 37)$$

上式によれば、流れが格子面と45°の角度をなす場合に最もこの偽拡散が大きくなる。偽拡散を小さくする対策としては、(1)格子間隔 Δx 、 Δy を小さくする、(2)格子面が流れの方向に沿うように、格子を配列するなどの方法が考えられるが、(1)は計算機の容量に限界があること、(2)については流れの方向が変化する場合には格子面を不規則に配置するかあるいは移動することになり、実際上不可能であるとの理由から、この偽拡散を減少させるには限度がある。そこで、ここでは計算結果が実験値と基本的な流動様式において一致したものであれば、誤差は許容範囲にあると判断した。

6・4 計算結果と考察

6・4・1 切換え過程における流れ場の数値解

実用素子に近い形状として $D_w/D_s = 12$ 、 $D_l/D_s = 8$ を選び、 $Re = 2 \times 10^4$ の条件で素子内部の流れ場の数値解を求め、さらに解の検証のため実験結果と比較する。実験方法は第2章とほぼ同様である。実験に用いた拡大素子模型の主要諸元を表6・3に併せて示す。

噴流の切換え過程における特徴的な状態の計算結果を示す。以下、いずれの場合も下側の制御口は閉鎖した状態である。主流入口の条件として、乱れの程度をどのくらいに見積るかにより、噴流挙動に若干の影響があると予想される⁽¹⁰⁾ が、2～3通りの試算によれば結果に大きな差はなかったので、ここでは、 $k/U_s^2 = 0.03$ とし、さらに、断面 AY で一様な分布を持つとした。ノズル入口における ϵ としては Gosman⁽⁹³⁾ にならい次式で与えられる値を用いる。

$$\epsilon = \frac{k_m^{\frac{3}{2}}}{L} \quad (6 \cdot 38)$$

ここで、 D_s を主ノズル幅とすれば

$$L = \frac{\lambda_l D_s C_L}{2}$$

$$C_L \doteq 1.5$$

で与えられ、長さの因子 λ_l は 0.005⁽⁹³⁾ とする。

まず、制御流が印加されていない状態を考える。速度分布を図6.4に速度ベクトル図で示す。速度の大きさと方向を図示するため、次の近似式を用いた。

$$\text{Velocity} = \sqrt{\left(\frac{u_e + u_w}{2}\right)^2 + \left(\frac{v_n + v_s}{2}\right)^2} \quad (6 \cdot 39)$$

速度ベクトルは付着渦、非付着側出力口からの流入、及び付着側出力通路のスプリッタ先端部におけるはく離渦を明瞭に示している。比較のため図6.4(b)にフローパターンの写真を示している。数値解として得られた圧力分布を図6.5(a)に、実験から得られた圧力分布を図6.5(b)に示す。図中の数字は圧力を無次元化した圧力係数 $C_p = (P - P_a) / \{(1/2)\rho U_s^2\}$ の値である。両者はほぼ類似したパターンを示し、付着渦、スプリッタ先端部の低圧渦、非付着側出力口近傍の低圧領域などの存在を示している。しかし、噴流が側壁に衝突することにより生じる高い圧力の領域は数値解の方がやや上流に位置する。この原因は循環流領域における C_μ の値を一定に取ったことなど計算に用いた経験定数の値が循環流域においては適当でなかったことにあると思われる⁽⁹⁰⁾。乱流エネルギーの分布を、 k を無次元化した k^* の値で図6.6に示す。ここで $k^* = k / U_s^2$ である。エネルギー散逸率の分布を、 ϵ を無次元化した ϵ^* の値で図6.7に示す。ここで $\epsilon^* = \epsilon / (U_s^3 / D_s)$ である。比較し得る実験値がないが、速度分布が中心部にコア領域を持つ遷移域と見なし得る、主ノズル出口から距離 $3 D_s$ くらいまでの領域における噴流両側の速度変化の急激な場所⁽³¹⁾で、 k も ϵ も大きな値を示すことから、実際に近い分布を与えていると推測できる。

第2章と同様に、制御流が徐々に増加し、付着噴流が反対壁へと切換わる限界の制御流量をここでの切換流量と呼ぶことにする。切換流量に相当する制御流を印加した状態の数値解を求め図6.8(a)に速度ベクトル分布で示す。 $D_w / D_s = 12$ 、 $D_l / D_s = 8$ の場合である。ただし、ここで示す状態は実験操作上の制約から切換流量の95%に相当する制御流が印加されている状態におけるものである。側壁に近接した格子面上で速度ベクトルの方向が上流側から下流側へ変わる境界点を付着点とみなすことにすれば、付着流線は付着側の壁端へ到達しておらず、また非付着側の壁と噴流との間に付着流線の形成を推測させるような速度分布形は見られない。したがって、この切換の形式は、スプリッタによる噴流の分岐が切換の主因である、いわゆるスプリッタ切換に該当するとみなすことができる。図6.8(b)に示す写真も類似の流動様式を示している。図6.8の流動状態における圧力分布の計算値を図6.9(a)に実験値を図6.9(b)に C_p の値で示す。両者は一致した様式を示している。この状態における k の分布を無次元化した値 k^* で図6.10に、また、 ϵ を無次元化した ϵ^* で図6.11に示す。比較すべき実験値がないが、混合の激しい場所で k が大きな値を示しており、計算結果は現象をよく説明するものと考えられる。噴流が切換わった後の流れ模様を図6.12(a)に、写真6・12(b)と比較して示す。図6.13(a), (b)に圧力分布の計算値と実験値を比較して示す。両者とも噴流と側壁の衝突域における高

い圧力の領域の存在を示しており、その圧力係数も同程度の値を示している。しかしながら、その場所はやや異なって位置しており、計算値によるものは実験値によるものより上流に現れる。付着渦領域内に低圧域が存在することでも両者は一致しているが、その値は計算値の方が低い値を示す。主流と制御流が干渉する領域では計算値は高い圧力を示しているが、実験値は圧力測定孔の数が十分でないため求められていない。スプリッタ先端部のはく離渦の存在についてもよい一致が見られる。この状態の k^* の分布を図6.14に、 ε^* の分布を図6.15に示す。

素子の幾何学的形状による流れパターンの相違を見るため、スプリッタ距離を変化させた $D_1 = 4 D_s$ と $D_1 = 12 D_s$ の場合の解を速度ベクトル分布で図6.16(a)と図6.20(a)に示す。いずれの場合も制御流を加えていない状態である。図6.16(a)の場合、スプリッタ先端部で反対側通路への溢流が現れている。これは第2章で述べたスピルオーバーを示しているともみなしうる。圧力分布、乱れエネルギー、エネルギー散逸率をそれぞれの場合に図6.17、6.18、6.19及び図6.21、6.22、6.23に示す。

6・4・2 切換流量

数値計算によって切換流量を厳密に求めることは難しいが、次のようにして近似的に求めた。予想される切換流量より少なく制御流を設定した状態で数値解を求め、次いでその値を出発値として利用するとともに、主流と制御流の比を0.05ずつ増やして逐次解を求める。噴流が切換わった状態の解が得られればその制御流の値を切換流量とした。 $Re \approx 2 \times 10^4$ の条件下で求めた計算結果をスプリッタ距離と切換流量の関係として図6.24に示す。 D_1/D_s が4と12では計算値は実測値に比較的近い値を示す。しかし、 D_1/D_s が6と8及び10では両者の間にはやや差がある。第3章で述べたように、 $D_1/D_s = 4$ では噴流がスプリッタと鋭角的に衝突するために、また $D_1/D_s = 12$ では付着渦とスプリッタ先端部の渦の干渉が弱まるために、いずれの場合も循環流域の圧力場が噴流挙動に及ぼす影響が相対的に小さくなる。ところが、 $D_1/D_s = 6, 8$ 及び10では渦領域の圧力の影響が噴流挙動にもっとも大きく現れる範囲である。 $k-\varepsilon$ モデルでは循環流域においては乱流粘性の効果が過大に現れるとの指摘もあり⁽⁹⁰⁾、渦領域の影響が大きい範囲で切換流量の計算値が実測値とかい離すると考えられる。しかしながら、切換流量とスプリッタ距離の関係を全般的に見れば一致した傾向を示す。

6・5 結 言

側壁付着形流体素子内部の流れを解析するため、 $k-\varepsilon$ モデルに基づいて数値実験を行った。得られた結果を以下に要約する。

- (1) 複数の出口が存在する実用素子に近い形状の素子についても、境界条件として出口の圧力を規定することにより、素子内の流れ場の解を求めることができた。噴流の切換え過程における種々の段階での速度ベクトル、圧力分布の数値解を実験値と比較して、計算結果の妥当なことを確かめた。さらに、乱流エネルギー分布、エネルギー散逸率分布を求めた。
- (2) 計算で求めた切換流量とスプリッタ距離の関係を実験結果と比較し、計算により切換流量を概略予測できることを確かめた。

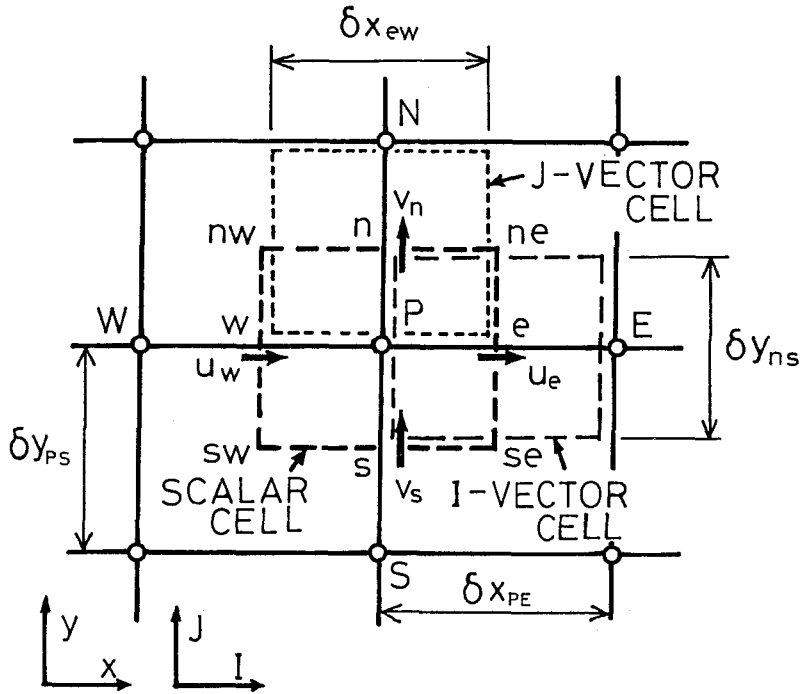


図 6.1 差分格子

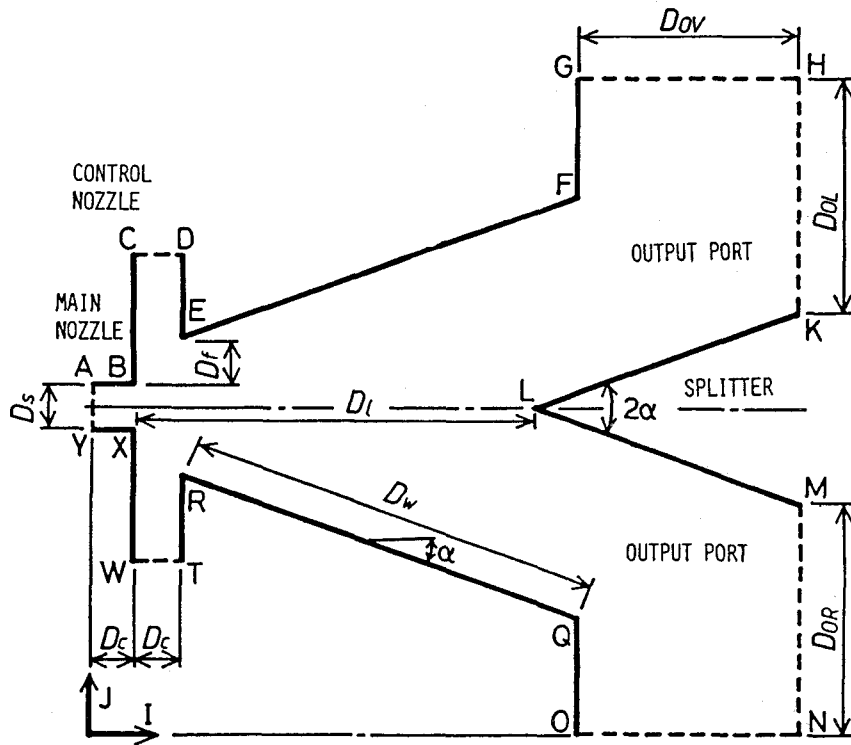


図 6.2 解析領域

表 6.3 素子模型の諸元

	D_s	D_c/D_s	D_f/D_s	D_v/D_s	D_w/D_s	α
NUMERICAL MODEL	10 [mm]	0.91	1	4~12	12	20°
EXPERIMENTAL MODEL	10 [mm]	1	1	4~12	12	20°

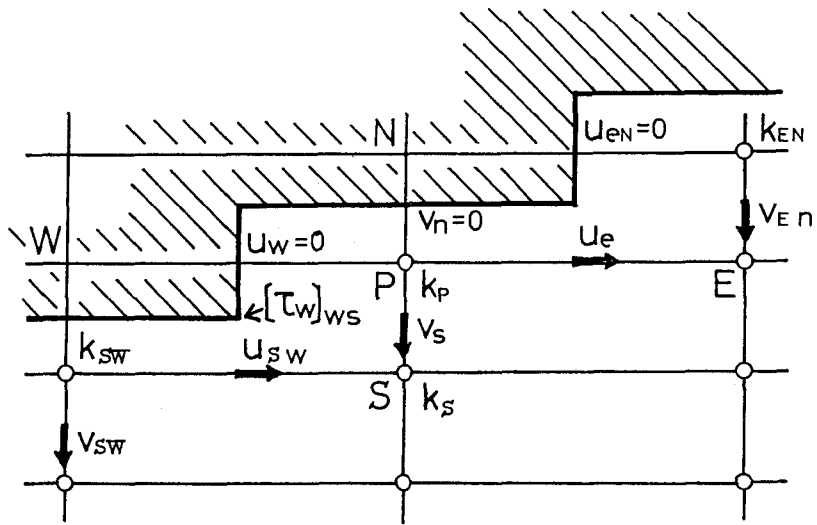


図 6.3 側壁近傍の差分格子

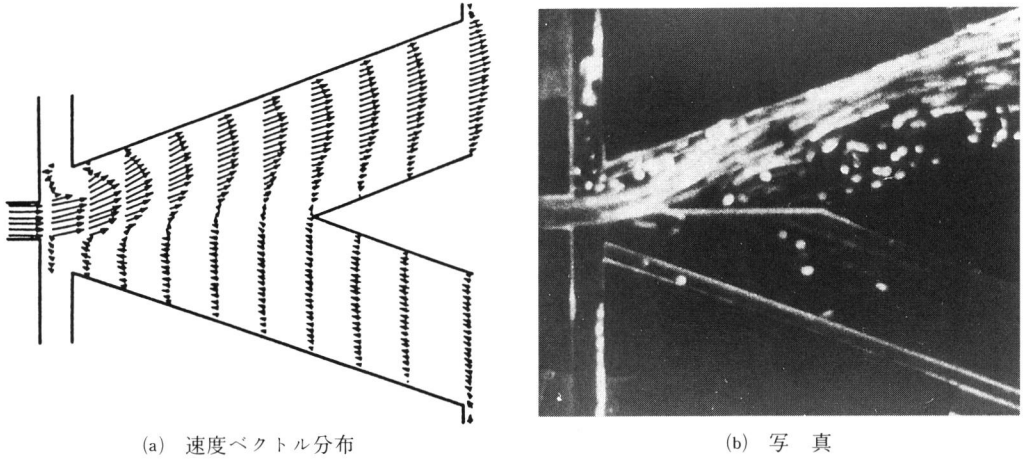


図 6.4 流れの様式 ($D_l/D_s=8, D_w/D_s=12, Q_c=0, U_s=2\text{m/s}$)

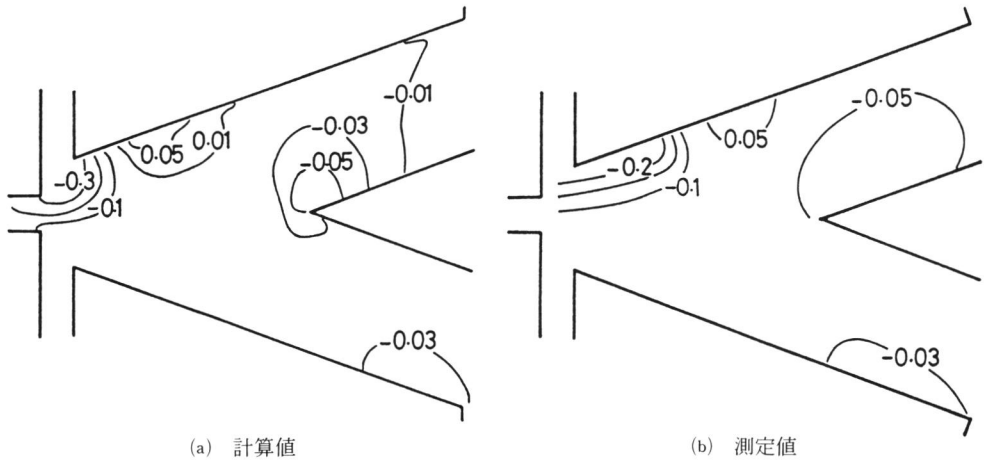


図 6.5 圧力分布 (C_p)

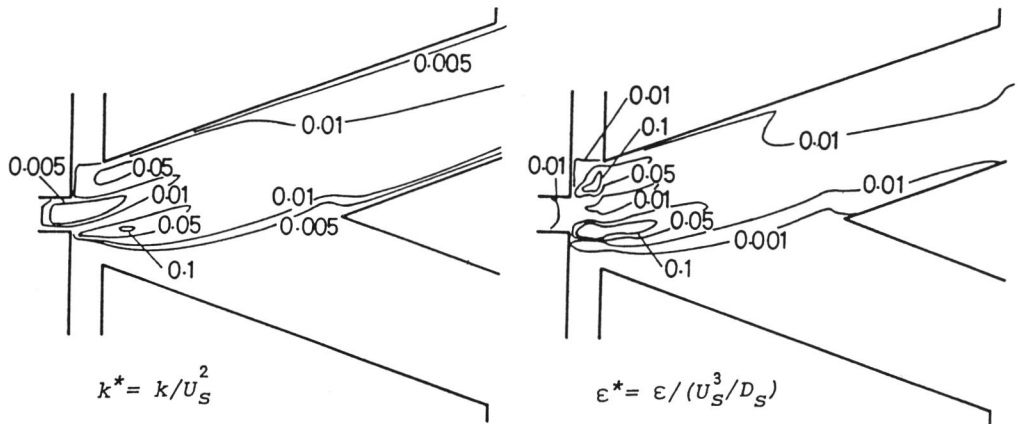
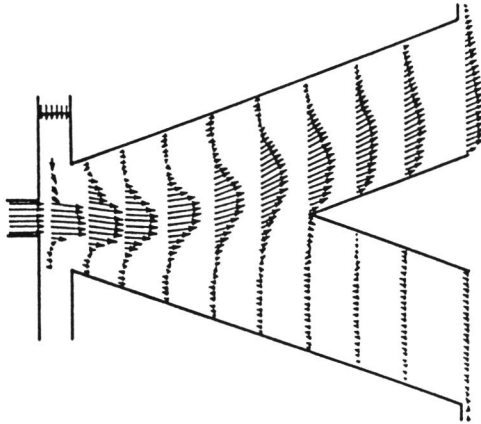
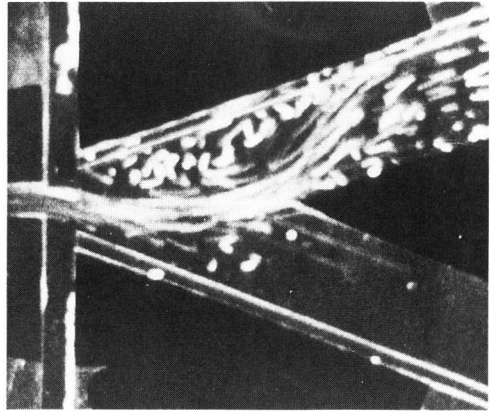


図 6.6 乱れエネルギー分布

図 6.7 エネルギー散逸率分布

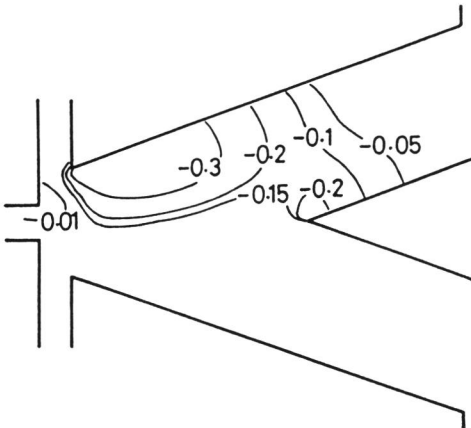


(a) 速度ベクトル分布

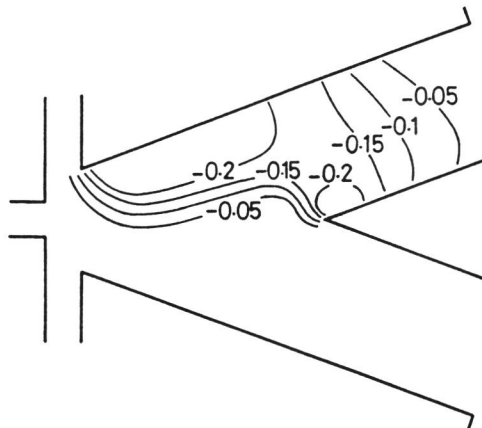


(b) 写真

図 6.8 流れの様式 ($Q_c = Q_{cr}$: $U_c = 0.67\text{m/s}$, $U_s = 2\text{m/s}$)



(a) 計算値



(b) 測定値

図 6.9 圧力分布 (C_p)

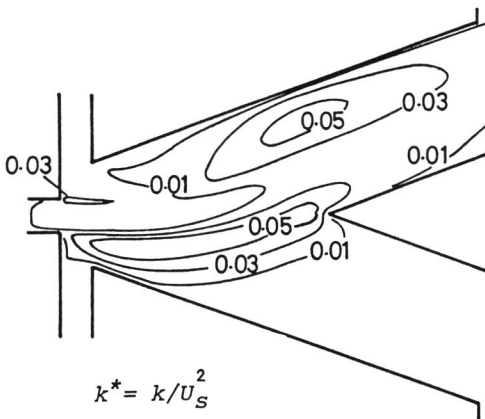


図 6.10 乱れエネルギー分布

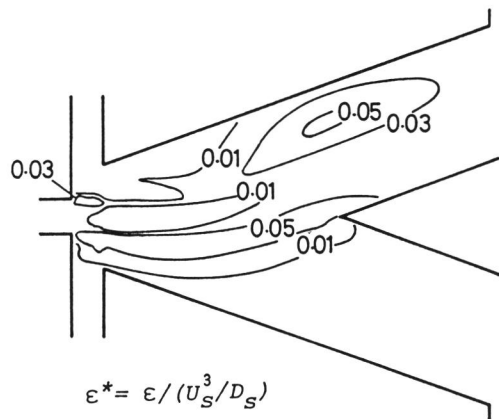


図 6.11 エネルギー散逸率分布

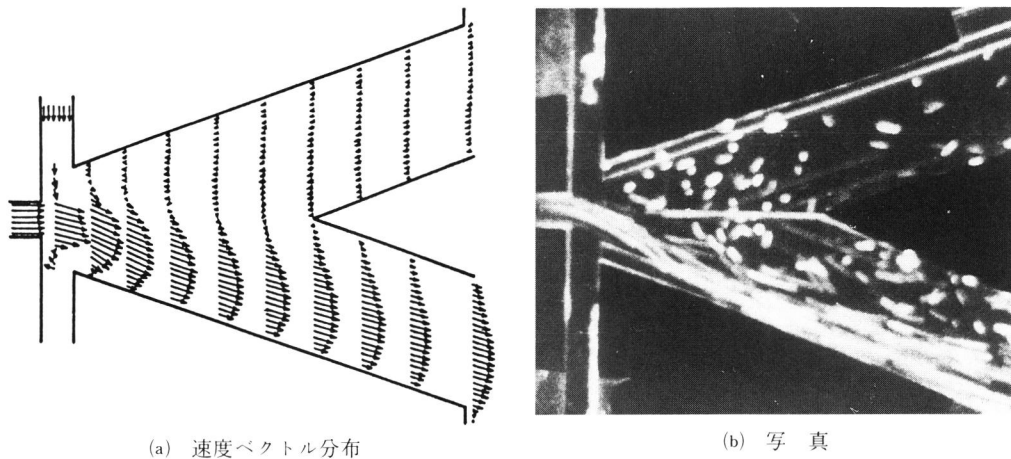


図 6.12 流れの様式 ($Q_c = Q_{c\infty}$; $U_c = 1.6\text{m/s}$, $U_s = 2\text{m/s}$)

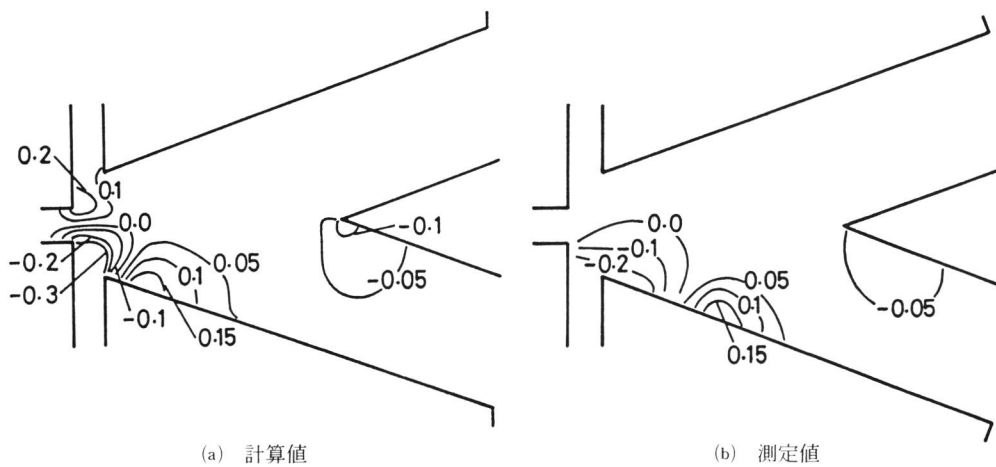


図 6.13 圧力分布 (C_p)

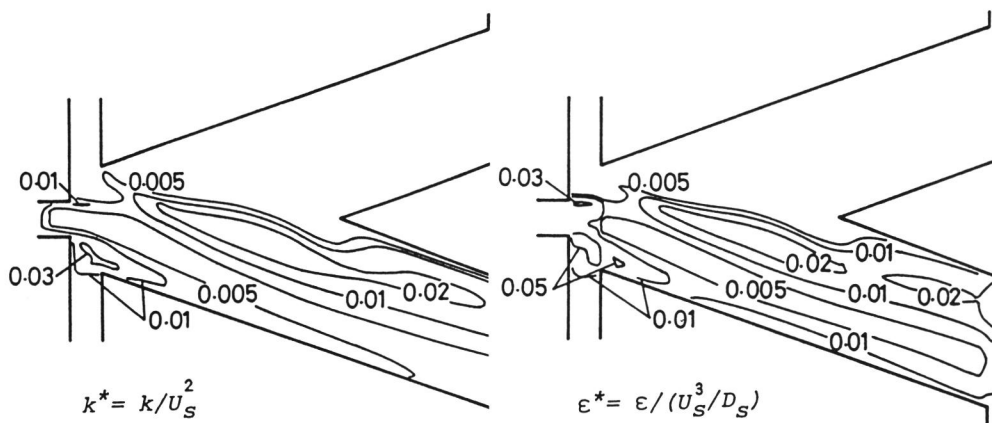
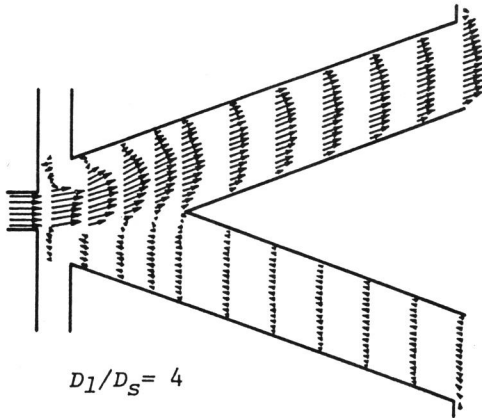


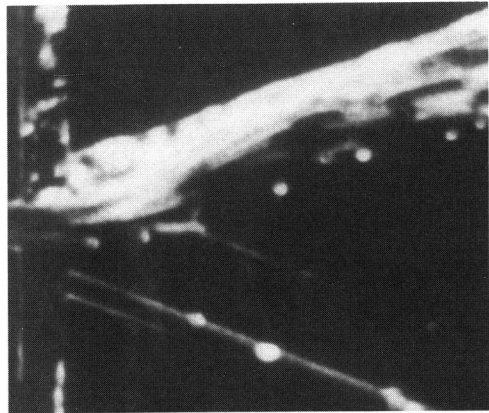
図 6.14 乱れエネルギー分布

図 6.15 エネルギー散逸率分布



$D_1/D_s = 4$

(a) 速度ベクトル分布



(b) 写真

図 6.16 流れの様式 ($D_1/D_s=4, Q_c=0, U_s=2\text{m/s}$)

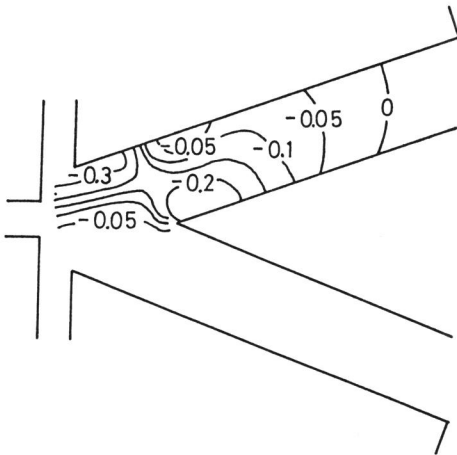


図 6.17 圧力分布 (C_p)

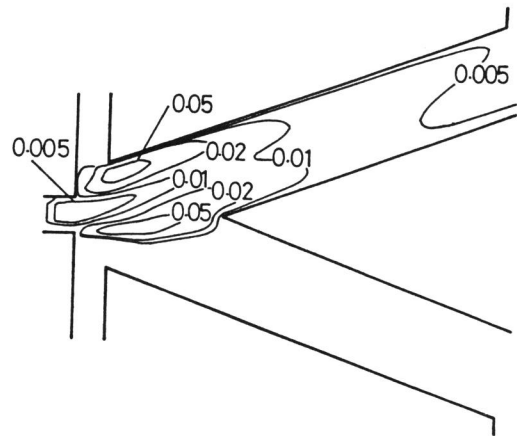


図 6.18 乱れエネルギー分布 (k^*)

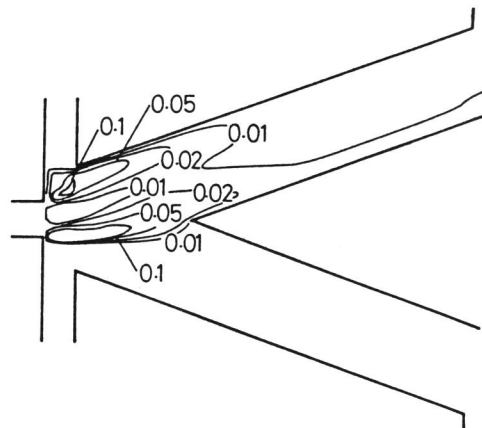


図 6.19 エネルギー散逸率分布 (ϵ^*)

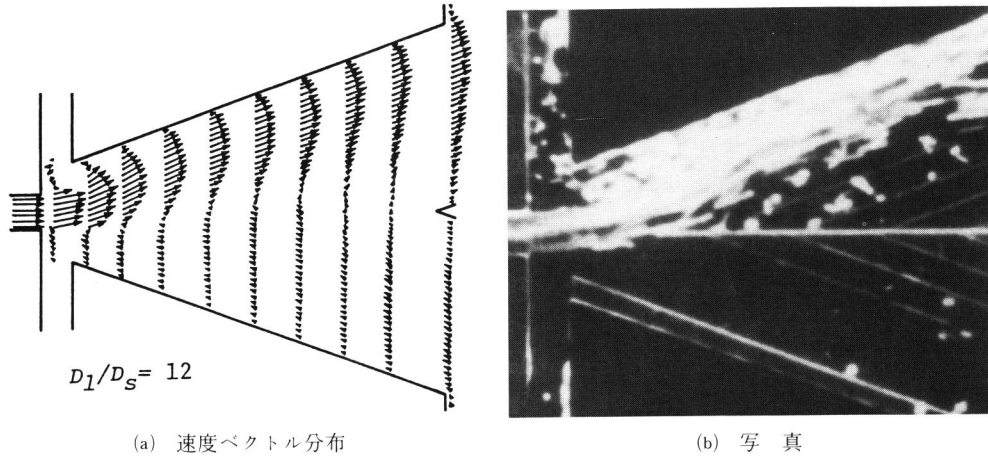


図 6.20 流れの様式 ($D_1/D_s=12, Q_c=0, U_s=2\text{m/s}$)

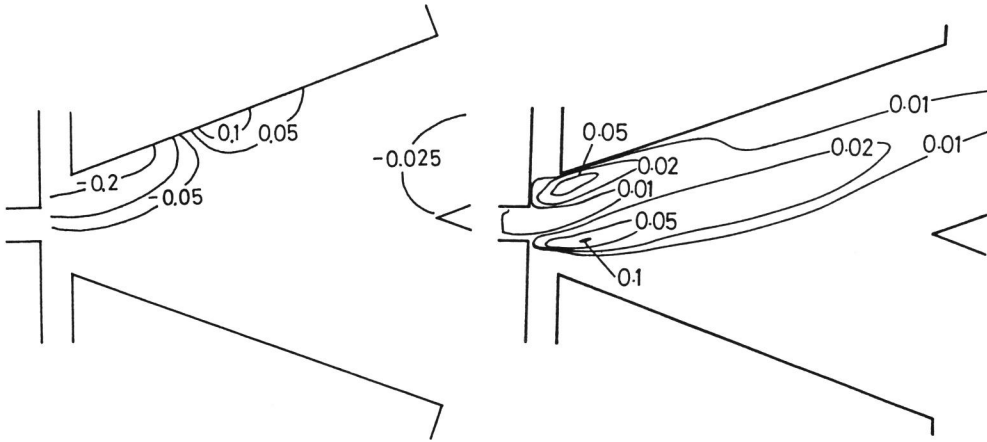


図 6.21 圧力分布 (C_p)

図 6.22 乱れエネルギー分布 (k^*)

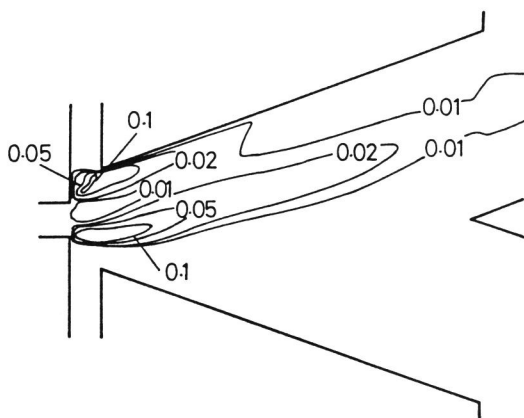


図 6.23 エネルギー散逸率分布 (ϵ^*)

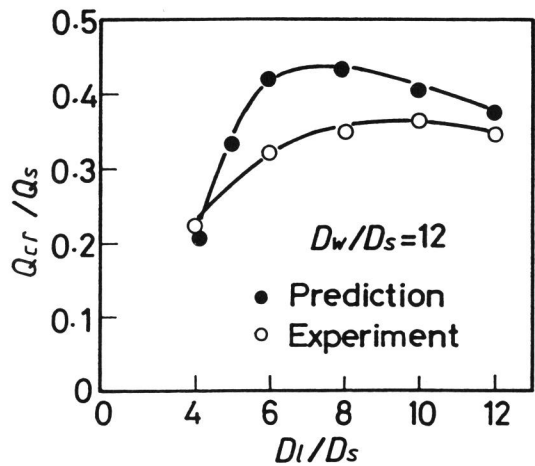


図 6.24 切換流量

第7章 結 論

側壁付着形流体素子の特性改善を目的とし、最適設計の基礎資料として資するために、流体力学的観点から素子内の流動機構を実験的・理論的に検討した。特に、素子を組み合わせる論理回路を構成する際に最も重要な特性である応答性に着目し、応答性の基本である素子の切換え特性を、素子の形状及び操作上の条件である負荷との関連に重点を置いて解析した。また、素子の CAD にとっては切換え過程のシミュレーションが必要であり、そのための技法として数値実験による内部流れの解析が重要である。そこで、従来は行われていなかった圧力を取り入れた計算方法を素子内流れに適用するとともに $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いて切換え過程の流れ場を解析した。なお、従来は、拡散が激しくかつ非定常流であるため、素子内の流れの可視化は難しいとされていたが、作動流体として水を用いポリスチレン粒子を混入して流動様式を 16 mm 映画に撮影することにより、流動機構を可視化することができた。また、熱線風速計とパソコンを組み合わせることにより大量のデータ処理が可能となったので、作動流体として空気をを用い、従来全く報告されていなかった切換え過程における非定常流の速度分布を実測した。

まず、第1章では本研究の目的及び研究の方針を明示するとともに、関連する分野において現在までに行われている研究の概要を述べた。

次いで、第2章では素子内における噴流の切換え機構について総括的に検討した。特に、素子の幾何学的形状因子と切換え特性の関係について検討を加えた。すなわち、側壁長さ、側壁のセットバック、およびスプリッタ距離の3因子が同時に影響する条件下で切換え流量と切換え時間を測定し、三つの因子が切換えの機構に及ぼす影響を明らかにした。その結果、明らかになった事柄を以下に要約する。

(1) 切換えの様式に壁端切換え、反対壁切換え、及びスプリッタ切換えの三様式があることはすでに知られていたが、それら切換え様式と形状・寸法との関係を明らかにすることができた。壁端切換えの範囲では側壁長さとの切換え流量は比例関係にあり、スプリッタ距離が小さいほど比例係数は小さくなる。一方、反対壁切換えの範囲では切換え流量はほぼ一定であることが確認された。切換え様式が遷移する側壁長さはスプリッタ距離、セットバックによって異なり、一般に、セットバック、スプリッタ距離が大きいほど大きな値をとる。切換え流量が最大になるスプリッタ距離は側壁長さ、セットバックの値によって異なるものの、 $D_f/D_s \leq 2$ ではおよそ $8 D_s \sim 10 D_s$ の範囲にある。切換え流量が最大になるセットバックの値は側壁長さ、スプリッタ距離によって異なるものの、 $D_f/D_s = 1 \sim 2$ の範囲にある。

(2) スプリッタ距離が大きい場合には、噴流が反対壁に付着する現象は反対側出力通路の出口近傍に発生する循環流域に起因することが指摘される。

(3) 素子形状として一般的な $D_f/D_s = 1$ の場合に、噴流が切換えに要する時間を測定したところ、側壁長さが短い範囲では無次元化した切換え時間はスプリッタ距離の増大とともに単調に増大するが、側壁長さが大きい範囲ではスプリッタ距離が主ノズル幅の8倍の近辺で最も大きな値を示す。

(4) 乱流混合が激しいため、従来可視化が困難視されてきた素子内の流れに対して、作動流体として水を使った場合には、ポリスチロール粒をトレーサーとして用いる方法により噴流が移動する様子を 16 mm 映画フィルムまたはビデオフィルム上に映像化することができた。ま

た、作動流体として空気を用いた場合には熱線風速計とパソコンを組み合わせる方法により、時間的に変化する流れ場の素子主軸方向の速度分布図を求めることができた。

(5) 側壁長さが短い場合には、噴流は側壁に付着しにくくなり、安定して付着しないばかりか、発振現象すら示す。発振が発生する範囲と形状・寸法の関係を示す経験式(2・1)を求めることができた。

次いで、第3章では噴流の切換え過程を、噴流が付着壁から離れる現象と反対壁へ付着する現象に分けて、実験的・理論的に検討を加えた。特に、スプリッタが噴流の切換えにおいて果たす役割に着目し、運動量理論を適用した理論モデルに基づいて噴流の切換え機構を解析した。得られた結果は次のように要約できる。

(1) 付着噴流が側壁から離れる過程の流動様式は、スプリッタ距離によって若干異なるが、基本的様式は三つの段階に分けて考えられる。いずれの段階においても、スプリッタが噴流挙動に大きな影響を及ぼすことが明らかになった。

(2) 一定値以下にスプリッタ距離を設定した場合に、付着距離が短くなる現象はすでに知られていたが、この現象がスプリッタと定常的付着噴流の干渉によるものであるとした理論モデルを作成して検討し、その結果としてスプリッタ先端部近傍の出力通路内の縮流に起因していることを明らかにした。

(3) はく離の過程において、噴流がスプリッタと衝突している状態では、スプリッタ先端部に生じる低圧ははく離渦が影響して付着渦の増大が抑制され、従って噴流の切換えも抑制される。一方、スプリッタは噴流を分流することによって噴流の付着壁からの離脱を促進する。結局、スプリッタは噴流の切換えに対して促進と抑制の両作用を併せ持つことが明らかとなった。供試素子では、スプリッタ距離が $10 D_s$ くらいの場合に最も大きな切換え流量を要し、切換え時間も大きい。

(4) 付着の過程は、スプリッタ先端部における噴流の分流によって引き起こされる循環流域の発生と増大、それに伴う付着流線の生成によって成り立つことが明らかになった。

(5) 付着過程は五つの段階に分けて考えられ、いずれの段階においてもスプリッタが噴流挙動に大きな影響を及ぼしており、この過程においても噴流の切換えに対して促進と抑制の二作用を持つことが明らかになった。

第4章では出力口における負荷の存在が噴流の切換え機構に及ぼす影響を調べるため、切換え現象を、噴流が付着壁から離れる過程と反対壁へ付着する過程に分けて考察し、実験的、理論的に解析した。また、負荷が素子の機能として取り入れられた例として負荷形発振器を取り上げ、出力口の二つとも大きな負荷が加えられた場合の素子内の発振機構を実験的に解析した。得られた結果は次のように要約される。

(1) はく離の過程において、付着側出力口の負荷は切換えを促進させる。噴流の切換えに及ぼす負荷の影響の度合は素子形状により異なるが、スプリッタ距離が大きいほど促進効果も大きい。

(2) 付着の過程においては、噴流運動量の大半が出力通路へ流入し始める段階で負荷の影響が顕著に現れる。付着側出力口の負荷が大きいほど切換えは抑制される。その抑制の効果はスプリッタ距離が大きいほど大きい。

(3) 負荷形発振器内の流動機構を解析し、付着渦、反対壁との衝突によって生じる渦、及び出力通路の圧力の三者の相互作用によって流動機構が支配されていることが明らかになった。

発振周波数は Re に比例し，オフセットとスプリッタ距離に反比例する．振幅はオフセットに比例，スプリッタ距離に反比例する．

第5章ではそれまでの解析において前提条件としていた，噴流挙動に対する仮定“準定常的切換え”に検討を加えた．そのため立ち上がり時間が小さい制御流を加え，噴流の移行が速い速度で行われる場合の噴流の切換え機構を解析した．得られた結果を以下に要約する．

(1) 噴流の挙動が主ノズル出口近傍で準定常的であるとみなし得る制御圧は，本研究の実験範囲では P_c/P_s が約1以下である．現実の素子では通常 $P_c/P_s < 1$ であり，本論文でこれまでに用いてきた準定常的取扱い法が妥当であることが証明された．また，切換え機構のうち付着渦の圧力が噴流挙動に影響する過程であるところの，噴流がスプリッタ先端に到達するまでの過程の現象を取り扱う限りにおいては，かなりの大きさの制御圧による切換えの場合でも準定常的運動に基づく解析法が許容しうる．

(2) 制御圧を大きくすれば噴流の切換時間は小さくなるが，その減少の割合は漸減し，切換時間及び移動速度には限界の値が存在する．

(3) 噴流の切換え機構に及ぼす制御圧の影響は素子形状によって異なり，特に，スプリッタ距離によって影響の度合いが異なる．

第6章では，N.S. 方程式を有限差分法を用いて離散化するとともに乱流モデルとして $k-\varepsilon$ モデルを採用し，数値実験を行った．得られた結果を以下に要約する．

(1) 側壁付着形流体素子内部の乱流を解析するため， $k-\varepsilon$ モデルに基づいて数値実験を行った．複数の出力口が存在する形状の素子についても，境界条件として出力口の圧力を規定することにより，素子内の流れ場の解を求めることができた．噴流の切換え過程における種々の段階での速度ベクトル，圧力分布の数値解を実験値と比較して，一致していることを確かめた．さらに，乱流エネルギー分布，エネルギー散逸率分布を求めた．

(2) 計算で求めた切換流量とスプリッタ距離の関係を実験結果と比較し，計算により切換流量を概略予測できることを確かめた．

以上述べたように，側壁付着形素子の切換え特性を素子内流れの解析に基づいて解明する視座に立ち，素子内の流動機構に対して実験的・理論的に検討を加えた．切換え特性の改善は側壁付着形素子にとって肝要な問題であるばかりでなく，素子特性全般に関わる諸問題の解明にも寄与するものと考えられ，本研究は素子の最適設計にとって有益な資料を与えることができたと考える．

付 録

付録 1 式 (3・94) の誘導

式 (3・94) を求めた過程を述べる。
幾何学的関係

$$-r_2 + R_2 \{ \cos \beta_2 - \cos(\beta_1 + \beta_2) \} = D_d \quad (\text{A } 1 \cdot 1)$$

を微分して、次式が得られる。

$$dR_2 \doteq -R_2 \frac{(1 + \cos \beta_1)}{\sin \beta_1} d\beta_1 \quad (\text{A } 1 \cdot 2)$$

ただし、出力通路へ流入する流量はスプリッタ壁に沿って流れることから、 $\beta_2 \gg \beta_1$ 、さらに、 r_2 の変化量は小さいと考えられるので、 $(dr_2/dt) \ll (dR_2/dt)$ と仮定した。また、 $dX_{r_2} \doteq d(R_2 \sin \beta_1)$ と考えられるから、これを式 (A 1・2) へ代入すれば

$$dX_{r_2} \doteq dR_2 \left\{ \frac{\sin \beta_1}{1 + \cos \beta_1} \right\} \quad (\text{A } 1 \cdot 3)$$

が得られる。一方、

$$ds_2 \doteq d(R_2 \beta_1) = \left(\beta_1 - \frac{\sin \beta_1}{1 + \cos \beta_1} \right) dR_2 \quad (\text{A } 1 \cdot 4)$$

であるから、これを式 (A 1・3) へ代入すれば

$$\frac{ds_2}{dt} = \frac{ds_2}{dX_{r_2}} \cdot \frac{dX_{r_2}}{dt} \doteq \frac{(\beta_1 + \beta_1 \cos \beta_1 - \sin \beta_1)}{\sin \beta_1} \frac{dX_{r_2}}{dt} \quad (3 \cdot 94)$$

が得られる。

付録2 式(3・107)の誘導

式(3・107)は、次のようにして求められる。

面積 $O_2A_1A_2N_1$ ，面積 $A_1B_0B_1A_2$ ，面積 $B_0B_1B_2$ のそれぞれの変化割合を dW_1 ， dW_2 ， dW_3 とする。ここで， dW_2 は dW_1 ， dW_3 に比して小さいと考えられるので， $dW_2 \doteq 0$ と仮定する。また，面積 $O_2A_1A_2N_1$ の減少割合は面積 $O_2A_0A_1$ の増加の割合に等しいと考えられるから，

$$\begin{aligned} \frac{dW_1}{dt} &\doteq -\frac{d}{dt} \left\{ D_{is}^2 \left(\frac{\sin \alpha_1 \cos \alpha_1}{2} \right) \right\} \\ &\doteq -\frac{(1 + \cos \beta_1)}{\beta_1} \frac{\left(1 - \frac{2r_1^2}{D_{is}^2} \right) D_{is}}{2 \cos \alpha_1} \frac{dx_{r2}}{dt} \end{aligned} \quad (A 2 \cdot 1)$$

で表される。ただし，幾何学的関係

$$D_d + r_1 \doteq R_2(1 - \cos \beta_1) \quad (A 2 \cdot 2)$$

から得られる

$$dr_1 \doteq dR_2(1 - \cos \beta_1) + R_2 \sin \beta_1 d\beta_1 \quad (A 2 \cdot 3)$$

の関係と

$$ds_2 \doteq d(R_2 \beta_1) \quad (A 2 \cdot 4)$$

$$dX_{r2} \doteq -R_2 d\beta_1 \quad (A 2 \cdot 5)$$

$$D_{is} = D_l - \frac{D_s}{2} \quad (A 2 \cdot 6)$$

を用いた。

一方，図3.25(a)から

$$\begin{aligned} \frac{dW_3}{dt} &\doteq \frac{d}{dt} \left\{ \frac{R_2^2 \beta_1}{2} - \frac{R_2^2}{2} \cos \beta_1 \sin \beta_1 \right\} \\ &= R_2(1 + \cos \beta_1) \left(1 - \frac{\beta_1}{\sin \beta_1} \right) \left(-\frac{dX_{r2}}{dt} \right) \end{aligned} \quad (A 2 \cdot 7)$$

が得られる。ただし，

$$dR_2 = \frac{(1 + \cos \beta_1)}{\sin \beta_1} (-R_2) d\beta_1 \quad (A 2 \cdot 8)$$

及び、付録1で用いたと同じ仮定 $\beta_2 \doteq 0$ ， $r_1 \ll R_2$ が成り立つとした。

従って、式(A 2・1)と式(A 2・7)を加えれば、式(3・107)が求まる

参 考 文 献

- (1) 大阪科学技術センター, 新しい制御技術に関する調査研究報告書, 昭44年3月.
- (2) 日本油空圧学会, フルイディクス技術体系化研究会成果報告書—フルイディクス技術の体系化—, 昭60年5月.
- (3) 木村, 側壁付着形素子の特性, 機械技術研究所報告第75号 (1972).
- (4) 清水, 側壁付着形流体素子に関する基礎的研究, 京都大学学位論文 (1974).
- (5) Foster, K. and Parker, G. A., *Fluidics—Components and Circuits—*, Wiley-Interscience (1970), 313.
- (6) 門脇・上野・山田, 付着形素子内流れの相似性に関する実験, 日本機械学会論文集, **54**—502, (昭63), 1244.
- (7) 土屋・石原・萩原, 側壁付着形純流体素子の設計に関する一考察, 第10回フルイディクスシンポジウム講演論文集, 計測自動制御学会, (1975), A11, 55.
- (8) 和田・清水・高木, 側壁付着形素子の直接的設計の可能性に関する考察, 計測自動制御学会論文集, vol. **13**, No.1 (1977), 69.
- (9) 石原・植田, 噴流について, 日本機械学会誌, **66**—537 (昭38), 1325.
- (10) 野崎・中島・八田, 初期乱れを考慮した拘束噴流に関する研究 (ノズルアスペクト比が3の場合の実験), 日本機械学会論文集, **50**—452B (昭59), 959.
- (11) Bourque, C. and Newmann, B. C., *Reattachment of a Two-dimensional Incompressible Jet to an Adjacent Flat Plate*, Aero. Quart., **11** (1960), 201.
- (12) ラジャラトナム, N., 噴流 (野村訳), (1981), 森北出版.
- (13) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, (1966), 590.
- (14) Sher, N. C., *Jet Attachment and Switching in Bistable Fluid Amplifier*, ASME paper, 64- FE- 19(1964).
- (15) Sawyer, R. A., *The Flow due to a Two-dimensional Jet Issuing to a Flat Plate*, J. Fluid Mech., **9**—4 (1960), 543.
- (16) Levin, S. G. and Manion, F. M., *Jet Attachment Distance as a function of Adjacent Wall Offset and Angle*, Fluid Amplification, No.5, Harry Diamond Lab., (1962).
- (17) Kimura, M. and Mitsuoka, T., *Analysis and Design of Wall Attachment Device by a Jet Model of Unsymmetrical Velocity Profile*, IFAC Symp. on Fluidics (1968), A 2.
- (18) 和田・清水, 付着噴流の解析, 制御工学, **13**巻1号 (1969), 2.
- (19) Perry, C. C., *Two-dimensional Jet Attachment*, Advances in Fluidics, ASME (1967), 205.
- (20) Peperone, S. J., Katz, S., and Goto, J. M., *Gain Analysis of the Proportional Amplifier*, Fluid Amplification, No.4, Harry Diamond Lab. (1962).
- (21) Foss, J. F. and Jones, J. B., *Secondary Flow Effects in a Bounded Rectangular Jet*, Trans. ASME J. Basic Engng. **90**—2 (1968), 241.
- (22) 和田, 噴流の偏向, フルイディクスのための流体力学講義会, 計測自動制御学会, 昭和49年4月.
- (23) 和田・清水, 純流体素子における噴流の偏向, 計測自動制御学会論文集, vol. **8**, No.2 (1972), 155.
- (24) Muller, H. R., *A Study of the Dynamic Features of a Wall-Reattachment Fluid Amplifiers*, Trans. ASME, J. Basic engng. (1964), 819.
- (25) 関・富田, 純流体素子に関する研究 (第1報, ビーム偏向形素子の応答時間について), 日本機械学会論文集, **34**—261 (昭43), 885.
- (26) Kirshner, J. M. and Katz, S., *Design Theory of Fluidic Components*, Academic Press (1975).
- (27) Epstein, M., *Theoretical Investigation of the Switching Mechanism in a Bistable Wall Attachment Amplifier*, Trans. ASME, vol. **93**, Series D, (1971), 55.
- (28) Drzewiecki, T. M. and Goto, G. M., *An Analytical Model For the Response of Flueric Wall Attachment Amplifier*, Fluidics Quarterly, **5** (1973), 43.
- (29) 和田・清水・則次・堂田, 側壁付着形流体素子における付着噴流の切換え, 計測自動制御学会論文集, vol. **12**, No.4 (1976), 464.
- (30) McRee, D. I. and Moses, H. L., *The Effects of Aspect Ratio and Offset on Nozzle Flow and Jet Reattach-*

- ment, *Advances in Fluidics*, ASME (1967), 142.
- (31) 小松原・西岡・佐伯, 側壁付着形双安定素子における噴流切換え時の挙動解析, 計測自動制御学会論文集, 11-1 (1975), 90.
- (32) Brown, G. B., *The Mechanism of Edgetone Production*, Proc. Phys. Soc. London, **49**, 508 (1937).
- (33) 鮎川・社河内, 側壁付着噴流に関する研究 (第1報, 変動特性について), 日本機械学会論文集, **41**-348 (昭和50), 2391.
- (34) Ozgu, M. R. and Stenning, A. H., *Switching Dynamics of Bistable Fluidic Amplifier With Low Setback*, Trans. ASME, J. Dynamic System, Measurement, and Control, **94**-1 (1972), 21.
- (35) 安部・畑中, 側壁付着形素子の動的切換え挙動に対する考察, 計測自動制御学会論文集, 13-2 (1977), 188.
- (36) 林・松井・太田・小沢, 側壁付着形流体素子の動特性に関する一考察, 日本機械学会論文集, 47-424 (昭和56), 1611.
- (37) 清水・和田, 付着形流体素子における噴流の付着破壊要因と切換え一現象論的考察一, 計測自動制御学会論文集, 16-5 (1980), 725.
- (38) Lush, P. A., *A Theoretical and Experimental Investigation of the Switching Mechanism in a Wall Attachment Fluid Amplifier*, IFAC Symp. on Fluidics (1968), A 3.
- (39) Moses, H. L. and McRee, D. I., *Switching in Digital Fluid Amplifiers*, ASME paper 69-FLCS-31.
- (40) Bourque, C. and Hguyen, H., *The Effect of Back Pressure on the Position of Reattachment of a Jet to an Adjacent Flat Plate*, 4th Cranfield Fluidics Conf. (1970), X 2.
- (41) 和田・清水・則次, ベントのない側壁付着形流体素子の負荷切換えの特性, 計測自動制御学会論文集, vol. 14, No. 3 (1978), 297-303.
- (42) 鬼頭, 側壁付着形素子の特性に及ぼす負荷の影響, 日本機械学会論文集, **41**-349 (昭和50), 2663.
- (43) Holdeman, J. D. and Foss, J. F., *The Initiation, Development, and Decay of the Secondary Flow in a Bounded Jet*, Trans. ASME J. Fluid Engng. Sep. (1975), 342.
- (44) 町田・萩原, 二面拘束噴流の速度分布と二次流れ, 第7回フルイディクスシンポジウム講演論文集, 計測自動制御学会, (1972), A 2.
- (45) 堂田・逢坂・和田, 付着形素子内3次元流れの数値実験一噴流の切換え挙動一, 第17回フルイディクスシンポジウム講演論文集, 計測自動制御学会, (1982), A 3, 13.
- (46) 村尾・爰島・片山・Wormley・富田・関, 油を作動流体とする層流形比例素子の特性, 計測自動制御学会論文集, vol. **22**, No. 2 (1986, 2), 244-246.
- (47) Chavez, S. P. and Richards, C. G., *A Numerical Study of the Coanda Effect*, ASME publication, 70-Flcs-12 (1970).
- (48) 伊藤・末松・下川・田中, 二安定形純流体素子負荷形発振器の研究 (第1報, 素子内の流動現象と素子特性の表示), 日本機械学会論文集, **39**-321 (昭和48), 1599.
- (49) 加藤, 流動復屈折法と数値解析による流れの解析 (第2報, 付着流れについて), 日本機械学会論文集, **43**-366 (昭和52), 589.
- (50) 中山・太田・沖, 側壁付着形素子内の流れの数値解析 (第1報, ベント無しで片側出力口を閉じた場合), 日本機械学会論文集, **43**-376 (昭和52), 4550.
- (51) 中村・堀越, 側壁付着形流体素子の内部流れの解析, 第18回フルイディクスシンポジウム講演論文集, 計測自動制御学会, (1983), A 1.
- (52) 荻野・中山, 付着形素子内流れの乱流特性 (制御流れの内部流れに及ぼす影響), 日本機械学会論文集, **51**-472 (1985), 4265-4272.
- (53) 清水・和田, 付着形素子にみられる付着流パターンの動的挙動 (プリミティブ方程式系による数値計算), 油圧と空気圧, **12**-2 (昭和56), 62.
- (54) 堀越・佐野, 側壁付着形純流体素子内の流れの解析 (ナビエ・ストークス方程式の非定常差分近似解による方法), 日本機械学会論文集, **43**-367 (第2部) (昭和52), 1062.
- (55) Drzewiecki, T. M., *The Design of Fluoric Turbulent, Wall Attachment Flip-Flops*, Proc. Fluidic State-of-the-Art Symp., HDL, **1**, (1974), 433.
- (56) 松宮・木村, 有限長側壁への噴流付着現象, 計測自動制御学会論文集, **15**-4 (1978), 513.

- (57) Kirshner, J. M., *Jet Flows*, Fluidics Quarterly, vol. 1, No. 3 (1968).
- (58) 和田・清水・高木, 付着噴流およびその切換えにおよぼす側壁長さおよびベントの影響, 計測自動制御学会論文集, vol. 9, No. 5 (1973), 568.
- (59) Lush, P. A., *Investigation of the Switching Mechanism in a Large Scale Model of a Turbulent Reattachment Amplifier*, Proc. 2nd Cranfield Fluidics Conf. (1967), A 1.
- (60) Kimura, M., *Switching in a Wall Attachment Device*, Proc. 2nd IFAC Symp. on Fluidics (1971), A 6.
- (61) Wada, T. and Shimizu, A., *The Switching of Wall Attachment Fluidic Devices*, Proc. 2nd Int. Jap. Soc. mech. Engrs. Symp. Fluid Machinery and Fluidics, 3 (1972), 171.
- (62) 原田・尾崎, 流子工学 (養賢堂, 昭和44).
- (63) 広木・増田, 実験計画法による超音速流体素子の切換え時間に寄与する諸因子に対する考察, 計測自動制御学会論文集, 18-12 (1982), 1207.
- (64) 堂田・逢坂・和田, 付着噴流の特性に及ぼすアスペクト比の影響, 計測自動制御学会論文集, 16-1 (1980), 105.
- (65) Ayukawa, K., *Mechanics of Solid-Liquid Flow*, Theoretical and Applied Mechanics (University of Tokyo Press), Vol. 22 (1974), 79.
- (66) Kirshner, J. M., *Fluid Amplifier*, McGraw Hill (1966).
- (67) 和田・清水, 付着噴流に対するスプリッタの影響, 計測自動制御学会論文集, vol. 6, No. 3 (1970), 214.
- (68) Kjoerk, A. and Loefeldahl, L., *Hot-Wire Measurement Inside a Centrifugal Fan Impeller*, Trans. ASME, J. of Fluid Engng. vol. 111, Dec. 1989, p. 363-368.
- (69) 村尾・関, スプリッタが付着噴流の切換流量に及ぼす影響 (第2報), 日本産業技術教育学会誌, 21-2 (1974), 79.
- (70) 社河内・葛原・山口, 側壁付着噴流の発振現象, 日本機械学会論文集, 51-468B (昭60), 2489.
- (71) Seki, J. and Tomita, Y., *Wall Effects on the Motion of a Two-dimensional Jet Switching Between Two Parallel Flat Plate*, Proc. 2nd Int. JSME Symp. Fluid Machinery and Fluidics (1972), 203.
- (72) 社河内・葛原, 側壁付着噴流に関する研究 (第2報, 対向壁の影響について), 日本機械学会論文集, 47-421B (昭56), 1726.
- (73) 富田, 流体力学序説, 養賢堂, 昭和46年.
- (74) 今井, 流体力学 (前編), 裳華房, 1973, 256.
- (75) 村尾・尾崎・高橋, スプリッタが付着噴流の切換流量に及ぼす影響 (第1報), 日本産業技術教育学会誌, 20-2 (1973), 95.
- (76) 和田・清水・高木, 付着噴流の挙動および切換えに与えるスプリッタ, ベントの影響, 計測自動制御学会論文集, vol. 11, No. 1 (1975).
- (77) Ozgu, M. R., *A Theoretical and Experimental Study of the Switching Dynamics of Bistable Fluid Amplifier*, Ph. D. Thesis, Lehigh University (1971).
- (78) 和田・清水・仲原, 側壁付着形素子の切換えに与える負荷の影響とその抑制法, 計測自動制御学会論文集, vol. 14, No. 4 (1978), 440-447.
- (79) 板谷, 水力学, 朝倉書店, 昭和43年.
- (80) 林・松井・船井, 負荷発振現象に関する一考察, 計測自動制御学会論文集, 14-3 (1978), 304-311.
- (81) Abe, J. and Hatanaka, H., *Dynamic Switching of a Bistable Wall Attachment Amplifier with Short Pulse Duration*, Fluidics Quarterly, vol. 9 (1977), 1.
- (82) Kirshner, J. M., *Response of a Jet to a Pressure Gradient and Its Relation to Edgetones*, 2nd Int. Symposium Fluid Machinery and Fluidics (1972), JSME, 63.
- (83) 伊藤・末松・服部, 二安定形純流体素子負荷形発振器の研究 (第2報, 負荷形発信器の理論模型), 日本機械学会論文集, 39-321 (昭48), 1609.
- (84) 村尾・爰島・山崎・須藤, 側壁付着形純流体素子内の流れの数値解析 (第1報, 層流の場合), 日本産業技術教育学会誌, 29-2 (1987), 83.
- (85) バタンカー, スパス V., コンピュータによる熱移動と流れの数値解析 (水谷・香月訳), (森北出版, 1986).
- (86) Hinze, J. O., *Turbulence* (2nd Edition), (1975), 27, McGraw-Hill.
- (87) Harlow, F. H. and Nakayama, P., *Turbulence Transport Equations*, The Physics of Fluids, vol. 10, No.

- 11 (1967).
- (88) Launder, B. E. and Spalding, D. B., *The Numerical Computation of Turbulent Flow*, Computer Method in Applied Mechanics and Engineering, **3** (1974), 269.
 - (89) Patel, V. C., Rodi, W., and Scheuerer, G., *Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review*, J. AIAA, Vol. **23**, No. 9 (1984), 1308.
 - (90) Rodi, W., *A Note on the Empirical Constant in the Kolmogorov-Prandtl Eddy-Viscosity Expression*, Trans. ASME, J. Fluid Engineering (1975 Sept.), 386.
 - (91) de Vries, G. and Norrie, D. H., *The Application of the Finite-Element Technique to Potential Flow Problems*, Trans. ASME, J. Applied Mechanics, Dec. (1971), 798.
 - (92) 山本, 同軸対向衝突噴流に関する研究, 東京工業大学学位論文 (昭50).
 - (93) Gosman, A. D., Pun, W. M., Runchal, A. K., Spalding, D. B., and Wolfstein, M., *Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows*, (1969), Academic Press.

謝 辞

本研究は広島大学工学部須藤浩三教授のご指導により完結することができたものであり、謹んで感謝の意を表します。また、本研究について種々のご助言をいただいた広島大学工学部米澤洋教授，長瀬洋一教授，菊地義弘教授に厚くお礼申し上げます。

さらに、著者を流体素子の研究へと導いて下さいますとともに、長年月の間終始変わらず激励して下さいました東京工業大学名誉教授富田幸雄先生と、著者に研究を進める心構えについて絶えず御教示いただいた広島大学名誉教授浅尾晴海先生の両先生に心からお礼申し上げます。

最後に、本研究の遂行の過程で、多大のご協力をいただいた広島大学工学部の方々，並びに愛媛大学教育学部の方々に深謝致します。

本論文に関わる研究報告

A. 本論文にその一部が含まれる研究報告

	論文題目	著者名	誌名, 巻, 号 (年, 頁)
1.	スプリッタが付着噴流に及ぼす影響 (第1報)	村尾卓爾・高橋憲司	日本産業技術教育学会誌 20, 1 (1978), pp. 27-30
2.	Effects of the Splitter on the Attached Jet. (Part 2)	Takuji MURAO Jiro SEKI	日本産業技術教育学会誌 20, 1 (1978), pp. 31-36
3.	スプリッタが付着噴流の切換流量に及ぼす影響 (第1報)	村尾卓爾・尾崎 等 高橋憲司	日本産業技術教育学会誌 20, 2 (1978), pp. 95-100
4.	スプリッタが付着噴流の切換流量に及ぼす影響 (第2報)	村尾卓爾・関 二郎	日本産業技術教育学会誌 21, 1 (1979), pp. 79-87
5.	A study of the effects of load on switching of a single wall attachment device with a splitter	Takuji MURAO Yukio TOMITA Jiro SEKI	20th Anniversary of Fluidics Symposium, American Society of Mechanical Engineers (1980), pp. 117-122
6.	噴流の切換えにおけるスプリッタの役割	村尾卓爾・関 二郎 富田幸雄	計測自動制御学会論文集 19, 5 (1983), pp. 29-35
7.	Attachment process of switching of a jet in a wall attachment device	Takuji MURAO Yukio TOMITA Jiro SEKI	Int. Symposium. Fluid Control and Measurement (FLUCOME) (1985), pp. 439-444
8.	側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構 (制御流の立上がり時間が小さい場合)	村尾卓爾・富田幸雄 須藤浩三・関 二郎	日本機械学会論文集 B53, 491 (1987), pp. 1957-1961
9.	Numerical study on the switching mechanism in a turbulent wall attachment device	T. Murao, H. Yamasaki, A. Shimizu, K. Sudou	2nd Int. Symposium. Fluid Control, Measurement, Mechanics, and Visualisation (FLUCOME) (1988), pp. 375-380.

- | 論文題目 | 著者名 | 誌名, 巻, 号 (年, 頁) |
|--|---|---|
| 10. 側壁付着形流体素子における乱流噴流の切換え機構の数値解析 | 村尾卓爾・山崎博司
清水 顕・須藤浩三 | 日本機械学会論文集
B55 , 516 (1989),
pp. 2205-2211 |
| 11. 側壁付着形流体素子における噴流の切換え機構(素子の幾何学的形状と切換え機構の関係) | 村尾卓爾・須藤浩三 | 日本機械学会論文集
B56 , 531 (1990),
pp. 3360-3365 |
| B. 本論文に関係する内容の研究報告 | | |
| 論文題目 | 著者名 | 誌名, 巻, 号 (年, 頁) |
| 12. 純流体素子に関する実験的研究 | 村尾卓爾・松岡武雄 | 日本産業技術教育学会誌
15 , (1973) pp. 166-173 |
| 13. Switching mechanism of a passive AND fluidic element | Takuji MURAO | Memoirs of the Ehime Univ. Natural Science, Ser. A, 7 , 2 (1973), pp. 9-13 |
| 14. 米国における純流体素子研究の動向 | 村尾卓爾 | 愛媛大学教育学部紀要
第三部 自然科学
2 , (1982), pp. 91-96 |
| 15. 油を作動流体とする層流形比例素子の特性 | 村尾卓爾・爰島義昭
片山 徹・
WORMLEY・
富田幸雄・関 二郎 | 計測自動制御学会論文集
22 , 2 (1986), pp. 244-246 |
| 16. 側壁付着形純流体素子内の流れの数値解析 (第1報, 層流の場合) | 村尾卓爾・爰島義昭
山崎博司・須藤浩三 | 日本産業技術教育学会誌
29 , 2 (1987), pp. 83-86 |