

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	鳥の呼吸器官に見られる一方向流れの生成メカニズムの解明
Title(English)	A study on the mechanism of the generation of unidirectional flow in avian lung
著者(和文)	嶋脇聡
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第4587号, 授与年月日:2000年9月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:清水 優史
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第4587号, Conferred date:2000/9/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

鳥の呼吸器官に見られる一方向流れの生成メカニズムの解明

A study on the mechanism of the generation of unidirectional flow
in avian lung

指導教官 清水優史 教授

情報環境学専攻 博士後期課程

学籍番号 96D39080

嶋脇 聡

目次

1. 緒論	3
1. 1 研究の背景	3
1. 1. 1 生体における流体流れ	3
1. 1. 2 鳥類の呼吸器官内における一方向流れ	4
1. 2 研究の目的と本論文の構成	6
2. 分岐—合流モデルによる一方向流れの生成	8
2. 1 はじめに	8
2. 2 実験装置および実験方法	9
2. 3 流量特性の測定結果および考察	10
2. 3. 1 収縮部がないモデルの流量特性	10
2. 3. 2 収縮部があるモデルの流量特性	10
2. 3. 3 収縮部長さ及びその位置の影響	12
2. 4 可視化による検証	13
2. 5 本章の結論	15
3. 収縮部下流の再付着長さ	17
3. 1 はじめに	17
3. 2 実験装置および実験方法	21
3. 2. 1 再付着長さ測定の実験装置	21
3. 2. 2 実験方法	21
3. 3 再付着長さの測定結果および考察	23
3. 3. 1 管の太さの影響	23
3. 3. 2 収縮部上流流路形状の影響	27
3. 3. 3 収縮部長さおよび直径比の影響	30
3. 4 低レイノルズ数における再付着長さの数値解析	34
3. 4. 1 数値解析結果と実験結果との比較	34
3. 4. 2 収縮部長さの影響	36
3. 4. 3 直径比の影響と再付着長さを算出できる実験式の導出	38
3. 5 低レイノルズ数の直管内入口流れにおける Nikuradse のレイノルズ数相似則の限界	41
3. 5. 1 入口近傍におけるレイノルズ数依存性	41
3. 5. 2 急拡大に起因する収縮部内速度分布への影響	49

3. 6	本章の結論	52
4.	収縮部下流の流れ方向壁面圧力分布	53
4. 1	はじめに	53
4. 2	実験装置および実験方法	55
4. 3	流れ方向壁面圧力分布の測定結果および考察	56
4. 3. 1	壁面圧力分布	56
4. 3. 2	収縮部長さの影響	60
4. 3. 3	直径比の影響	62
4. 4	低レイノルズ数における流れ方向壁面圧力分布の数値解析	64
4. 4. 1	壁面圧力分布のレイノルズ数依存性	64
4. 4. 2	収縮部形状が壁面圧力分布に及ぼす影響	66
4. 4. 3	壁面圧力分布の近似値が得られる作図法の提案	68
4. 5	壁面圧力分布からの一方向流れの推量	78
4. 6	本章の結論	82
5.	管壁からの流れ込み(bleeding)を伴う収縮部下流の流れ場	83
5. 1	はじめに	83
5. 2	計算領域と計算条件	85
5. 3	数値解析結果および考察	86
5. 3. 1	流量比による影響	86
5. 3. 2	bleeding 位置と再付着点との位置関係による影響	90
5. 3. 3	直径比の影響	94
5. 3. 4	レイノルズ数による流れ場および壁面圧力分布の相似性	98
5. 3. 5	bleeding による圧力損失を算出できる実験式の導出	102
5. 3. 6	3次元性の影響	106
5. 4	合流流れを考慮した場合の一方向流れの推量	118
5. 5	本章の結論	121
6.	結論	124

参考文献

謝辞及びあとがき

第1章 緒論

1. 1 研究の背景

1. 1. 1 生物における流体流れ

我々人類を含む全ての生物は流体流れととても密接に関わっている。なぜなら、我々は大気に囲まれて生活しているし、体重の約80%は水分である。このような生物と流体力学の関係を研究している分野を生物流体力学という。生物流体力学は大きく2つに分類できる⁽¹⁾。一つは生物内流れで、もう一つは生物外流れである。前者は血液循環器系⁽²⁾、泌尿器系⁽³⁾、呼吸器系⁽⁴⁾などの物質移動に伴う流れを対象にし、臨床医学面における病気の予防、診断、治療に寄与することが期待される。また、後者は鳥や昆虫の飛行⁽⁵⁾および魚などの水棲動物の推進⁽⁶⁾に関わる流れを対象にし、工学的応用面から興味を持たれ、工学における新事実の発見が期待される。

例えば、血液循環器系における生物内流れの具体的な研究として、動脈硬化や動脈瘤などの血管に生じる病変と血流との関係の解明がある⁽⁷⁾。これらの病変は血管狭窄や分岐のようなある特定の血管形状の付近に発生しやすく、その好発部位では流れの剥離、渦、乱流の発生など血流のかく乱が起こっていることが想定される。この研究によって、流れの剥離域近傍での管壁に働くせん断応力⁽⁸⁾や圧力⁽⁹⁾、また剥離内での栄養分等の物質移動⁽¹⁰⁾などが調査されたが、今のところ有力な要因が特定されていない。

本研究では、生物における流体流れとして、鳥類の呼吸器官内における流れに着目した。これは生物内流れとなるが、工学的に非常に興味深い現象が知られており、次節でその現象を詳細に説明する。

1. 1. 2 鳥類の呼吸器官における一方向流れ

鳥類は飛行という特殊能力を達成するために高効率なガス交換が必要であり、そのため、その呼吸器官は哺乳類のものとはかなり異なった構造をしている⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。この鳥類の呼吸器官の構造や内部の流れ方向についてはすでに多くの研究がなされており、内部流れにおいては一方向流れという特異な現象が見られることが報告されている⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。

図1-1はその構造と一呼吸時における空気の流れの概略を示している。図に示すように、一呼吸において主気管支(Primary Bronchus)では空気流れの方向は反転するが、ガス交換の場である Parabronchi においては吸入時吐き出し時とも常に背部気管支(Dorsobronchi)から腹部気管支(Ventrobronchi)へ(図中右から左)向かう一方向流れとなっている。このような一方向流れの利点として、血液と空気の流れを常に対向することにより高効率な酸素吸入を行うことが可能になると考えられている⁽¹⁶⁾。

実際の鳥(2.8Kgのガチョウ)の呼吸量から計算された安静時の気管支におけるレイノルズ数は66~660であると報告されている⁽¹⁷⁾。

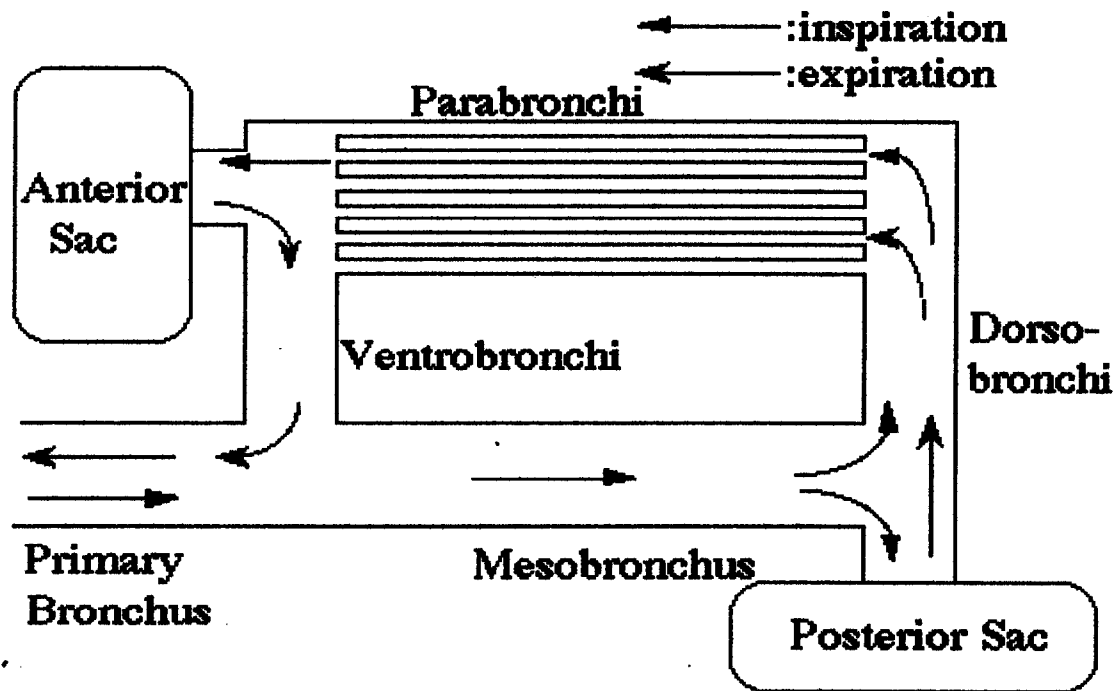


図1-1 鳥類の呼吸器官の概略とその内部の流れ

しかしながら、このような一方向流れの生成において幾つかの疑問点が指摘されている。その一つは、図1-2に示すように、吸入時において主気管支より流入した空気は頭部気管支分岐において頭部気管支には流入せず、ほとんどが中央気管支に流入することである。この現象は、これらの接合部に弁のような機械的作用をもたらす機構がないことから、空力的バルビング⁽¹⁸⁾と呼ばれている。

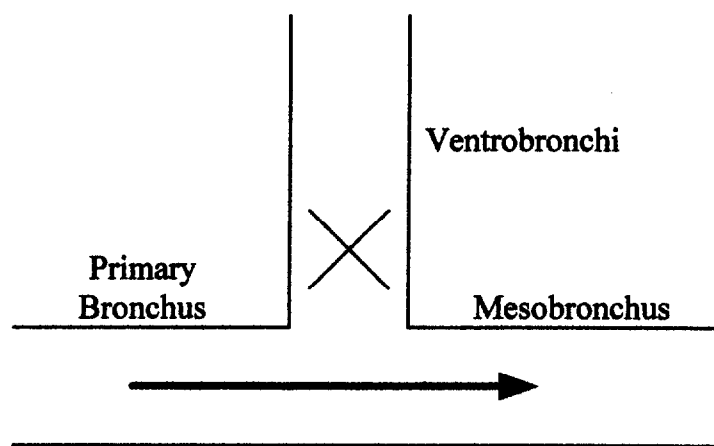


図2-2 中央気管支—頭部気管支接合部における空力バルビング

この現象に対して、いままで幾つかの一方向流れ生成要因の仮説が報告⁽²⁰⁾されている。例えば、Hazelhoff⁽¹⁹⁾は、主気管支と腹部気管支との接合部にガイド堰が存在し、それによって腹部気管支への空気の流入を防止していると報告している。これは、この接合部の角度が一方向流れを生成していると結論つけた。しかしながら、実際の鳥に肺には、ガイド堰のような構造はない。さらに、Wang⁽²¹⁾らは、接合部角度のような鳥の肺の幾何形状が起因しているのではなく、接合部上流に存在する収縮部が縮流ジョットを形成し、これにより腹部気管支への流入が抑制され、一方向流れが生成されているであろうと報告している。彼らは、接合部上流に収縮部を設けたモデルを用いた実験を行い、支管側への流れを制御できることを示した。実際の鳥において、この収縮部は主気管支に存

在し、収縮部内径 d と主気管支内径 D の比 d/D は、おおむね $0.3\sim 0.8$ の間であることが計測されている⁽²²⁾。しかしながら、彼らの研究では、主気管支と腹部気管支との接合部のみに着目した一分岐モデルを用いていたため、接合部下流の影響が無視されている。図1-1に示す実際の鳥の呼吸器官内では、接合部と通り過ぎた空気はガス交換を行った後、再びこの接合部へ戻ってくるので、一方向流れ生成のメカニズムを明らかにするためには、背部気管支や Parabronchi の部分も含んだ管路網として考察する必要があると考えられる。また、実際の鳥における絞り部分の形状はまだ詳細は分かっておりません。しかし、生物内の器官は大きなエネルギー損失が無いように、構成されていると考えられるので、空気の吸入時には一方向流れが十分形成でき、吐き出し時には損失が少なくなるような絞り形状が考えられます。

1. 2 研究の目的と本論文の構成

そこで本研究では、鳥の呼吸器官に見られる一方向流れがどのようなメカニズムで生じているのかを解明することを目的としている。

そのためには、まず、複雑な鳥の呼吸器官の構造を簡単なモデルで置き換えて、一方向流れのような流れが収縮部によって生成されているのかを確認する必要がある。その後、鳥の呼吸器官のモデルを構成している各部位ごと、今回は収縮部下流流れと合流流れの2つの現象に焦点を絞って、それらの流れ場と壁面圧力場を詳細に調査した。

本論文の構成を以下に示す。

第1章「緒論」は本章であり、本研究の背景について言及するとともに、論文の目的と構成、各章における意義、概要について述べる。

第2章「分岐—合流モデルによる一方向流れの生成」では、鳥の呼吸器官内として、直角に分岐した管がその下流で再び直角に合流する「分岐—合流モデル」を適用させて、その管路網の流量特性を実験にて調査

する。その際のパラメータは、収縮部の有無、レイノルズ数、収縮部の長さと同分岐部からの距離としている。この調査により、どのような条件下で一方向流れが生成されているのかを得ることができ、そのメカニズムが仮定できる。そして、その仮定の証明に必要な情報を指摘し、3～5章でその検討を行う。

第3章「直管内収縮部下流の再付着長さについて」では、収縮部下流の剥離域の大きさを示す再付着長さについて実験と数値解析によって検討を行う。調査するパラメータは、収縮部上流の流れ、収縮部長さおよび直径比である。そして、層流領域における数値解析の結果から、再付着長さに関して定量的な評価を行うことができる実験式を導き出す。これにより、任意の収縮部形状における再付着長さを得ることができる。

第4章「直管内収縮部下流の流れ方向壁面圧力分布について」では、収縮部下流の壁面圧力分布について実験と数値解析によって検討を行う。収縮部長さと直径比をパラメータとして、壁面圧力分布の最大圧力値とその値を取る位置を調査する。そして、層流領域における数値解析の結果から、壁面圧力分布に関して定量的な評価を行うことができる実験式を導き出す。これにより、任意の収縮部形状における壁面圧力分布を得ることができる。

第5章「管壁から流れ込みを伴う収縮部下流の流れ場について」では、収縮部下流に直角に合流する流れ込みが存在する場合に、収縮部下流の流れの様子と壁面圧力分布について数値解析によって検討する。まず、流れ場を決定しているパラメータを調べる。そして、収縮部下流において流れが合流する場合の圧力損失をそれらのパラメータから得ることができる実験式を導き出す。3～5章で導き出した実験式を用いて、2章の実験で得られた一方向流れをシミュレーションし、その妥当性を調べる。

第6章「結論」では本研究を通して得られた成果をまとめて総括する。

第2章 分岐—合流モデルによる 一方向流れの生成

2. 1 はじめに

緒論の図1-1にて示した実際の鳥の呼吸器官は、多くの気管支と気嚢から成り立っており、そこに生じる現象は非常に複雑で、その全体を理解することは困難である。そこで、その本質的な現象を変えずに、より簡単なモデルへと置き換えることができれば、その理解は容易になると考えられる。

そこで、本章では、鳥の呼吸器官のモデルとして、図2-1に示す管が直角に分岐した後にその下流で再び合流する「分岐—合流モデル」を用いた。はじめの分岐部は、図1-1における主気管支から中央気管支と腹部気管支の接合部を、また、合流部は、中央気管支と背部気管支から後方気嚢への接合部を想定している。ここで、一方向流れのような現

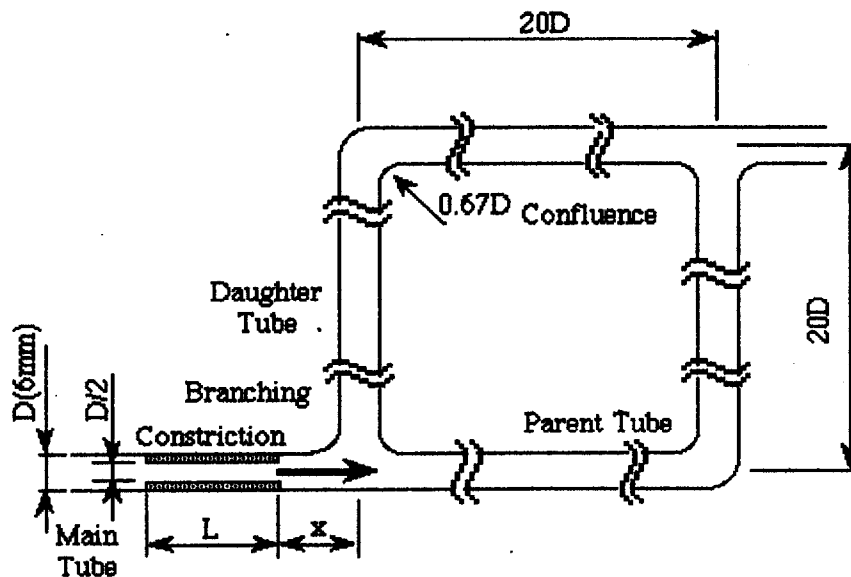


図2-1 実験に用いた分岐—合流モデル

象が見られるならば、合流部から分岐部に向かうような流れとなると考えられる。

鳥の呼吸器官における Wormersley 数 (α 数) を計算する。このパラメータは振動 1 周期の慣性力と粘性力の相対比であり非定常レイノルズ数とみなされる。下式にて表す。

$$\alpha = R\sqrt{2\pi/(\nu \cdot T)} \quad (2.1)$$

ここで気道半径 $R=2.5\text{mm}$ (にわとり)、呼吸周期 $T=2\text{s}$ とすると $\alpha=1.14$ と計算される。この場合、 ν は空気の動粘性係数 ($15.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$) を使用した。この値を分岐—合流モデルにて実現する。管半径 $R=3\text{mm}$ として水の動粘性係数 ($1.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$) を使用すると、周期 $T=43.5\text{s}$ となる。これより、非定常成分の影響は小さいと考えられ、定常流として扱っても差し支えないと思われる。

このモデルでは実際の鳥の呼吸器官 (図 1-1) における前方気嚢は省略している。気嚢の働きは、ほ乳類における横隔膜のような働きであるので、その内部は低圧である。このような低圧部が近くに存在しているにも関わらず、収縮部下流の分岐部で Ventrobronchi への流入がない現象を解明することが今回の研究目的である。そこで、収縮部下流と分岐部近傍の現象に注目して、それ以外の部分は簡略して考えた。

そこで、本章では、分岐—合流モデルを用いて、枝分かれした 2 つの流路、つまり本管(Parent tube)流路と支管(Daughter tube)流路、の各流量を測定し、収縮部の有無の違いによる流量特性を調べる。これによって、一方向流れのような現象が収縮部によって生成されているのかを確認する。

2. 2 実験装置と実験方法

図 2-1 に、分岐—合流モデルの実験装置を示す。収縮部上流には低ヘッドタンクと 80D の助走距離を設けており、安定した定常流れが得ら

れる。

分岐部から合流部までの距離は、本管および支管側とも $20D$ と等しい。よって、その間の流路抵抗は等しい。主管の収縮部の内径は $d=D/2$ とし、その長さと分岐部までの距離はそれぞれ L, x のパラメータとした。今回の実験は、 $L/d=1.2, 21.7, x/D=1.5, 4.4$ の場合を行った。

本管および支管を流れる流量の測定は、次の方法で行った。

1. 各管のL字管の上下流 $9.3D$ の位置に静圧孔を設ける。
2. まず、各管を流れる流量とその時の圧力差の関係式を得るために、合流部の接続を外す。そして、圧力差 dp と、各管を流れる流量 Q を同時に測定する。ここで、 dp はL字管の上流静圧から下流静圧を引いた値である。これで、両者の関係を $Q=a \cdot dp + b \cdot dp^2$ で近似して、係数 a, b を最小自乗により求める。
3. 合流部を接続し、分岐—合流モデルとする。本管、支管の圧力差 dp_p, dp_d を測定し、手順2で得た近似式に代入させて、各管を流れる流量 Q_p, Q_d をそれぞれ得る。
4. 主管を流れる流量 Q_m は時計とメスシリンダーにて計測する。 $Q_m=Q_p+Q_d$ であることを確認し、流量比 $Q_p/Q_m, Q_d/Q_m$ として整理する。収縮部以外の円管はガラスでできており、上流よりインクを注入することにより、流れの可視化も行うことができる。

レイノルズ数は、収縮部内径 d と収縮部内平均速度を用いて、次式にて定義した。

$$Re_d = \frac{U_d \cdot d}{\nu} = \frac{4 \cdot Q_m}{\pi \cdot d \cdot \nu} \quad (2.2)$$

ここで、 ν は動粘性係数であり、水温を測定することにより求めた。

2. 3 流量特性の測定結果および考察

2. 3. 1 収縮部がないモデルの流量特性

図2-2に、収縮部がないモデルでのレイノルズ数(Re)と本管(Q_p/Q_m)および支管(Q_d/Q_m)の流量比との関係を示す。図より、 Re がほぼ0のとき

は Q_p/Q_m および Q_d/Q_m はほぼ 0.5 である。Re の増加に伴い、 Q_p/Q_m は増加し、 Q_d/Q_m は減少している。各流量比とも全ての Re において正であるので、管内の流れは、分岐部から合流部へと向かう順方向流れであることが分かる。Re=2200 で各流量比の変化は止まり、Re>3000 では各流量比はほぼ一定となっている。この場合、 Q_p/Q_m 、 Q_d/Q_m は約 0.65, 0.35 であった。

2. 3. 2 収縮部があるモデルの流量特性

図 2-3 に、収縮部があるモデルでの収縮部内レイノルズ数(Re_d)と本管(Q_p/Q_m)および支管(Q_d/Q_m)の流量比との関係を示す。この場合、収縮部長さ $L/d=21.7$, 収縮部位置 $x/D=4.4$ の条件である。図 2-2 と同様に、 Re_d がほぼ 0 のときは Q_p/Q_m および Q_d/Q_m はほぼ 0.5 であり、 Re_d の増加に伴い、 Q_p/Q_m は増加し、 Q_d/Q_m は減少している。しかし、 $600 < Re_d < 1900$ において、 Q_d/Q_m は負となり、支管内の流れが、合流部から分岐部へと向かう逆方向流れであることが分かる。この実験パラメータでは、最大逆流量比は約 -0.4 であった。 $Re_d > 1900$ では、再び Q_d/Q_m は正に戻り、順方向流れになったことがわかる。

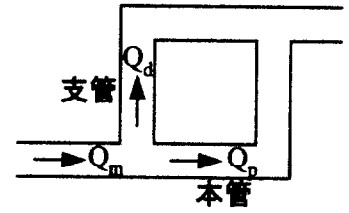
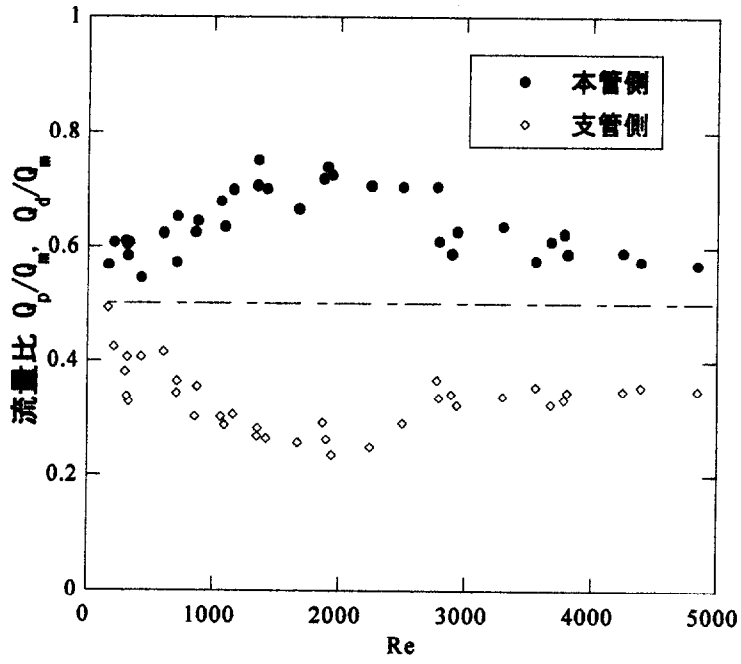


図 2-2 収縮部がない場合の流量比

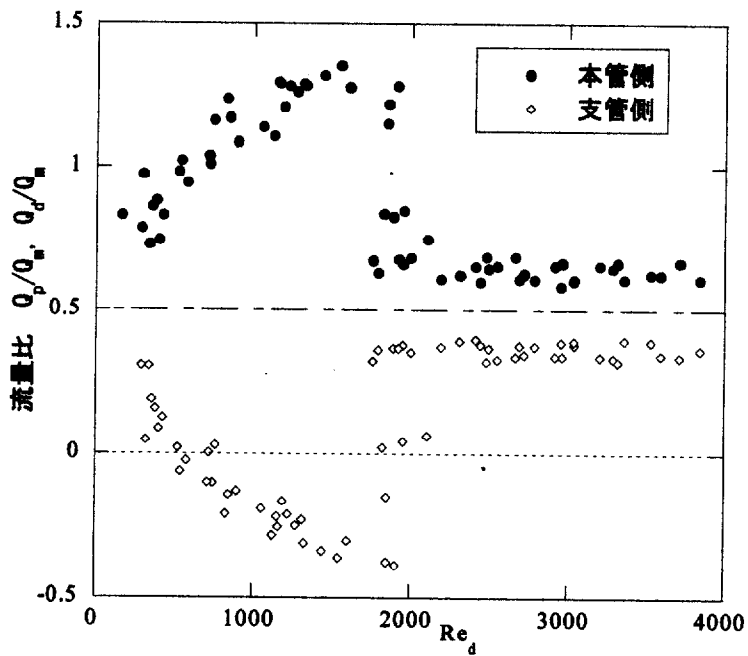


図 2-3 収縮部がある場合の流量比

2. 3. 3 収縮部長さ及びその位置の影響

前節の実験から、分岐部上流に収縮部があることによって、ない場合には見られなかった合流部から分岐部に向かう逆方向流れがあるレイノルズ数範囲で確認された。この現象は明らかに収縮部によるものであるが、収縮部の状態によって、逆方向の生成のどのように変化するのかわかる必要がある。なぜならば、実際の鳥において、一方向流れの流量制御を収縮部の状態で行っているという報告があるからである。

今回は、収縮部長さ $L/d=1.2, 21.7$ と収縮部位置 $x/D=1.5, 4.4$ の条件で流量特性を計測した。図2-4にその結果を示す。まず、 $L/d=1.2, 21.7$ の比較を行うと、 $L/d=21.7$ の時に見られていた逆方向流れは、 $L/d=1.2$ では生じていないことがわかる。つまり、短い収縮部では、たとえ収縮部が存在していても、逆方向流れは生じない。次に、 $x/D=1.5, 4.4$ の比較を行うと、 $x/D=4.4$ では $Re_d > 1900$ では逆方向流れがなくなり順方向へと転換しているが、 $x/D=1.5$ では $Re_d > 1900$ においても逆方向流れは継続されている。また、 $Re_d < 1900$ では、 x/D による違いは見られなかった。つまり、収縮部位置が分岐部に近づくことによって、より高いレ

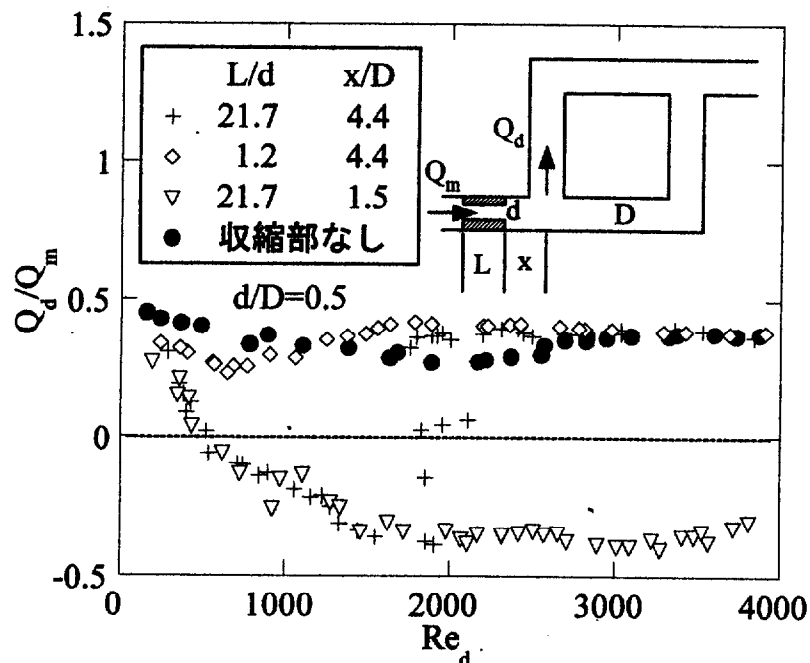


図2-4 収縮部の状態の違いによる支管流量比の比較

イノルズ数まで逆方向流れが保持される。

以上から、収縮部の状態が逆方向流れの生成に大きく関与していることが分かった。このことから、鳥の呼吸器官に見られる一方向流れを収縮部の状態によって制御している証拠と言える。また、実際にどの程度の逆流量が期待できるかを知るためには、収縮部下流の壁面圧力分布を知る必要がある。

2. 4 可視化による検証

前節では、各管の流量を直接求めることで、逆方向流れの生成を定量的に示した。本節では、流れ場にインクを注入してその動きを観察することにより、逆方向流れの定性的な検証と全体的な流れ場の様子を知ることが目的とする。

インクは流れ場に擾乱を与えないように、収縮部の十分上流から注入した。分岐部近傍のインクの流跡を写真にて記録した。

図2-5(a)は、 $Re=440$ における収縮部がない場合の可視化写真である。流量特性は図2-2である。図左の主管から流れ出たインクは、分岐部において支管側にわずかに傾き、主管と支管の分岐エッジに衝突している。その後、一部は支管側に流れ込み、残りは本管へと流れるが、本管へと流れた流体の一部は支管側とは反対の管壁に沿って逆流して、支管へと流れ込んでいる。つまり、分岐部における支管側とは反対の管壁近傍でははく離が生じている。このような流れ場はすでに調べられている。

図2-6(b)は、 $Re_d=1380$ における収縮部がある場合の可視化写真である。この場合、収縮部長さ $L/d=21.7$ 、収縮部位置 $x/D=4.4$ の条件であり、流量特性は、図2-3である。図左の収縮部出口より流れ出たインクは、そこで流れがはく離し、ジェットを形成している。ジェットは分岐部で支管を通り過ぎて、その下流の本管管壁に再付着している。再付着した後にインクは、本管で逆流することなくそのまま下流へと流れている。しばらく経過すると、支管にて合流部から逆方向流れのインク

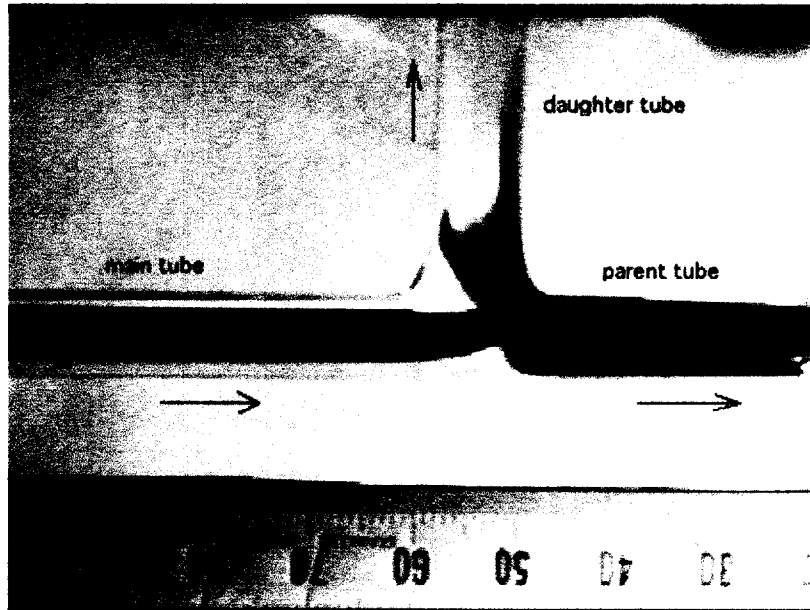


図 2 - 6 (a) 収縮部がない場合の分岐部近傍の可視化写真($Re=440$)

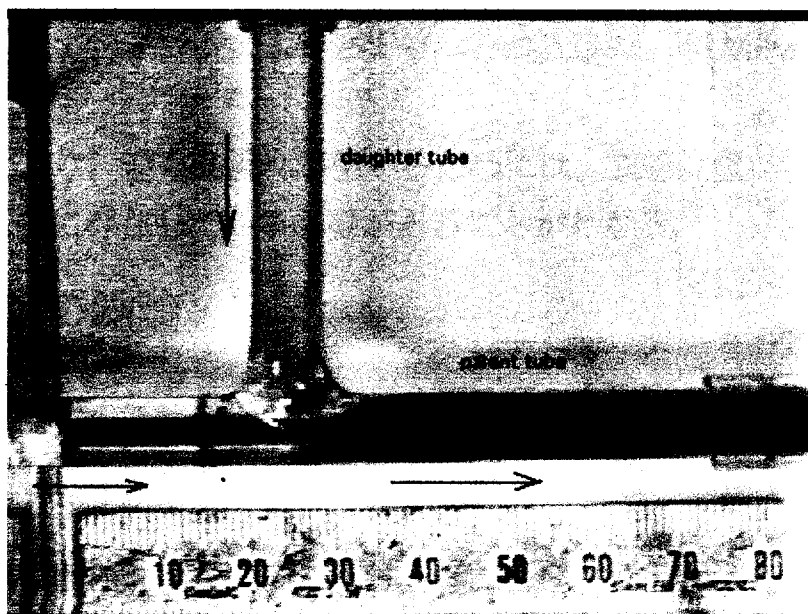


図 2 - 6 (b) 収縮部がある場合の分岐部近傍の可視化写真($Re=1380$)

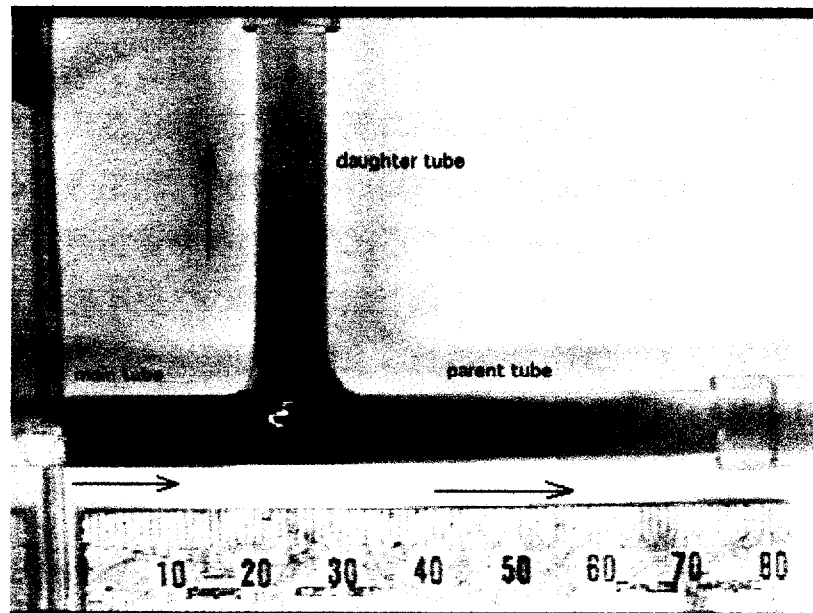


図2-6(c) 収縮部がある場合の分岐部近傍の可視化写真($Re_d=3200$)

を観察することができる。また、図2-6(c)は $Re_d=3200$ の場合である。この場合、収縮部から流れ出たジェットは、分岐部上流の管壁へと再付着している。よって、インクは本管と支管へと流れ込み、順方向流れとなっている。

以上の可視化より、逆方向流れが生じるためには、支管位置が収縮部下流のはく離域内に存在している必要があることがわかる。

2. 5 本章の結論

鳥の呼吸器官のモデルとして、分岐—合流モデルを用いて、本管および支管における流量を計測して、一方向流れのような流れが生成されているかを調査し、その結果を以下にまとめる。

- ① 分岐部上流に収縮部がない場合は、本管および支管とも全てのレイノルズ数範囲で、分岐部から合流部へ向かう順方向流れとなっていたが、収縮部が存在すると、あるレイノルズ数範囲で支管において合流部から分岐部へと向かう逆方向流れが確認された。

- ② 収縮部の状態を変化させることにより、支管における流量特性を変化させることができた。
- ③ インク注入による分岐部近傍の流れ場の可視化により、逆方向流れを生成するためには、収縮部から流れ出たジェットが支管分岐部の下流で管壁に再付着する必要があることが分かった。よって逆方向流れは、収縮部下流での流れのはく離により、下流よりも上流の圧力が低くなったことが要因と考えられる。これは、モデル実験ではあるが、鳥の呼吸器官における一方向流れを再現していると思われる。
- ④ 逆方向流れがどの程度生成されるのかを知るためには、収縮部下流における流れ場を詳細に知る必要がある。よって、3章では収縮部下流における再付着長さ、4章では収縮部下流における壁面圧力分布について詳細に検討する。

第3章 収縮部下流の再付着長さ

3. 1 はじめに

緒論でも触れたように収縮部下流の流れ場は、鳥類の呼吸器内に見られるような生物内流れと密接に関係している。例えば、鳥類の呼吸器内における一方向流れの生成に関して、下流の合流部より上流の分岐部において圧力が低くなるためには、分岐部は収縮部下流の剥離域内である必要がある。そこで、まず、収縮部下流の流れ場として、剥離流れが下流の管壁に再付着するまでの距離（再付着長さ：以下、 L_r と記述）に着目する。

収縮部下流において、収縮部から流れ出た流体はジェットを形成したのち下流管に再付着し、再び発達していく。従って、収縮部下流の流れ場は図3-1のように噴流領域、再付着領域および再発達領域の三つに大別される⁽²⁵⁾。このように L_r は剥離の大きさを示す値であるため、生物内流れにおいてのみならず、円筒形燃焼管や鑄造モールドの設計に際しても重要な資料となり、航空工学や伝熱工学の分野でも重要である。

L_r についての実験報告として、Macagno and Hung⁽²⁶⁾, Back and Roschke⁽²⁷⁾ と Feuerstein ら⁽²⁸⁾の結果がある。図3-2に彼らの実験結果を整理してみると、かなりの有為差が確認できる。彼らの収縮部形状を比較すると、この差の要因として収縮部長さと直径比（収縮部内径と拡大管内径の比）の影響が考えられる。極低レイノルズ数領域における L_r として Monnet ら⁽²⁹⁾の結果がある。その結果、レイノルズ数が十分小さくなくても L_r はゼロとならず、ある値へと収束することが示された。また、Moon and Rudinger⁽³⁰⁾は、高レイノルズ数領域における L_r を求め、レイノルズ数が20000以上では L_r と拡大管内径の比はレイノルズ数に依存せずほぼ一定に収束することを示された。更に、Pak ら⁽³¹⁾は作動流体として粘弾性流

体を用いて、広範囲なレイノルズ数で L_r を測定した。その結果、粘弾性流体における L_r は低レイノルズ数ではニュートン流体よりもかなり短くなるが、逆に高レイノルズ数では2、3倍長くなることが示された。

一方、 L_r についての最初の数値解析は Macagno and Hung⁽²⁶⁾ によって行われた。しかし、1種類の管径比で上流管内流れは十分発達したポアズイユ流の場合のみであり、収縮部形状の影響を見ることはできない。 d/D の影響に着目した数値解析として、Scott and Mirza⁽³²⁾ と Badekas and Knight⁽³³⁾ の報告がある。後者は、収縮部内流れは十分発達したポアズイユ流ではあるが、 L_r 、レイノルズ数と管径比の関係を求めた。また、Fletcher⁽³⁴⁾ らは、管中心から半径方向に任意の距離まで一様流でそこから管壁まで放物的に変化する半径方向速度分布を流入境界条件として用いて、その速度分布と L_r の関係を求めた。その結果、速度分布中の一様流の領域が大きいほど L_r は減少することが示された。しかしながら、この流入速度分布の定義が実際の形状条件をどのように表しているのかが不明であり、実用性に乏しい。

そこで、本研究では図3-2に示した実験結果の相違が収縮部長さと直径比に起因していると仮定し、これらの要因の L_r に及ぼす影響を調べる。また、Back and Roschke⁽²⁷⁾ の実験装置における収縮部上流流路はかなり特殊な形状をしており、そこで作られる乱れが収縮部下流の流れ場にも大きく影響していることが想定される。よって、まず、収縮部上流流路形状の影響を調査する。

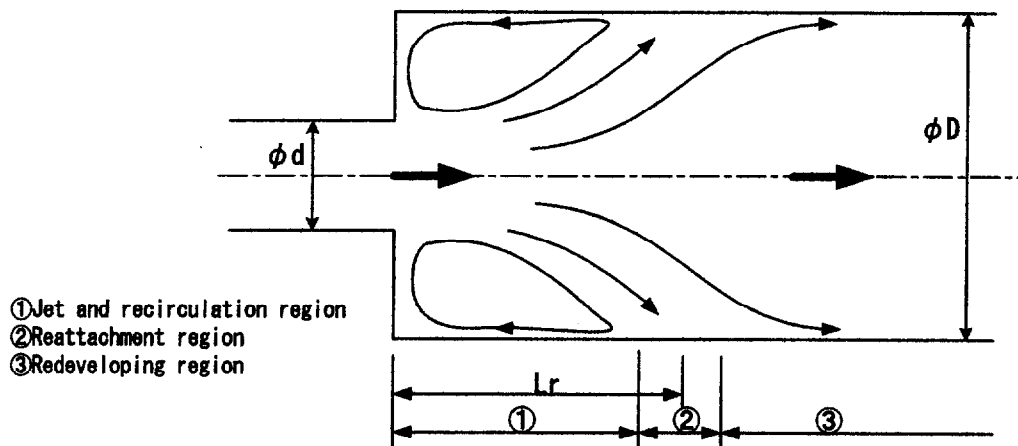


図3-1 収縮部下流の流れ場の様子

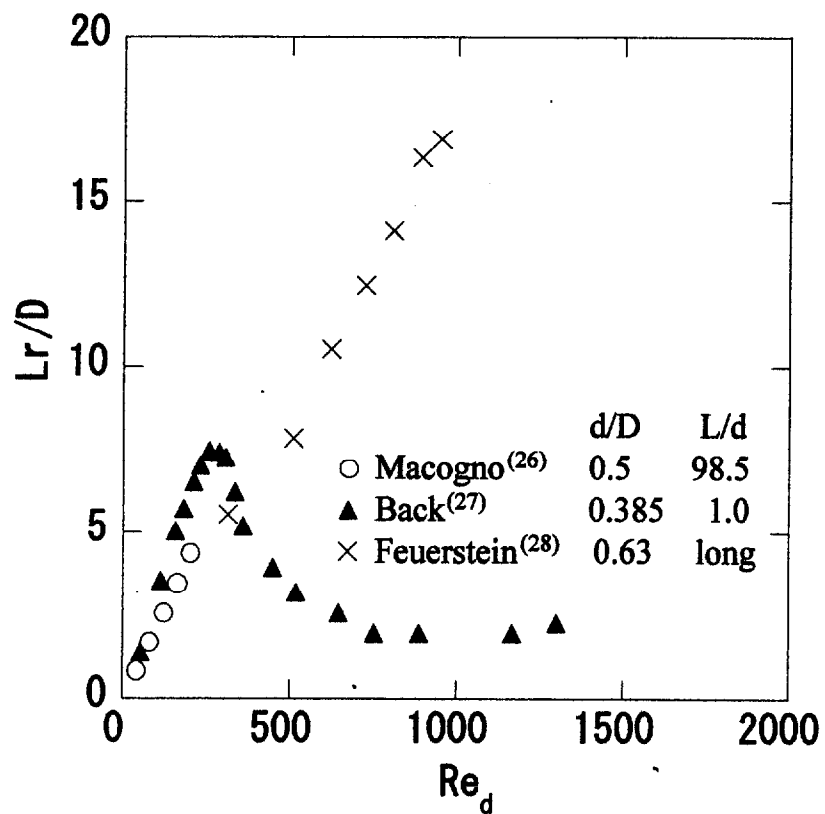


図3-2 他の研究者によって測定された L_r の比較

3章の記号

d	: 収縮部の直径
D	: 管の直径
L	: 収縮部長さ
L _r	: 再付着長さ
Q	: 管内流量
Re _d	: 収縮部内レイノルズ数 $\{=4Q/(\pi \cdot d \cdot \nu)\}$
ν	: 流体の動粘性係数

3. 2 実験装置および実験方法

3. 2. 1 実験装置

図3-3(a)に実験装置の概略図を示す。作動流体には水を使用し、オーバーフロータンクより $80D$ の助走区間を設けてから収縮部を取り付け、さらにその下流に $80D$ の再付着点観察用の管および流量調整バルブを取り付けた。バルブ出口は大気圧に開放している。図3-3(b)に収縮部形状を示す。収縮部流入部は流れの剥離を防止するために 30° のテーパーを設け、さらにテーパーと収縮部の境(図中 a) はヤスリをかけて滑らかにした。実験では直径 $D=5.99, 10.47, 20.34\text{mm}$ の円管を使用し、収縮部の直径 d および長さ L を調整して、 L/d を 1.0 から 150 まで、また d/D を 0.4 から 0.8 まで変化させた。

また、収縮部上流流路形状の影響について調べるために、Back and Roschke⁽²⁷⁾の実験装置と類似させた図3-3(c)に示すような上流管路を使った実験も行った。

3. 2. 2 実験方法

L_r の測定は流れの可視化にて行った。収縮部上流より管壁に沿わせてインクを注入し、収縮部出口から出たインクの流れを VTR に記録して、その映像からインクが壁面近傍で逆流しはじめる位置を再付着点とした。高レイノルズ数では再付着点が流れ方向に変動するため、数回の変動を観察し、インクが逆流する点の上流および下流平均位置を求めて、それらの平均値を再付着点とした。

流量 Q の計測はバルブ下流出口より流れ出た流体をメスシリンダとストップウォッチを用いて 100 秒間以上採取して行った。 v は水温を測定して、水温と v との関係式より決定した。

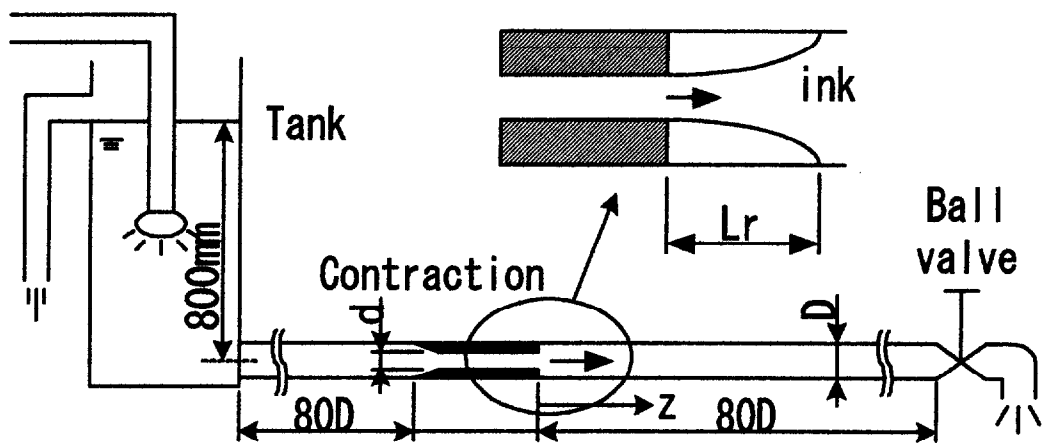


図3-3 (a) L_r 測定用実験装置概略

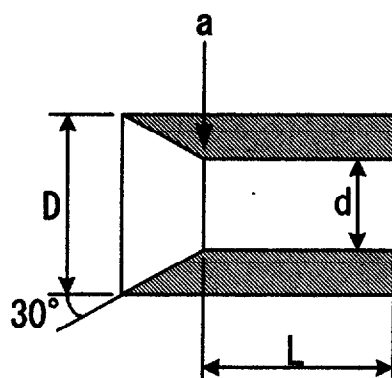


図3-3(b) 収縮部形状

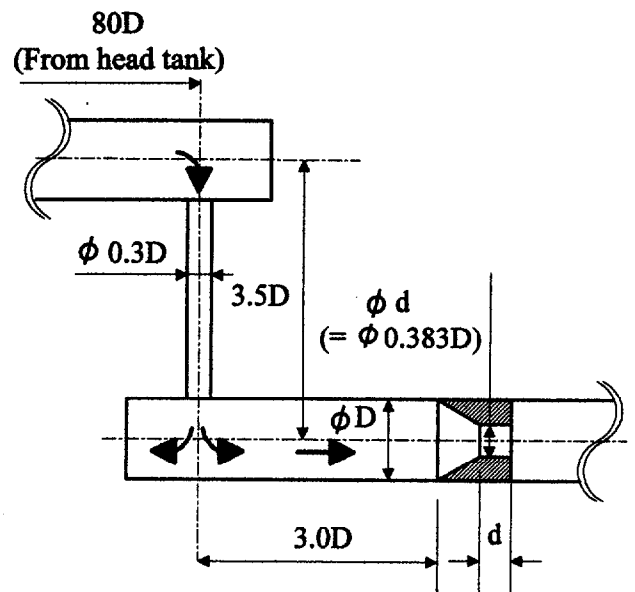


図3-3(c) クランク管形状
(Top view)

3. 3 再付着長さの測定結果および考察

3. 3. 1 管の太さの影響

図3-4に、収縮部形状が相似であるが ($L/d=1.0$, $d/D=0.38$)、円管直径 D が 10.47mm, 20.34mm と異なる場合の L_r の測定結果を示す。収縮部の上下流の管路も相似とした。横軸は収縮部内レイノルズ数 Re_d 、縦軸は L_r と円管内径 D の比 L_r/D である。図より L_r/D と Re_d の関係が次の三つの領域に分けられることがわかる。図3-5に各領域における代表的な可視化写真を示す。

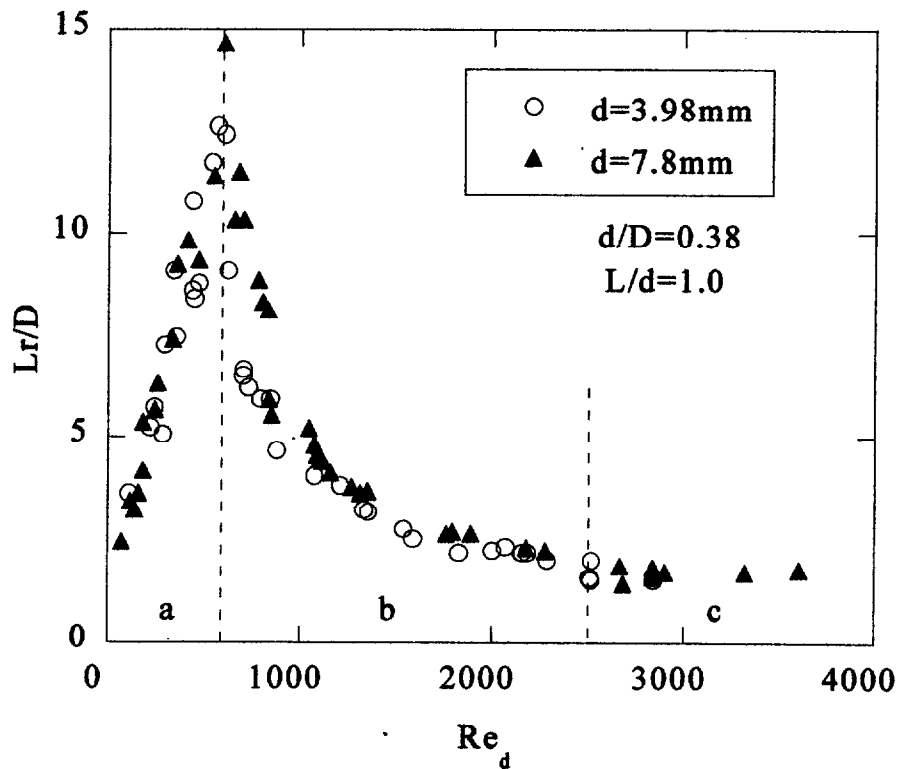


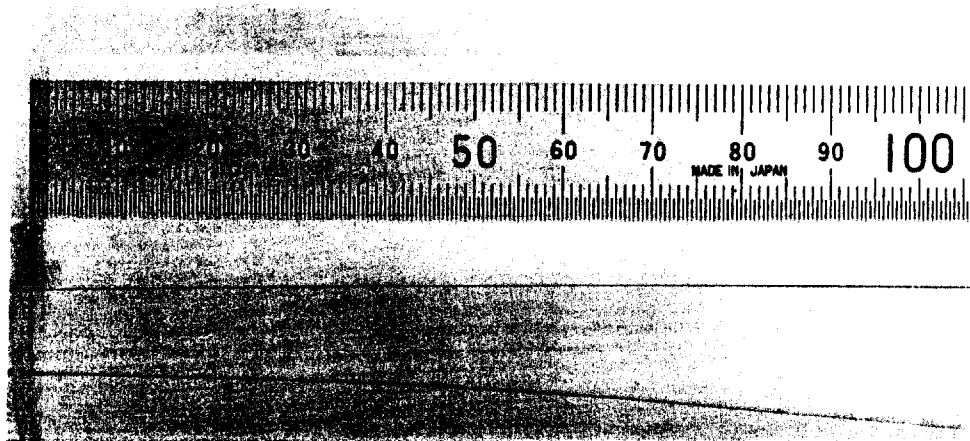
図3-4 直径は異なるが、形状が等しい収縮部を用いて測定された収縮部内レイノルズ数 Re_d と再付着長さ L_r との関係。 L_r は下流管直径 D によって無次元化されている。直径が異なっても形状が等しければ L_r/D と Re_d の関係は一つにまとまる。

a.層流領域 L_r は Re_d の増加に伴い直線的に増加する。図3-5(a)に示すように流れ場は安定した層流となっており、従ってインクの道筋は滑らかな曲線となり、再付着点は一点に決定することができる。この状態では収縮部下流の噴流の半径方向の広がりには分子粘性拡散が支配的であると考えられる。

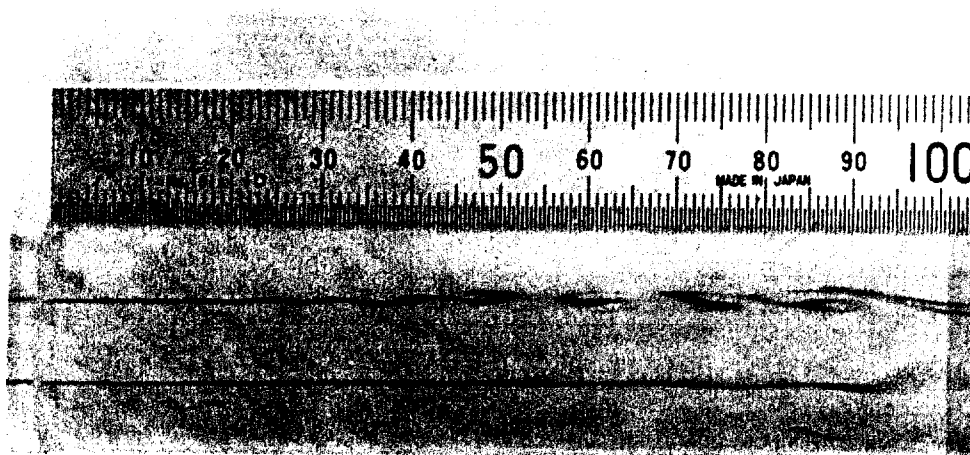
b.遷移領域 層流領域で最長点に到達したのち、 L_r は Re_d の増加に伴って急減する。図3-5(b)に示すように流れ場においては、収縮部より流れ出したインクはジェットを形成したのち揺れはじめ、その揺らぎは下流にゆくにつれて増大し、最終的に大きな乱れとなって管壁に再付着する。高いレイノルズ数では規則的な渦列が観測される。このように遷移領域では、噴流の半径方向の広がりには分子粘性拡散から渦による流体塊のダイナミックな拡散が支配的になると考えられる。

c.乱流領域 L_r は Re_d の増加に対して大きな変化がなくなりほぼ一定値となる。図3-5(c)に示すようにこの領域では収縮部から流れ出したジェットはすぐに乱れ、管断面全体に広がり、噴流は乱流噴流となって管壁に再付着する。従って、この領域では噴流の半径方向の広がりにはランダムな渦運動による乱流拡散が支配的であると考えられる。

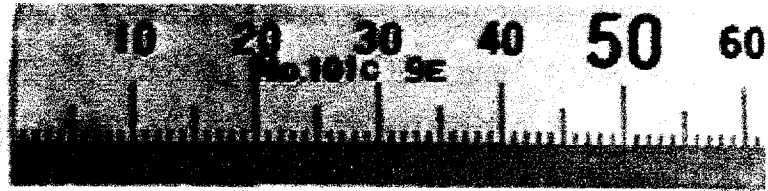
再付着点が容易に決定できる層流領域と乱流領域および遷移領域の $Re_d > 900$ では $d=3.98\text{mm}$ と $d=7.8\text{mm}$ のデータは良く一致している。また、遷移領域の $Re_d < 900$ ではわずかな Re_d の変化で L_r の変化が大きいため両者に差は見られるが、その差は測定の際のばらつきの範囲内である。よって、 L_r/D と Re_d の関係は管の太さに依存しない。



(a) $Re_d=276$



(b) $Re_d=766$



(c) $Re_d=3425$

图 3-5 可視化写真 ($d/D=0.38, L/d=1.0$)

3. 3. 2 収縮部上流の流路形状の影響

図3-4の実験で用いた収縮部形状はBack and Roschke⁽²⁷⁾の実験で用いられたものと相似であったが、本研究と彼らの結果は図3-6の▲と○で示すように大きく異なった。Back and Roschke⁽²⁷⁾の実験装置では収縮部上流で流体は半径方向から供給されたとの記述があり、これにより収縮部に流入する流れはかなりの擾乱を含んでいることが推測される。そこで、収縮部上流の流路を図3-2(c)に示すようなクランク形状とし、収縮部上流の状態を変化させた実験を行った。その結果を図3-6に◆印で示す。クランク流路(Type II)の場合、層流領域が狭くなりその結果 $Re_p > 350$ で直線流路(Type I)の場合よりも L_r が大幅に減少して、Back and Roschke⁽²⁷⁾の結果に近づく。上流流路形状の影響を明らかにするため、0.2D下流の管中心における軸方向および半径方向流速をレーザードップラー流速計により計測した。図3-7にその結果を示す。図よりクランク流路の場合 $Re_p > 400$ での主流の乱れ強さの増加と、 $Re_p > 200$ での半径方向の速度成分(偏流)が確認された。以上のことから、上流の流れ場で作られる乱れは L_r に大きな影響を及ぼすと考えられ、Back and Roschke⁽²⁷⁾の結果は乱れの影響が顕著に現れた特別な場合であると思われる。 L_r に対する収縮部長さと直径比の影響を調べるためには、このような乱れの影響は好ましくない。そこで以下の実験および議論では、収縮部上流に80Dの管を取り付けて流れを十分に発達させた場合のみについて取り扱うことにする。

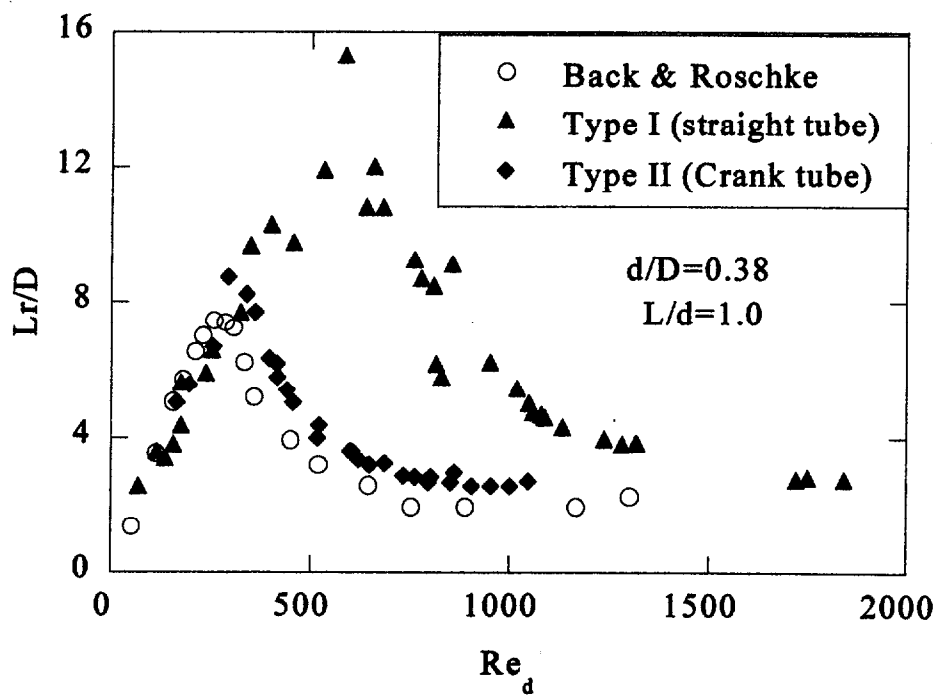
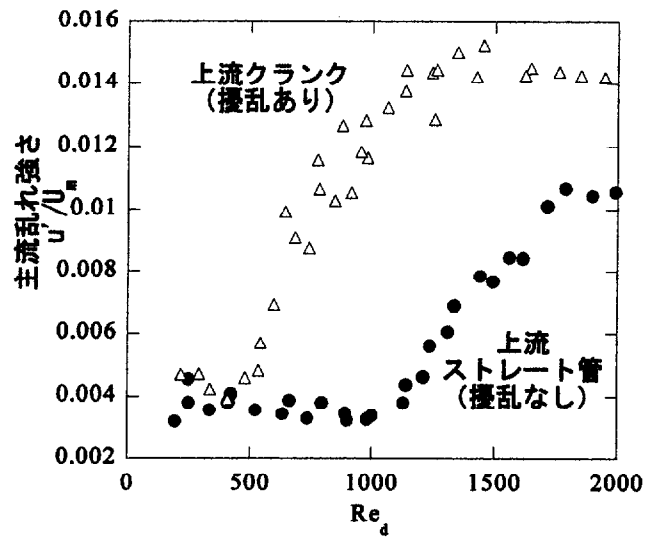
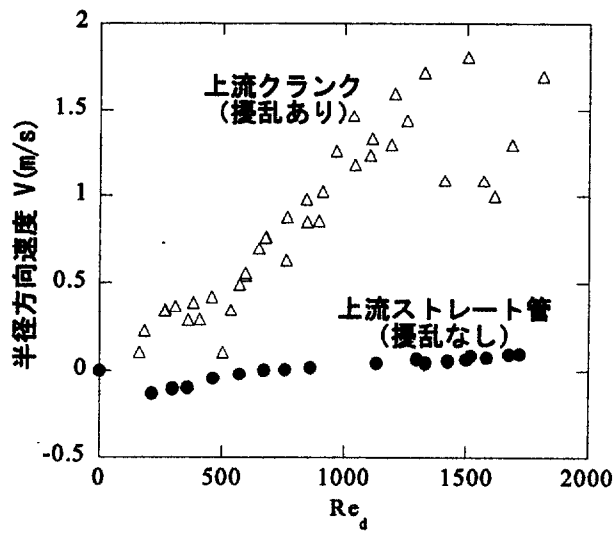


図3-6 収縮部上流の流路形状の影響
 Type I — 収縮部上流は直管が接続 (図3-3(a))
 Type II — 収縮部上流はクランク管が接続 (図3-3(c))
 Back and Roschke の論文には彼らの実験装置は収縮部上流に半径方向からの流入があると記述



(a) 収縮部出口における中心速度の乱れ強さ u'/U_m の上流流路形状の影響



(b) 収縮部出口における半径方向速度成分 V (m/s) の上流流路形状の影響

図 3-7 収縮部出口における速度成分に及ぼす上流流路形状の影響

3. 3. 3 収縮部長さおよび直径比の影響

収縮部長さを変えた実験は $L/d=1.0, 3.0, 6.0, 10.0, 21.6, 150.0$ の 6 通りについて行い、直径比はすべて $d/D=0.5$ とした。図 3-8 に $L/d=1.0, 3.0, 150.0$ の場合の結果を示す。図を見ると、いずれの L/d でも層流領域では Re_d の増加に伴って L_r/D が増加するが、その勾配は L/d が大きいほど急になっている。また、層流領域は L/d が大きくなるとやや広がるが、 L_r/D の最大値はかなり大きくなる。

遷移領域ではいずれの L/d の場合にも再付着点が流れ方向に変動する現象が見られた。この変動には大別して二種類あり、一つは再付着点が狭い範囲で不規則に振動するものと、もう一つはかなり隔たった二カ所の間で再付着点が移動するものである。後者は主に $L/d=150$ の遷移領域で見られ周期性を持つが、 Re_d が乱流領域に近づくと周期性が乱れる。この振動における再付着点は流れに沿って上流から下流に移動し、急に下流から上流へと戻る。しかしながら、これらの変動のメカニズムは不明である。図中のエラーバーはこの二種類の変動の最も上流と下流の範囲を示し、マークはその平均値を示している。

$L/d=150.0$ の場合、測定範囲内の Re_d では遷移領域と乱流領域の境界は明確ではないが、 $L/d=1.0, 3.0$ ではおよそ $Re_d > 2500$ で L_r/D はほぼ一定値(≈ 2)となる。

$L/d=6.0, 10.0, 21.6$ の場合の実験結果は、上記の三領域とも $L/d=3.0$ の場合と 150.0 の場合の結果との間になるが、特に層流領域では $L/d=150.0$ の場合と大きな差は見られなかった。すなわち、収縮部長さの影響は L/d の増加に伴って急激に変化することが分かる。

次に、図 3-9 に直径比 d/D を変化させた場合の実験結果を示す。実験では $D=20.34\text{mm}$ の管を用い、 d を変えて $d/D=0.383, 0.500, 0.687, 0.784$ の 4 通りについて測定した。なお、 L/d はすべて 1.0 とした。図から、 d/D の増加に伴い層流領域の拡大と最大再付着長さの減少が見

られ、結果として Re_d に対する Lr/D の勾配は緩やかになっていることがわかる。また、高い Re_d では Lr/D は d/D によらず一定値(≈ 2)に近づいている。

Back and Roschke⁽²⁷⁾は Lr の整理にステップ高さ h (本報告では $(D-d)/2$) を用いて Lr/h としているが、図3-9の結果にこの整理法を適用しても、 Lr/h の層流領域での d/D への依存性は存在する上、乱流領域では d/D に依存して Lr/h の値が変化してしまうため、妥当な整理法とは言えない。

以上の実験結果から、 Re_d と Lr/D の関係には層流領域と遷移領域の境界レイノルズ数とそのときの最大再付着長さという特徴があり、これらが収縮部長さ L/d および直径比 d/D に対する依存性を持つことがわかる。図3-10に境界レイノルズ数の d/D に対する依存性を L/d をパラメータとして示す。

図より境界レイノルズ数は d/D が大きいほど大きな値を取ることが分かる。また、 L/d の増加も境界レイノルズ数を増加させるが、その影響は d/D の増加に伴って小さくなる。しかしながら、この境界レイノルズ数がどのようなメカニズムで決定されているかについては不明である。

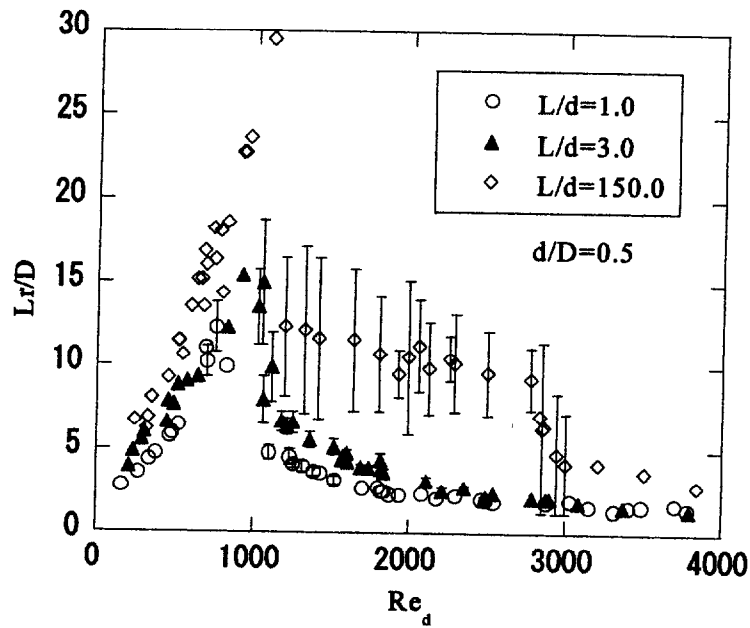


図3-8 再付着長さ Lr/D と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係に及ぼす収縮部長さ L/d の影響。 D は下流管内径、 d は収縮部内径。

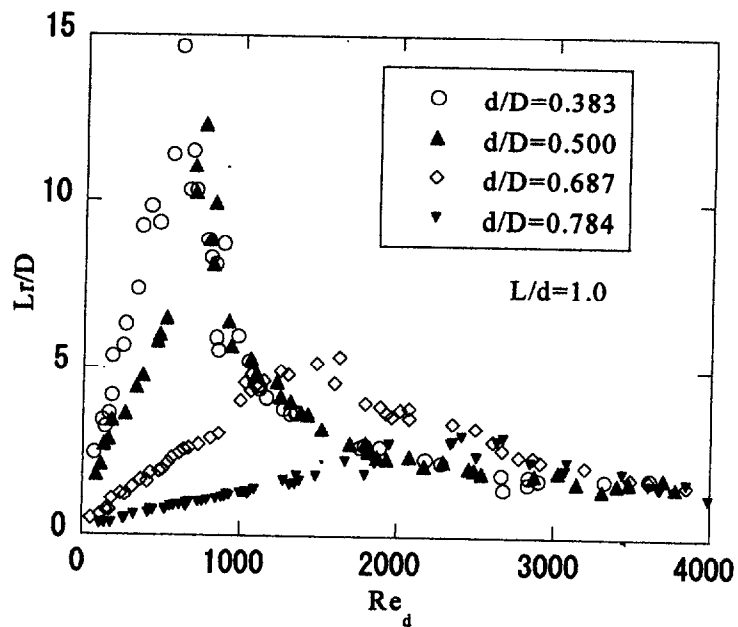


図3-9 再付着長さ Lr/D と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係に及ぼす直径比 d/D の影響。 D は下流管内径、 d は収縮部内径。

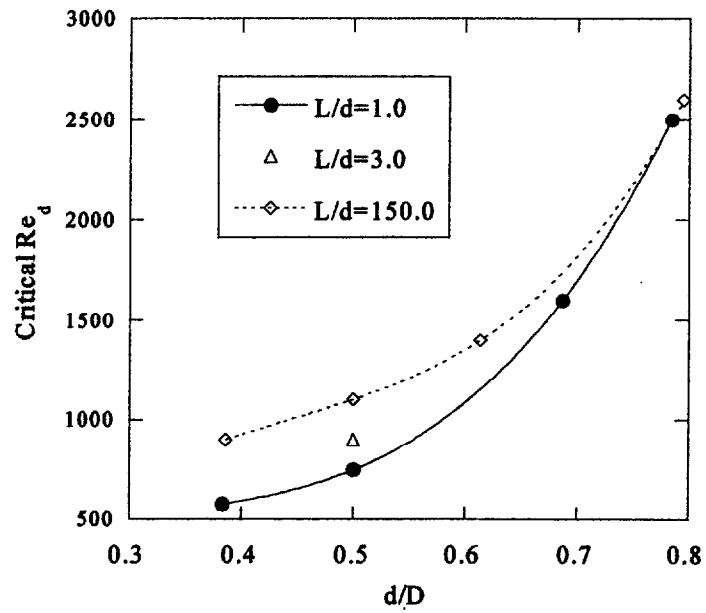


図3-10 層流から遷移状態へ移行する臨界レイノルズ数の管径比 d/D に対する変化。プロットは測定値であり、それらをスムーズな曲線で結んだ。

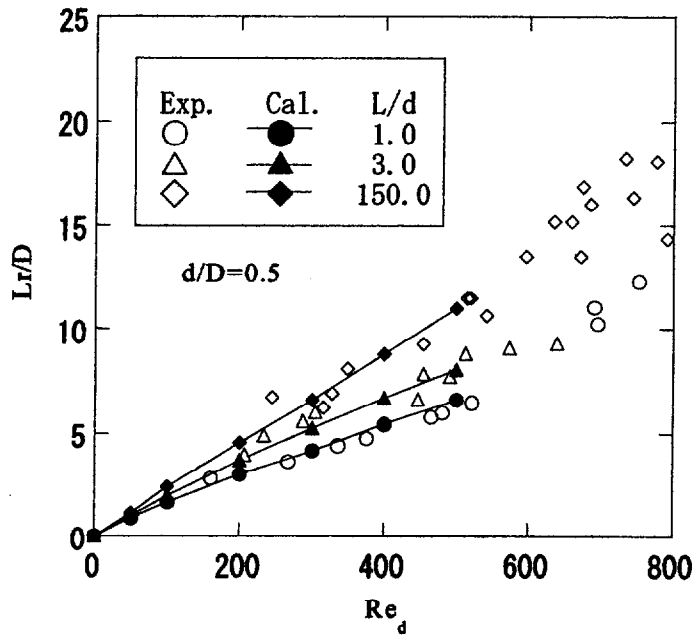
3. 4 低レイノルズ数における再付着長さの数値解析結果

生物内流れにおけるレイノルズ数は比較的小さいため、層流領域での L_r の評価のみでも十分意義があると考えられる。但し、実験結果においてはばらつきがあることから、十分な定量的評価が行えないと思われる。そこで、数値解析を利用して層流領域の評価を行うことにする。

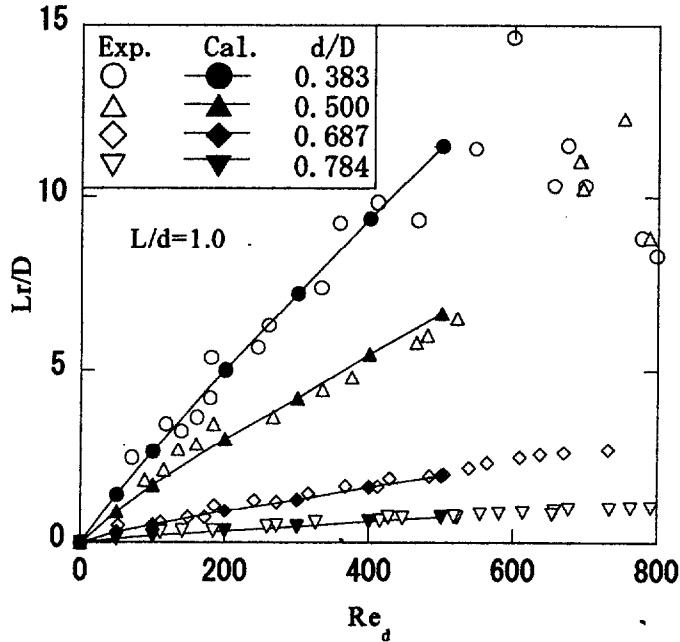
流れの計算は汎用流体解析ソフト (α -Flow) を用い、非圧縮軸対称定常流れを仮定した。軸対称の仮定より計算領域は軸中心から管壁までの一面とした。入り口境界は、収縮平行部入口(図3-3(b)のa)として一様流を流入させ、出口境界は収縮部出口より十分下流としてノイマン条件を与えた。収縮部内での流れの発達が L_r に影響することが予想されたので、流れ方向のメッシュ間隔をより細くなるようにした。計算結果から再付着点の決定は管壁から一つ内側のメッシュ点の主流方向速度成分がゼロとなる点とした。

3. 4. 1 数値解析と実験結果との比較

図3-11(a)、(b)に層流領域における収縮部長さ L と直径比 d/D を変化した場合の L_r の実験および計算結果の比較を示す。実験結果にばらつきが少ない場合は両者はよく一致し、ばらつきがある場合も平均的には良い一致を示している。従って、数値計算結果を用いて L_r/D の評価を行うことに問題はないと考えられる。本章の以下の解析ではすべて数値計算の結果を用いている。



(a) 収縮部長さを変化させた場合



(b) 直径比を変化させた場合

図.3-11 実験と数値解析によって求めた再付着長さ Lr/D と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係の比較。

3. 4. 2 収縮部長さの影響

図3-11(a)から d/D が一定であれば Lr/D はほぼ Re_d に比例し、両者の比 $Lr/(D \cdot Re_d)$ が L/d によって決定されているように見える。そこで、いくつかの Re_d において L/d をさらに細かく変化させて計算を行い、 $Lr/(D \cdot Re_d)$ を求めた。その結果を図3-12に示す。図より $Lr/(D \cdot Re_d)$ は L/d に対してある傾向をもって変化しているが、 L/d が小さい場合には Re_d に対する依存性も見られる。すなわち、図3-11(a)における $L/d=1.0, 3.0$ の計算結果は直線でないことがわかる。また、 L/d が大きい場合には L/d によらず $Lr/(D \cdot Re_d)$ は一定値となり、 L/d がおよそ30以上で $Re_d (<500)$ に対する依存性もなくなる。収縮部出口での流速分布を考えてみると、 $Re_d < 500$ の範囲では $L/d > 32$ であれば常にポアズイユ流となるが、 $L/d < 32$ では収縮部出口の流速分布は $Re_d, L/d$ によって変化する。このことは、収縮部出口での速度分布が $Lr/(D \cdot Re_d)$ の決定要因となっていることを示唆する。Nikuradse⁽³⁵⁾によると一様流から発達する助走区間での円管内速度分布は $L/(d \cdot Re_d)$ のみの関数であり、この値が0.065以上ではポアズイユ流になる。そこで、図3-12の横軸を $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ に変更してみた。その結果を図3-13に示す。しかしながら、図中における矢印のデータのように $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ と $Lr/(D \cdot Re_d)$ の関係は一つの曲線にまとめることはできない。この原因は、 $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ が等しければ出口速度分布が等しいという仮定が低い Re_d では崩れていると考えられる。この点については、3.5節にて調査する。けれども、図3-13より $Re_d \geq 200$ ではよくまとまっている。そこで、 $Re_d \geq 200$ では d/D が一定であれば $Lr/(D \cdot Re_d)$ は収縮部出口の流速分布のみの関数となることが示された。

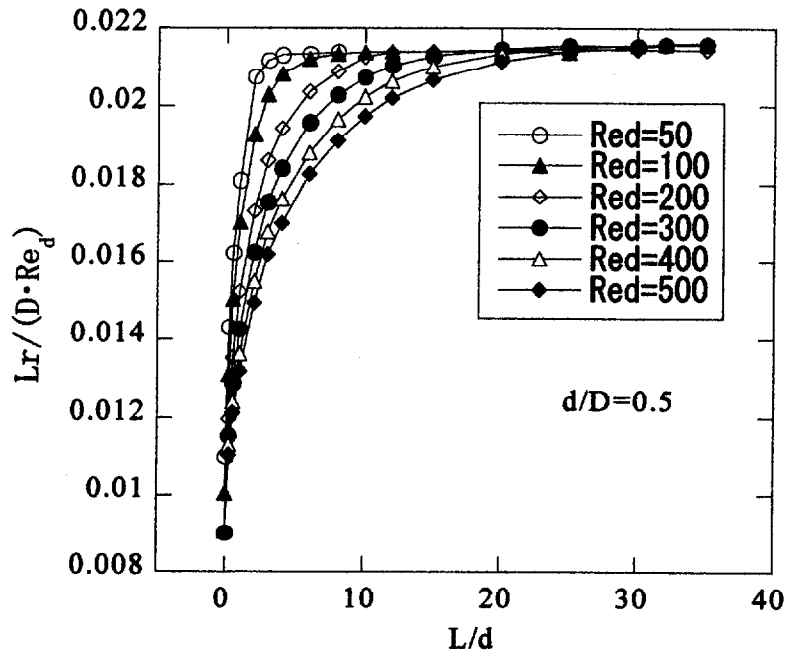


図3-12 収縮部長さ L/d に対する再付着長さ L_r/D と収縮部内レイノルズ数 Re_d の比。

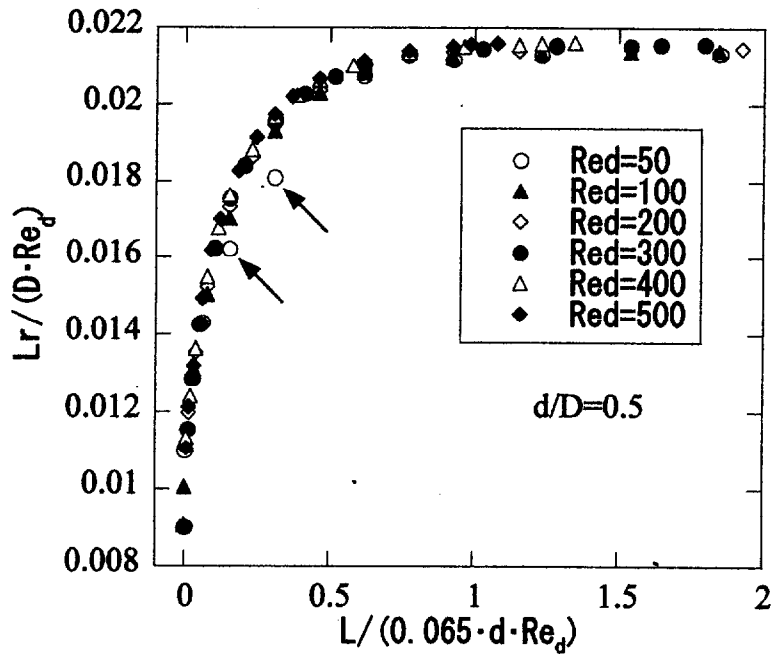


図3-13 速度分布の発達指標 $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ に対する再付着長さ L_r/D と収縮部内レイノルズ数 Re_d の比。

3. 4. 3 直径比の影響と再付着長さを算出できる実験式の導出

図3-14に d/D を変えたときの結果を示す。計算は $L/d=3.0, 6.5, Re_d \geq 200$ の条件で行った。図には示さなかったが $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d) > 1$ 以上では $L_r/(D \cdot Re_d)$ は一定となる。これらの関係を下の式で近似した。

$L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d) < 1$ の場合

$$L_r/(D \cdot Re_d) = b + a \sqrt{1 - \{1 - L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)\}^4}$$

(3.1)

$L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d) \geq 1$ の場合

$$L_r/(D \cdot Re_d) = a + b \tag{3.2}$$

図中の実線は近似式の結果であり、係数 a, b は最小自乗法により定めた。図3-15に係数 a, b と d/D の関係を示す。この図を用いることにより、層流領域における任意のレイノルズ数、収縮部長さ L/d 、直径比 d/D での再付着長さ L_r を計算することができる。

この実験式より求めた L_r と図3-8, 9以外の実験結果との比較を図3-16(a)に、また Macagno and Hung⁽²⁶⁾、Feuerstein ら⁽²⁸⁾、Pak ら⁽³¹⁾ による実験結果および Scott and Mirza⁽³²⁾ の計算結果との比較を図3-16(b)に示す。図3-16(a)から、層流であれば実験式が高いレイノルズ数の結果もよく表すことがわかる。図3-16(b)から、Macagno and Hung⁽²⁶⁾、Pak ら⁽³¹⁾ の実験結果および Scott and Mirza⁽³²⁾ の計算結果と我々の実験式はよく一致する。しかし、Feuerstein ら⁽²⁸⁾ の実験結果は我々の実験式より大きな値を示しており、この原因については不明である。

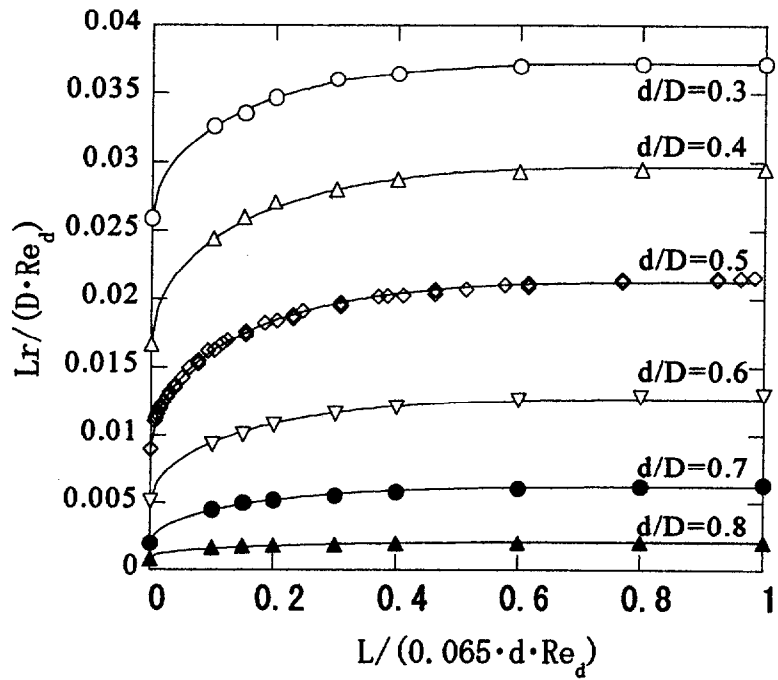


図3-14 管径比 d/D をパラメータとして速度分布の発達の指標 $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ と再付着長さ Lr/D と収縮部内レイノルズ数 Re_d の比の関係。

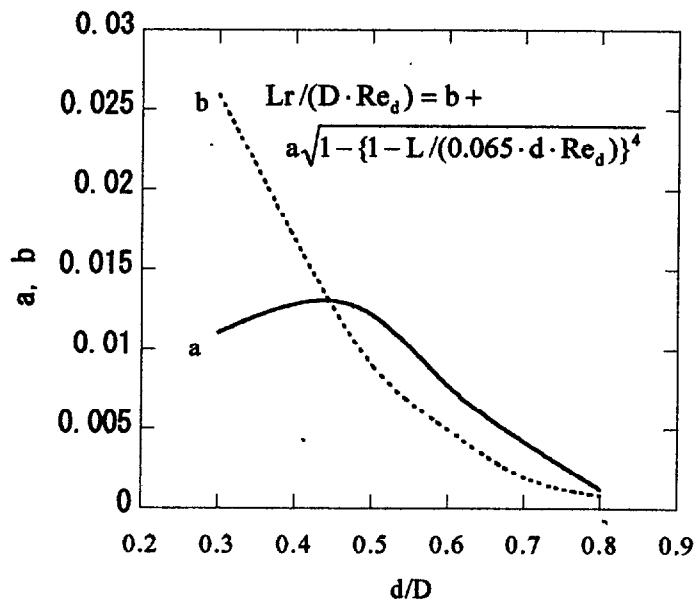
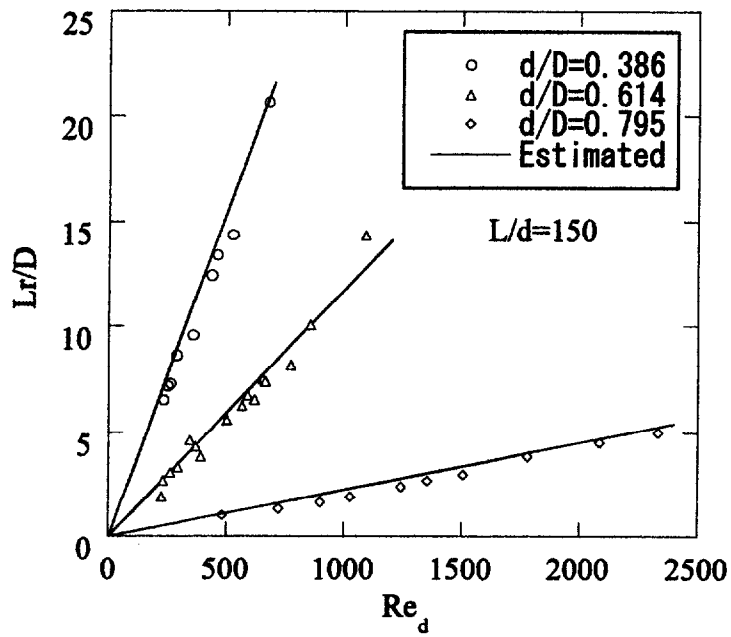
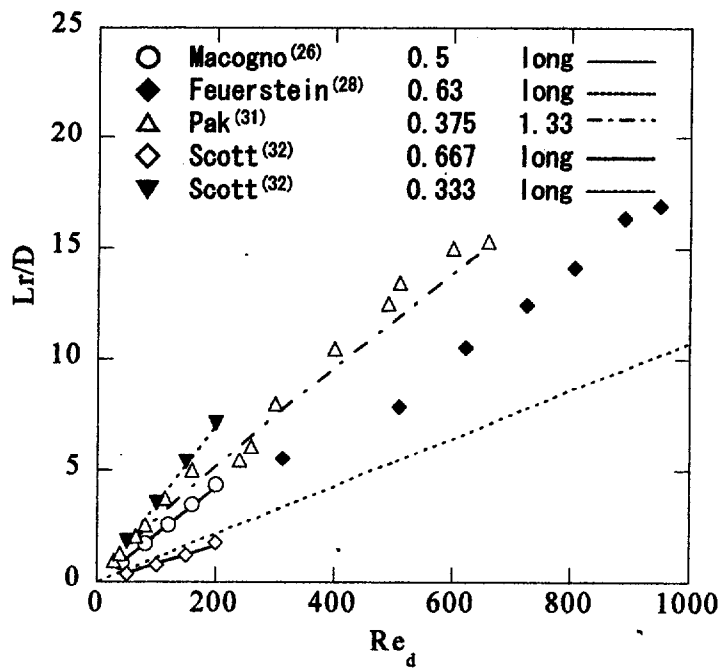


図3-15 $Lr/(D \cdot Re_d)$ と $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ の関係を示す実験式における係数 a , b の d/D をパラメータとしたチャート。



(a) 本研究の実験結果との比較



(b) 他の研究者の実験および数値解析結果との比較

図3-16 実験式によって得られた再付着長さ Lr/D の検証

3. 5 低レイノルズ数の直管内入口流れにおける Nikuradse のレイノルズ数相似則の限界

前節において、収縮部長さの無次元量 $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ が等しければ収縮部出口速度分布が等しいという仮定が低レイノルズ数では崩れることが示された。これは、低レイノルズ数では Nikuradse⁽³⁵⁾ のレイノルズ相似則に限界があると考えられる。この点について以下の二つの要因を調査する。

3. 5. 1 入口近傍におけるレイノルズ数依存性

管入口で一様流が流入されて、その下流では管壁の粘性の影響により徐々にポアズイユ流へと変化していく。このような直管内の入口流れの研究は図 3-17 に示すようにすでに Nikuradse⁽³⁵⁾ により行われている。彼によると、層流状態において、入口からの距離 x を $x/(D \cdot Re)$ で無次元化した位置における半径方向速度分布は、管内平均流速で無次元化することにより Re に依存無く一つの分布にまとめられることが示された。これはレイノルズ数相似性の例として非常に有名である。

しかしながら、近年の数値解析の発展により、Nikuradse⁽³⁵⁾ が測定することが困難であったと思われる低レイノルズ数および入口近傍における入口流れを知ることができるようになった。Hornbeck⁽³⁶⁾ は運動方程式として境界層方程式を用いて数値解析を行った。図 3-18 に示すように彼の計算結果は Nikuradse の実験結果と非常によく一致した。しかし、Friedmann ら⁽³⁷⁾、Atkinson ら⁽³⁸⁾ は近似の無い Navier-Stokes 方程式を用いて数値解析を行い、低レイノルズ数かつ入口近傍において Nikuradse⁽³⁵⁾ の実験には見られなかった速度分布の湾曲を示した。この速度分布の湾曲とは、中心速度よりも管壁近くの方が速度が大きくなる現象である。この現象に関して Friedmann ら⁽³⁷⁾、Atkinson ら⁽³⁸⁾ は、境界条件として入口に一様流を定義することが適当でないという理由から実際の物理現象を表して

いないとしている。

しかし、入口近傍において境界層は薄く、境界層近似が成り立つとは考えられない。そこで、図3-19に示すように直管入口にベルマウスを取り付けて、十分離れた等距離に入口境界条件を定義して、直管内での速度分布を計算した。図3-20に直管入口での速度分布を示す。図より全てのReにおいて速度分布は一樣流ではなく、さらにReの相似性は見られない。また、ベルマウス半径 γ を変化させても、入口速度分布は大きく変化することが分かった。よって、ベルマウスを取り付けることにより入口で一樣流という条件が成り立たず、かつ直管内の流れは上流の形状に影響されるこのことが示された。これは図3-17のNikuradse⁽³⁵⁾の実験結果において一樣流の流入条件が成り立たないことを示唆している。

しかしながら、収縮部下流の流れ場を取り扱う際に、収縮部上流の流れ場の状態まで考慮することはかなり複雑である。そこで、一樣流の流入条件は成り立つと仮定して、入口流れのレイノルズ数依存性を調べてみる。図3-21に各レイノルズ数における計算結果とNikuradse⁽³⁵⁾の実験結果との比較を示す。Friedmannら⁽³⁷⁾、Atkinsonら⁽³⁸⁾によって示されたように低レイノルズ数および入口近傍で速度分布の湾曲が見られ実験結果とは大きく異なるが、下流に行くにつれてその差は小さくなる。そこで、Nikuradse⁽³⁵⁾の実験結果が比較的よく成り立つ、つまりレイノルズ相似性が成り立つ範囲を決定することを行う。

まず、図3-22に $z/(D \cdot Re) = 0.005$ の各半径位置における速度のレイノルズ数依存性を示す。Reが大きくなるに伴って u/U は1からある一定値へと収束する傾向を持つ。ここで、図中の実線はReと u/U の関係を

$$u/U = 1 + a \cdot \left(\frac{Re^i}{\theta^i + Re^i} \right) \quad (3.3)$$

を用いてフィッティングを行い、係数 a 、 θ 、 i を最小自乗法により求めた。ここで、 $(a+1)$ は図3-22において十分収束したときの u/U の値を示しており、 θ はその収束値の50%に到達したときのRe数の値を示している。

図3-22 より $r/R=0$ においてレイノルズ数依存性が大きな Re まで残っていることがわかる。そこで、 $r/R=0$ における速度のレイノルズ数依存性を調査する。

図3-23 に、 $z/(D \cdot Re)$ に対する係数 a, θ, i の変化を示す。ここで、Nikuradse⁽³⁵⁾の相似則が成り立つ許容範囲として収束値の90%までと仮定する。そうすると、そのときの許容レイノルズ数 Re_c は図3-23 の係数を用いて次式で得られる。

$$Re_c = \sqrt[3]{9 \cdot \theta} \quad (3.4)$$

図3-24 に、 $z/(D \cdot Re)$ に対する Re_c の変化を示す。図より $z/(D \cdot Re)$ が大きくなると Re_c は急速に減少している。この Re_c よりも大きなレイノルズ数では Nikuradse⁽³⁵⁾の相似則が最大90%の差で成り立つと言える。例えば、 $Re_d \geq 200$ で出口速度分布の相似則が成り立つには、 $L/(d \cdot Re_d) > 0.006$ となる必要があることがわかる。さらに、 $z/(D \cdot Re)$ とそのときの Re_c を掛け合わせると、Nikuradse⁽³⁵⁾の相似則が成り立つ領域と成り立たない領域を z/D と Re の座標上で区分できる。図3-25 より、 $z/D > 2$ であれば全てのレイノルズ数で Nikuradse⁽³⁵⁾の相似則は成り立つことが分かる。

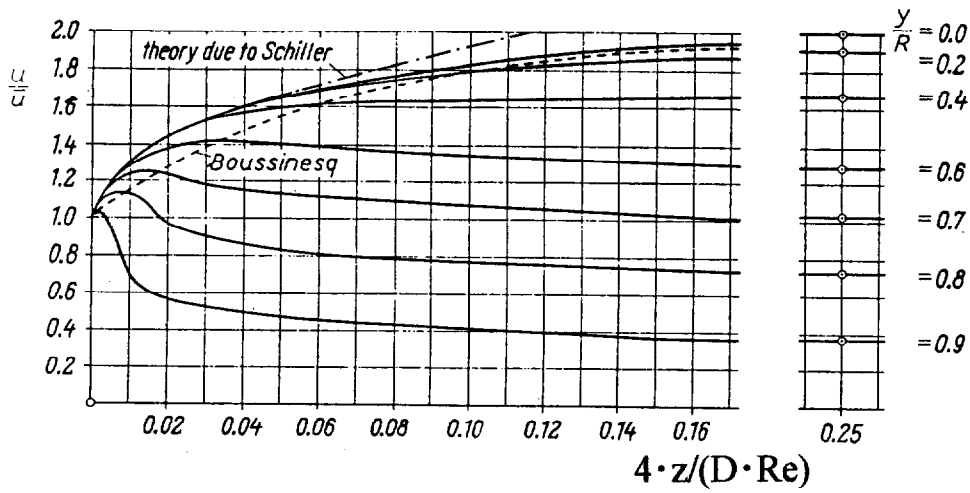


図3-17 Nikuradseにより測定された層流における円管内入口部分での速度分布。(論文(35)抜粋)

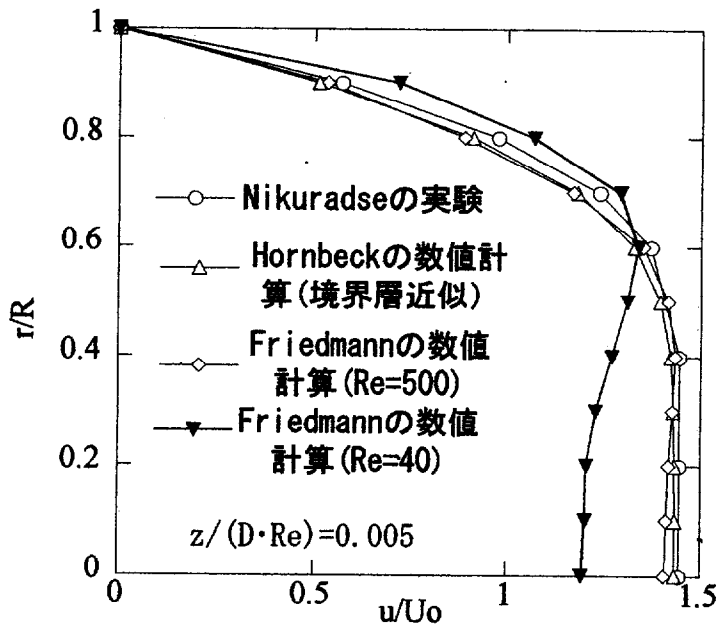


図3-18 他の研究者による低レイノルズ数における円管内入口近傍での速度分布。 U_0 は円管内平均速度。

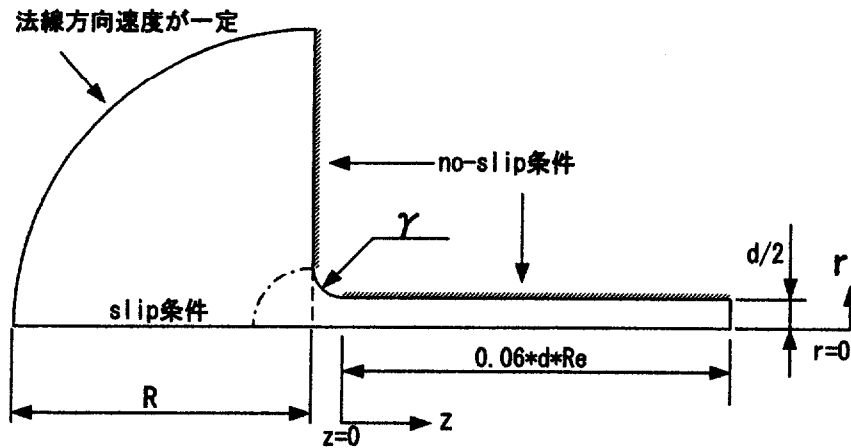


図3-19 ベルマウスを有する直管内入口流れの境界条件

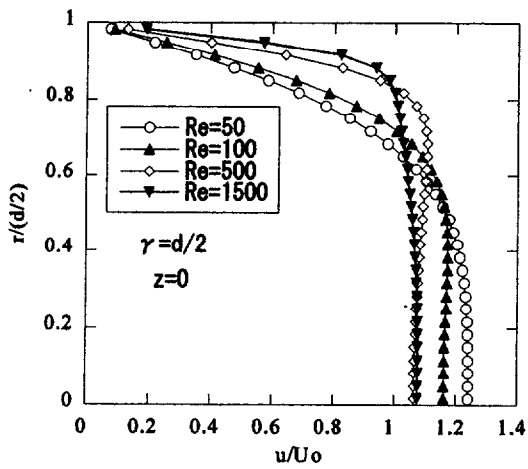


図3-20(a) 直管入口における速度分布に及ぼすレイノルズ数の影響

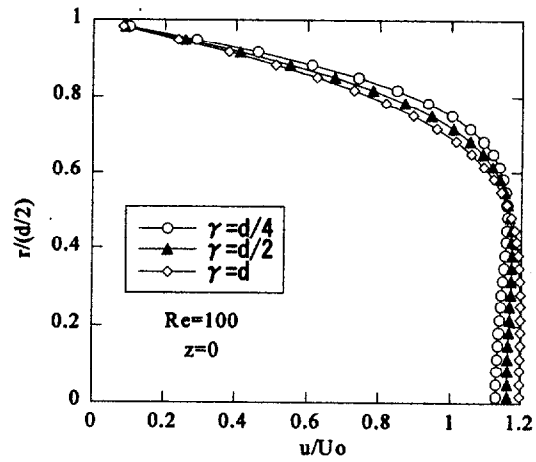
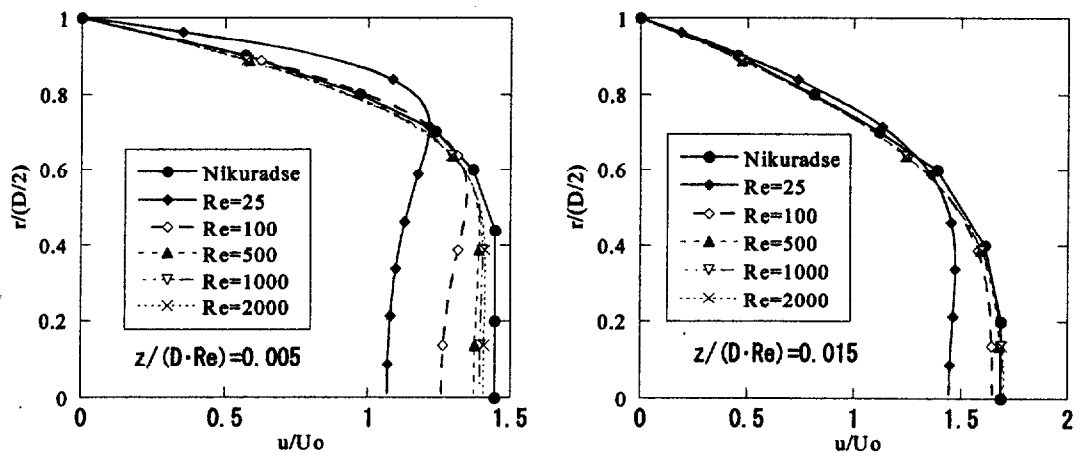


図3-20(b) 直管入口における速度分布に及ぼすベルマウス半径の影響



(a)

(b)

図3-21 入口流れに及ぼすレイノルズ数の影響。Nikuradseの実験結果と比較。

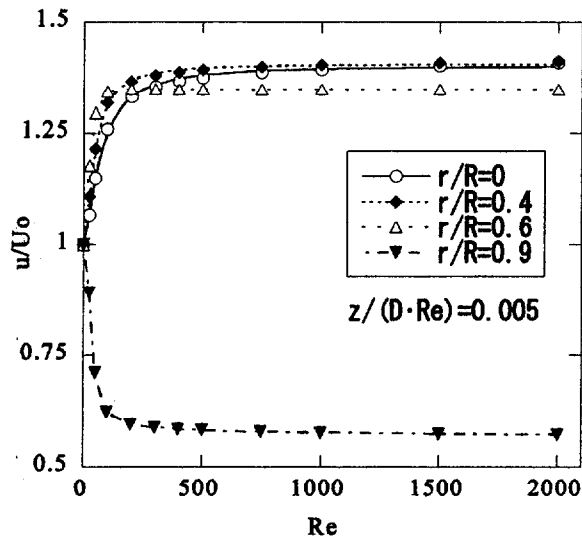


図3-22 各半径位置における速度のレイノルズ数依存性

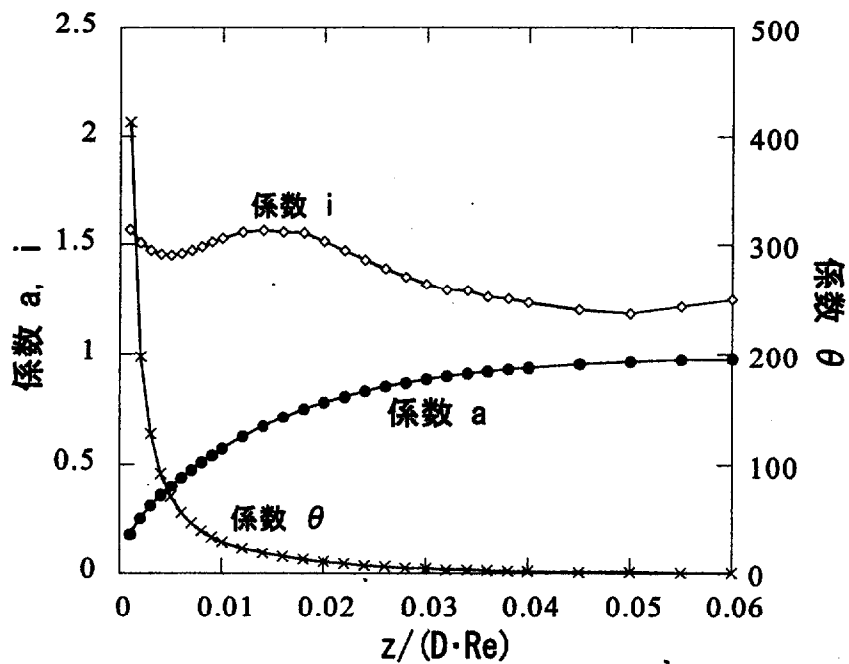


図3-23 $r/R=0$ における速度分布 u/U を表す式の係数の $z/(D \cdot Re)$ に対する変化。(a+1)は十分収束したときの u/U の値。 θ はその収束値の50%に達したときのRe数。

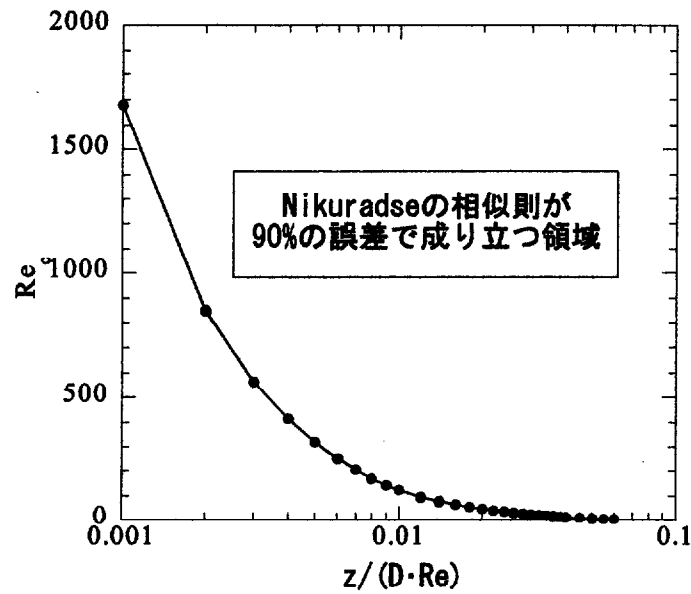


図3-24 $z/(D \cdot Re)$ における許容レイノルズ数 Re_c の変化。 Re_c は、Nikuradse の相似則が成り立つ許容範囲として、高 Re 数での収束値の90%における値となる Re 数と定義。

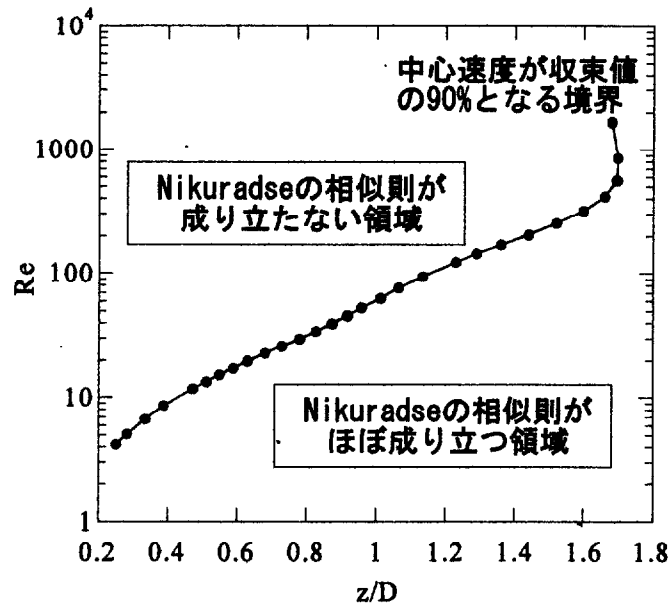


図3-25 入口部分において Nikuradse の相似則が成り立つ範囲とそうでない範囲を Re 数と z/D にて図示。

3. 5. 2 急拡大に起因する収縮部内速度分布への影響

前節の議論では、収縮部が短い場合での収縮部出口における速度分布のレイノルズ依存性は説明ができる。しかしながら、非常に低いレイノルズ数では十分長い収縮部を用いても速度分布の相似性は崩れることが分かっている。これは、収縮部出口でジェットは急激に拡大し半径方向へと拡散していくため、この拡散がレイノルズ数に依存しており、その影響が上流に伝播したことに起因すると考えられる。そこで、本節では、この影響について調査する。

計算条件は、収縮部形状 $L/(D \cdot Re_d) = 0.04$ 、 $d/D = 0.5$ として収縮部入口条件としてポアズイユ流を与え、 Re_d を 30~1000 と変化させた。

図3-26 に収縮部出口における半径方向速度分布を示す。横軸は各半径位置の速度を収縮部内平均流速 U_m にて無次元化している。図より、中心および壁面近傍での速度の相違が著しい。図3-27 に中心流速および壁面流速と Re_d の関係を示す。よって、 Re_d が減少すると、中心速度は減少しかつ壁面速度は増加している。これは、低レイノルズ数の方が、より多く中心の運動量が壁面に運搬されていることを示している。

図3-28 に収縮部から出て拡大管入口における半径方向速度分布を示す。横軸は半径方向速度 U_r を収縮部内平均速度 U_m で無次元化している。横軸は中心から管壁に向かう速度を正にとっている。 $r/R < 1$ では収縮部から流れ出たジェット流れの、 $r/R > 1$ では剥離域内流れの速度成分を示している。 $r/R < 1$ において U_r/U_m は正であり、ジェット流れは管壁に向かって拡散している。この拡散した流量を補うように剥離域内では中心に向かう流れとなっている。注目すべきはジェット内の U_r/U_m であり、 Re_d が小さいほど U_r/U_m は大きい。つまり、拡散が強いことを示している。この低レイノルズ数における収縮部出口における強い拡散が収縮部内へと伝わって、図3-26 に示すような収縮部出口におけるレイノルズ依存性を生じさせたと推測される。しかし、図3-27 から分かるようにこの拡

散の差による影響は小さく、 $Re_d=100$ と 1000 の場合で中心における速度差は1%程度である。

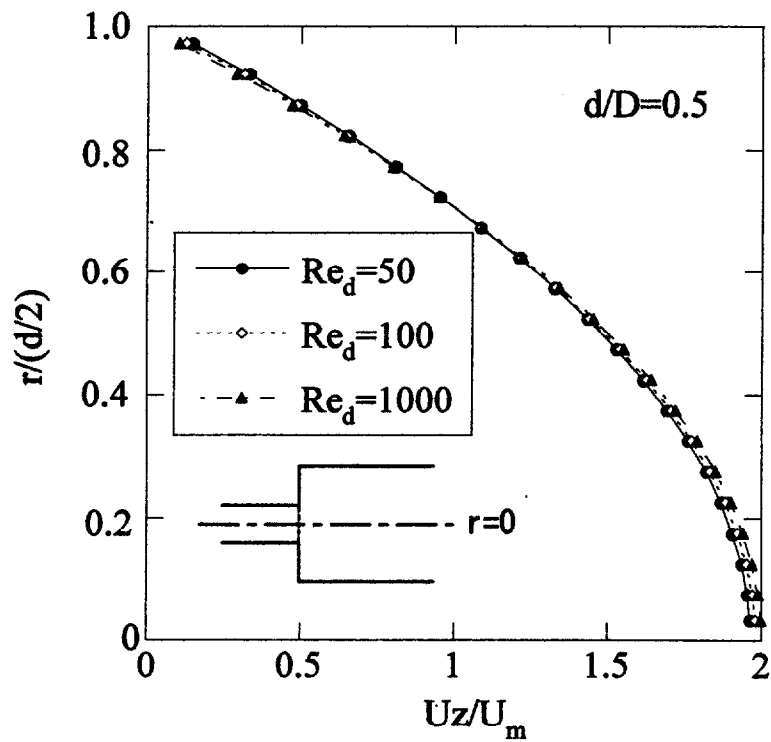


図3-26 収縮部内レイノルズ数 Re_d を変化させた場合の収縮部出口における半径方向速度分布の変化。 U_m は収縮部内平均速度。

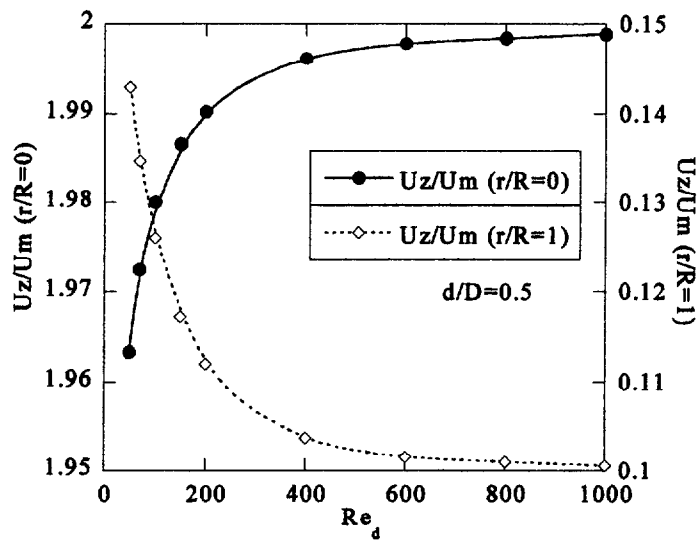


図3-27 収縮部内レイノルズ数 Re_d に対する収縮部出口における管中心速度および管壁速度の変化。

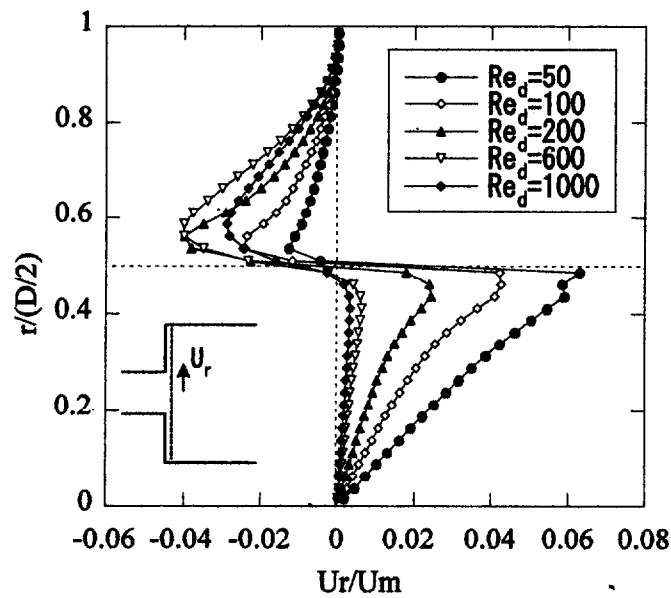


図3-28 拡大管入口における半径方向速度分布の収縮部レイノルズ数 Re_d 依存性。

3. 6 本章の結論

円管内収縮部下流の流れ場として剥離域の大きさを表す再付着長さに関して、収縮部長さと直径比および収縮部内レイノルズ数の影響について実験と数値解析より調査した。以下に得られた知見をまとめる。

- (1) 収縮部形状が相似であれば、収縮部内レイノルズ数 Re_d と Lr/D の無次元量によって一つの曲線にまとめることができた。
- (2) 流れの可視化より Lr/D と Re_d との関係は層流、遷移、乱流の三領域に分けられた。各領域における流れ場の特徴がわかった。層流領域では乱れが無く、安定した層流状態である。遷移領域では部分的な乱れが生じたり、規則的な渦放出が生じている。乱流領域では全体的に強い乱れが生じている。
- (3) 収縮部上流流路を乱れが生じるクランク形状流路に変更することにより、 Lr の遷移領域へ移行する Re_d が早まった。これより、収縮部上流の流れ場の状態が Lr へ大きく影響を及ぼしていることがわかる。Back & Roschke の結果はこのような収縮部上流流路形状の影響が大きい特別な場合であると考えられる。
- (4) 層流領域における数値解析より、 d/D を一定とし、 L 、 Re_d と Lr の関係は二つのパラメータ $L/(d \cdot Re_d)$ と $Lr/(D \cdot Re_d)$ によって一つの曲線で表現可能であることが明らかになった。これより $L/(d \cdot Re_d)$ は収縮部出口速度分布の決定要因であるから、 $Lr/(D \cdot Re_d)$ は収縮部出口流速分布の関数であると言える。しかし、このようなレイノルズ数相似性が成り立つ範囲は、 $L/(d \cdot Re_d) > 0.006$ 、 $Re_d > 200$ であることがわかった。
- (5) $L/(d \cdot Re_d)$ と $Lr/(D \cdot Re_d)$ の関係式を得て、その関係式の係数と d/D との関係を得た。これにより、層流領域における任意の Re_d 、収縮部長さ L/d 、直径比 d/D での Lr/D を計算することができた。

第4章 収縮部下流の流れ方向 壁面圧力分布

4. 1 はじめに

前章では円管内における収縮部下流の流れ場を解明する第一歩として、収縮部下流のはく離域の大きさを示す再付着長さ（以下、 L_r と記述）に着目し、収縮部上流の流れ、収縮部長さおよび直径比（収縮部直径と円管直径の比）の影響について流れの可視化による実験で調査を行った。その結果、収縮部上流の流れ場に含まれる乱れが L_r へ大きく影響を及ぼしていることを示した。さらに、収縮部上流の乱れが無い状態で、収縮部下流の流れ場はレイノルズ数によって三領域に区分できることを示し、それらを層流、遷移、乱流領域とした。また、層流領域における数値解析の結果から、収縮部長さと直径比を変数として再付着長さを算出する実験式を導出し、同時に収縮部出口での速度分布が再付着長さの決定要因であることを示唆した。

一方、血管に生じた狭窄の下流に見られる血管膨張（PSD）や鳥類の呼吸器官内に見られる一方向流れといった現象のメカニズムを探ろうとした場合には、収縮部下流の流れ場についてより定量的な評価が必要である。鳥類の呼吸器官内における一方向流れを生成するためには、分岐部と合流部の圧力差がどの程度あるのかが重要となる。つまり、収縮部下流の壁面圧力分布をすべて知る必要がある。また、このような生物内流れは比較的低いレイノルズ数であるため、その流れ場は再付着長さの区分における層流領域に対応すると考えられる。そこで本章では低レイノルズ数領域における収縮部下流の流れ方向壁面圧力分布について調査を行った。

低レイノルズ数領域における流れ方向壁面圧力分布の計測は、測定の高レイノルズ数領域におけるもののみである⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾。また、数値

解析による層流領域の急拡大管下流の壁面圧力分布はいくつか報告されている⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾が、収縮部長さおよび直径比について系統的に調査された研究結果はない。そこで、低レイノルズ数領域を含む広いレイノルズ数範囲において収縮部長さおよび直径比をパラメータとした壁面圧力分布の測定を行い、さらに、数値解析を用いて層流領域における壁面圧力分布を詳細に解析することを試みる。

4章の記号

d	: 収縮部の内径
z	: 収縮部出口を原点とした流れ方向位置
$C_p, C_{p_{\max}}$: 圧力回復係数, 最大圧力回復係数
D	: 管の内径
L	: 収縮部長さ
L_{d_v}	: 収縮部出口から収縮部の影響が圧力に及ばなくなるまでの距離
L_p	: 収縮部出口から最大圧力回復係数となる位置までの距離
L_r	: 収縮部出口から再付着点までの距離
Q	: 円管内流量
Re_d	: 収縮部内レイノルズ数 [$=4Q/(\pi \cdot d \cdot \nu)$]
U_m	: 収縮部内平均流速
ν, ρ	: 流体の動粘性係数, 密度

4. 2 実験装置および実験方法

図4-1に実験装置の概略図を示す。オーバーフロータンクから収縮部までは L_r 測定用の実験装置と同様である。壁面圧力測定のために、収縮部下流に $340D$ の壁面圧力測定用の管および流量調整バルブを取り付けた。圧力測定用管は $D=6.05\text{mm}$ の黄銅管を使用し、その壁面に内径 0.4mm の圧力測定用の静圧孔を流れ方向に沿って1列に24点設けた。収縮部出口を原点として、その下流の流れ方向位置を z とした。

使用した圧力センサはeffa社製高精度超微差圧圧カトランスミッタGA76で、その測定レンジおよび精度（非直線性+ヒステリシス+再現性）はそれぞれ 1000Pa 、 $\pm 1\text{Pa}$ である。圧力センサの低圧側に収縮部出口から 1.5mm 下流の静圧(P_0)を、高圧側に他の部位の静圧を接続して差圧 Δp を20秒間記録した。高圧側静圧を三方コックにて順次切り換えて壁面圧力分布を求めた。圧カトランスミッタの出力はAD変換した後、コンピュータに記録した。

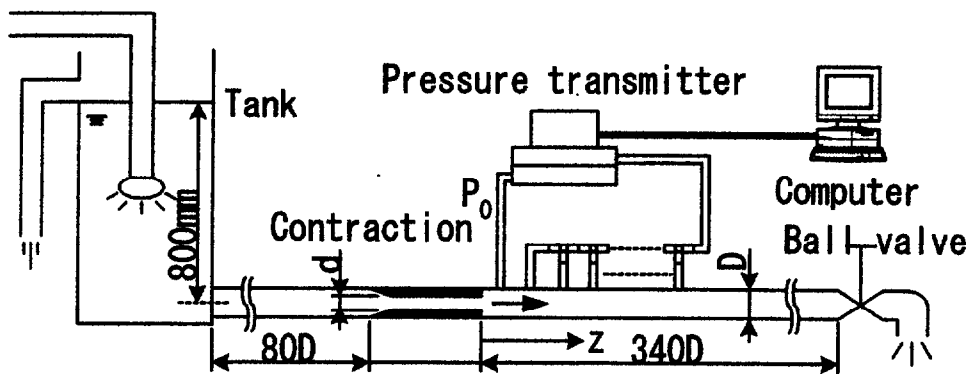


図4-1 壁面圧力測定用実験装置の概略図

4. 3 流れ方向壁面圧力分布の測定結果および考察

4. 3. 1 壁面圧力分布

図4-2に流れ方向壁面圧力分布の測定結果の例を示す。直径比 d/D 、収縮部長さ L/d はそれぞれ0.506, 150である。図4-2(a)は収縮部内レイノルズ数 Re_d が695、(b)は1713、(c)は5328での壁面圧力分布である。縦軸は圧力回復係数 C_p として式(4.1)にて整理した。

$$C_p = \Delta \bar{p} / (\rho \cdot U_m^2 / 2) \quad (4.1)$$

ここで、 $\Delta \bar{p}$ は記録した $\Delta p(t)$ の時間平均値、 $\rho \cdot U_m^2 / 2$ は収縮部内動圧である。記録時間内の圧力変動幅を図中にエラーバーで表記した。横軸は収縮部出口からの位置 z を管内径 D で無次元化した。図より、壁面圧力は収縮部出口から下流に向かうにつれて上昇し、ある位置で最大となった後に減少し、十分下流では一定勾配で減少する。条件によらず壁面圧力分布はすべてこのような単峰性を示した。また、十分下流では、いずれの場合も圧力は一定勾配で減少するのが見られ、その勾配は円管内の十分発達した流れの場合の理論値と一致した。これにより、圧力分布の測定は、収縮部の影響が及ぶ範囲全域で行われたことがわかる。従って、最大圧力回復係数 $C_{p_{max}}$ とその値となる位置の収縮部出口からの距離 L_p は圧力分布の重要な特徴点である。

そこで、図4-3(a), (b)に $C_{p_{max}}$ および L_p と Re_d の関係を示す。図よりこれらの関係は、前章の L_r と Re_d の関係同様に三つの領域 (a:層流、b:遷移、c:乱流) に区分できると考えられる。図4-2の(a)~(c)はそれぞれ三つの領域の代表的な壁面圧力分布に対応しており、以下に各領域の特徴を述べる。

a. 層流領域 図4-3(a)より L_p/D は Re_d の増加に伴い直線的に増加する。図4-3(b)より $C_{p_{max}}$ は Re_d に依存せずほぼ一定である。図4-2(a)より、分布形状は滑らかであり、各測定点において圧力変動も見られない。

b. 遷移領域 図4-3(a)より層流から移行する際に L_p/D は Re_d の増加に伴って急減する。この条件では、層流と遷移領域の境界レイノルズ数はほぼ1000であり、 L_r の測定から得られた境界レイノルズ数(1100)に近い。さらに Re_d が増加すると、 L_p/D は一定値に向かう。図4-3(b)より $C_{p_{max}}$ は層流領域の $C_{p_{max}}$ よりもわずかに増加し、その後は、 Re_d に依存せずほぼ一定である。図4-2(b)より、収縮部出口に近い区間で圧力変動はほとんどないが、ある位置で急激に圧力変動が大きくなる。圧力分布は全体として尖った形となる。

c. 乱流領域 図4-3(a), (b)より L_p/D および $C_{p_{max}}$ は Re_d の増加に伴って直線的に減少する。図4-2(c)より、圧力変動は収縮部下流全体にわたり見られ、遷移領域のような局所的な増加はない。また、圧力分布は層流、遷移領域のように滑らかではなく、乱れている。

以上より、収縮部形状を固定して Re_d を変化させた場合、壁面圧力分布は Re_d 区分により三領域に区分でき、各領域の特徴が示された。層流領域から遷移、乱流領域に移行すると、壁面圧力分布には圧力変動を伴った非常に複雑な現象が見られた。次に収縮部形状の影響として収縮部長さ L/d および直径比 d/D を変化させた場合の L_p/D および $C_{p_{max}}$ の影響を調べる。

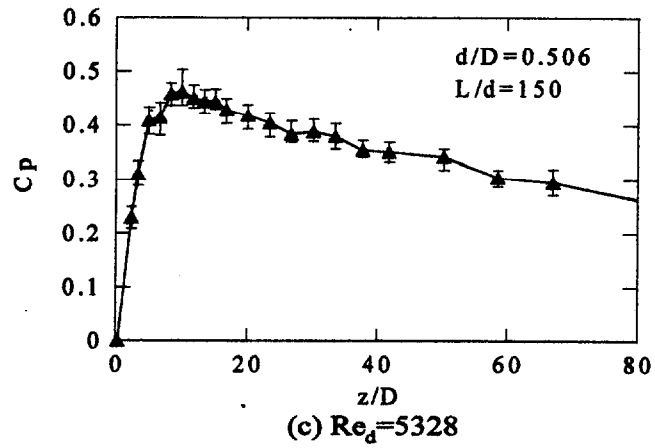
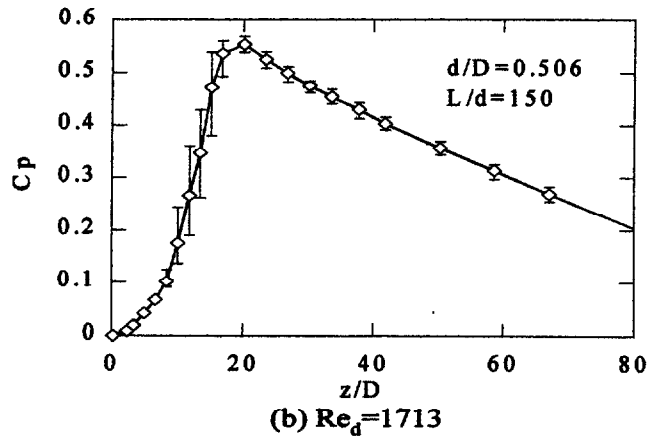
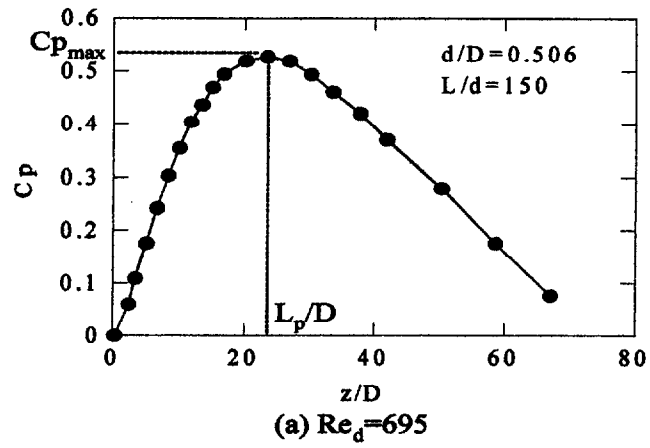
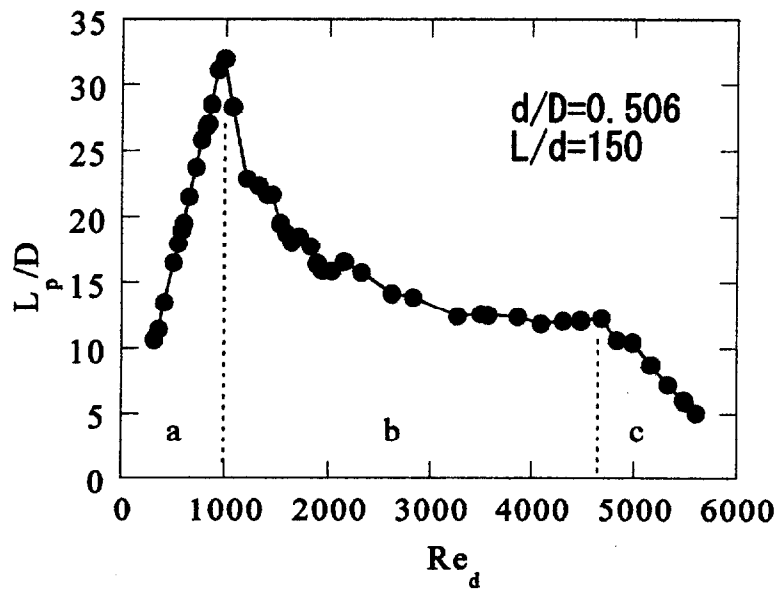
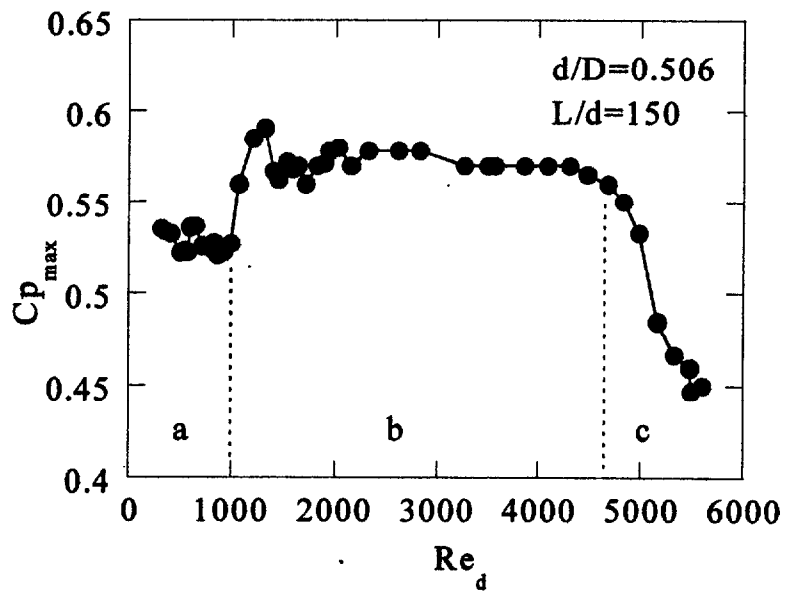


図 4-2 測定された収縮部下流の壁面圧力分布の例。 C_p は圧力回復係数。収縮部長さおよび直径比は固定。



(a) 最大圧力回復の収縮部下流からの位置： L_p



(b) 最大圧力回復値： Cp_{max}

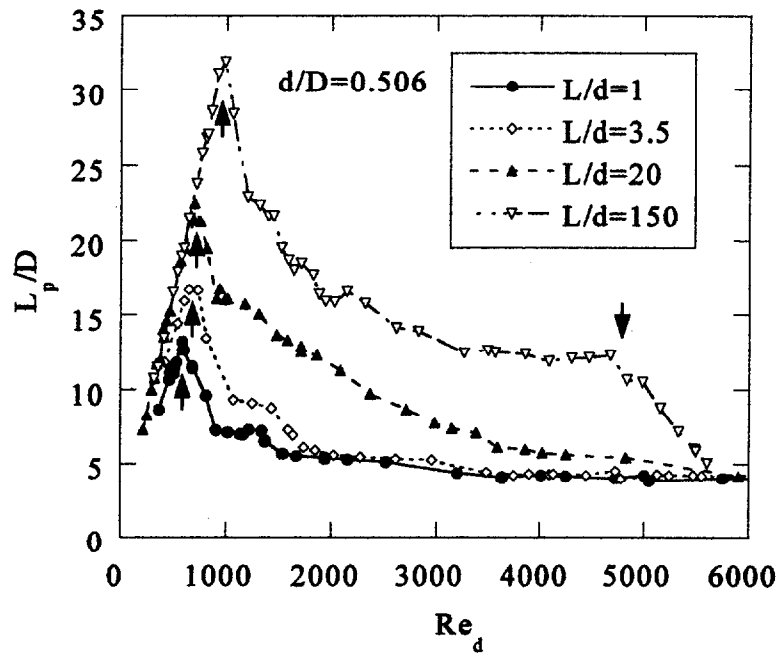
図4-3 収縮部レイノルズ数 Re_d による最大圧力回復点に及ぼす影響

4. 3. 2 収縮部長さの影響

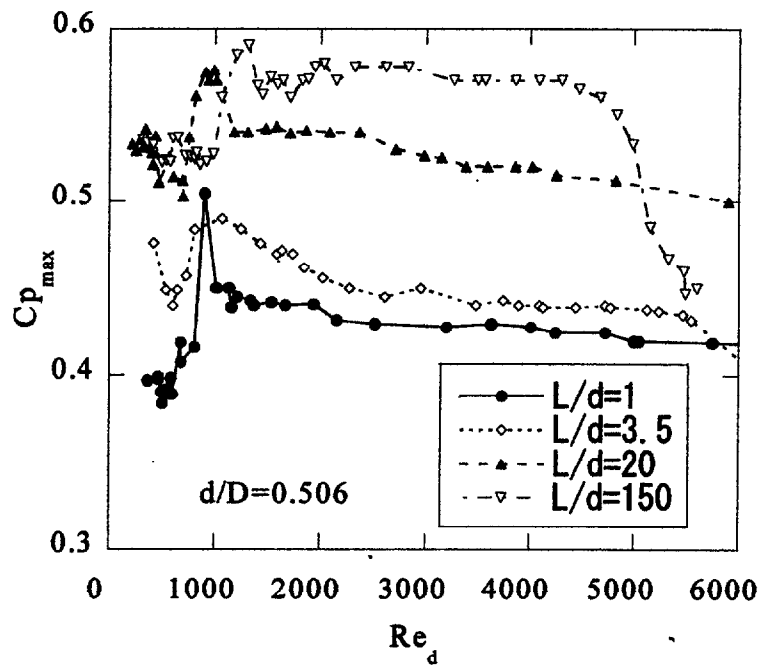
図4-4に $d/D=0.506$ とし、 L/d を1.0から150まで変化させた場合の L_p および $C_{p_{max}}$ と Re_d の関係を示す。層流—遷移の境界は圧力分布に局所的な乱れが生じ始めた状態とし、遷移—乱流の境界は圧力分布に局所的な乱れが無くなった状態として求めた。図4-4(a)より上矢印にて示した層流—遷移の境界レイノルズ数は L/d の増加に伴って大きくなる。また、境界レイノルズ数における L_p/D も同様に大きくなる。層流領域において、 L_p/D と Re_d はほぼ比例関係にあるが、その勾配は L/d の増加に伴い増加している。しかし、 $L/d=20$ と150の相違はほとんど見られない。遷移領域に移行すると L_p/D は急減する。遷移—乱流領域の境界を下矢印にて示すが、 $L/d=150$ 以外でははっきりとした境界レイノルズ数が示されない。高レイノルズ数では L/d に依存せず一定値($L_p/D \approx 4.2$)となる。このような L_p の変化の特徴は前章における再付着点と Re_d の関係と同じである。

図4-4(b)より層流領域において $C_{p_{max}}$ はほぼ一定値であるが、 L/d の増加に伴い大きくなる。しかし、 $L/d=20$ と150の相違はほとんど見られない。遷移領域においても $C_{p_{max}}$ はほぼ一定値であるが、 L/d 増加に伴い大きくなる。高レイノルズ数領域では $L/d=150$ のみが急減する。

以上より、 L/d を小さくすると L_p と $C_{p_{max}}$ を減少させるように作用し、遷移を促進させることがわかる。これは L/d が小さい場合では収縮部出口における速度分布は未発達、すなわち一様流に近い状態であり、収縮部から出た流れとはく離領域との間のせん断力が増加して流れの拡散が増加するためと考えられる。



(a) 最大圧力回復位置 L_p/D と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係



(b) 最大圧力回復係数 $C_{p_{max}}$ と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係

図4-4 最大圧力回復点に及ぼす収縮部長さ L/d の影響

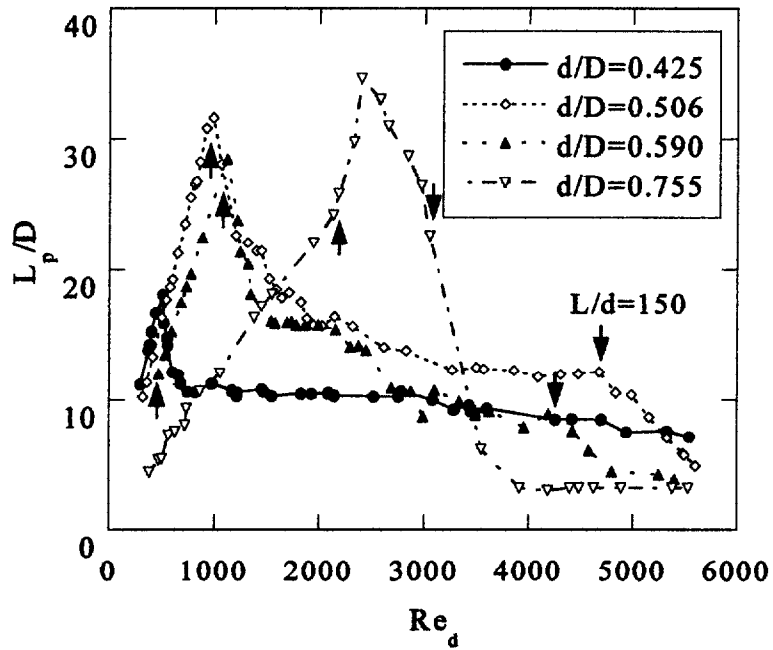
4. 3. 3 直径比の影響

図4-5に $L/d=150$ とし、 d/D を0.425から0.755まで変化させた場合の L_p および $C_{p_{max}}$ と Re_d の関係を示す。

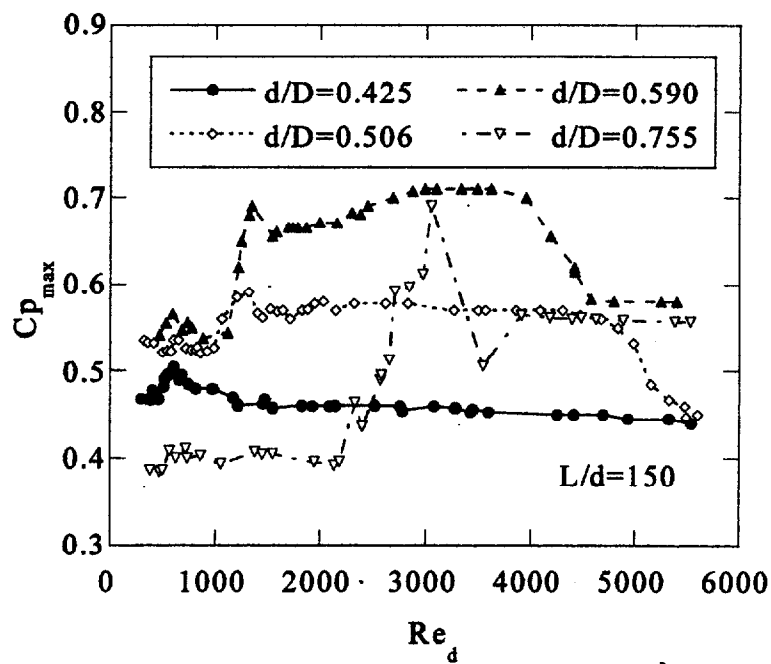
図4-5(a)より上矢印にて示した層流—遷移の境界レイノルズ数は、 d/D の増加に伴って大きくなる。層流領域における L_p/D の Re_d に関する勾配は d/D の増加に伴って小さくなる。層流から遷移領域へと移行する際に d/D が0.425~0.590の範囲では急激な減少が見られるが、 $d/D=0.755$ においては一度上昇した後に減少している。 $d/D=0.755$ において矢印の Re_d が境界であると判定した理由は、これより大きい Re_d で図4-2(b)に示したような圧力変動の局所的増加が見られたからである。遷移—乱流領域の境界を下矢印で示すが、 d/D の増加に伴い境界レイノルズ数は小さくなる。このときの収縮部下流の管における管内レイノルズ数 $Re_D=(d/D) \cdot Re_d$ は d/D に依らずほぼ2400であり、これは乱流遷移レイノルズ数に近い。つまり、乱流領域とは流れ場全体が完全乱流状態になった状態であると言える。 $d/D=0.425$ では乱流境界が見られなかったが、これは今回の実験範囲内で収縮部下流管がまだ乱流になっていなかったためである。

図4-5(b)より層流領域では Re_d に依存せず $C_{p_{max}}$ はほぼ一定値である。しかし、 $d/D=0.425$ から0.590まで単調増加しているが、 $d/D=0.755$ では急減している。これについては次章にて数値解析の結果を用いて検討する。遷移領域では層流領域より $C_{p_{max}}$ は増加し、 d/D が大きくなるに伴いその増加幅も大きくなる。乱流領域では $C_{p_{max}}$ は急減しその後一定値になっている。その一定値も $d/D=0.590$ において最も大きい。

以上より、層流領域では収縮部の形状と下流の壁面圧力分布の間に明確な関係があるように見える。しかしながら、層流領域では実験によって得られる差圧が微小であり、実験結果にばらつきがあることから、壁面圧力の定量的評価には数値解析を利用する。



(a) 最大圧力回復位置 L_p/D と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係



(b) 最大圧力回復係数 $C_{p_{max}}$ と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係

図 4-5 最大圧力回復点に及ぼす直径比 d/D の影響

4. 4 低レイノルズ数における流れ方向壁面圧力分布の数値解析

流れの計算は汎用流体解析ソフト (α -Flow) を用い、非圧縮軸対称定常流れを仮定した。境界条件は L_r の計算の場合と同様である。

壁面圧力分布の計算結果は式(4.1)を用いて圧力回復係数として整理する。ただし、差圧 Δp は $z=0$ における圧力を基準とした。

4. 4. 1 壁面圧力分布のレイノルズ数依存性

前章の結果から、 L_r を決定するパラメータは d/D と収縮部出口速度分布であった。出口速度分布は収縮部長さ L をその内径 d とレイノルズ数によって無次元化した変数 $L/(d \cdot Re_d)$ によって決定される。このことから、壁面圧力分布もこれらのパラメータによって整理されると推測される。

また2.5節の考察から収縮部出口速度分布は、 $L/(d \cdot Re_d) < 0.006$ または $Re_d < 100$ の条件ではNikuradseが示したようにレイノルズ数相似性が成り立たないことが分かった。そこで、図4-6に $L/(d \cdot Re_d) = 0.04$, $Re_d \geq 100$ における壁面圧力分布を比較する。ここで、横軸は z/D を Re_d で除した。これは、実験結果において層流領域では L_p が Re_d にほぼ比例していたためである。図より、 $L_p/(D \cdot Re_d)$ は Re_d に依存なくほぼ一定であるが、 $C_{p_{max}}$ は Re_d が小さくなると Re_d に依存するようになり、 $Re_d = 100$ ではかなり小さくなっていることが分かる。図4-7には、 Re_d に対する $C_{p_{max}}$ の変化を示しているが、 Re_d が比較的大きい場合は $C_{p_{max}}$ は一定、すなわち、 Re_d 依存性がないと考えられるが、 Re_d が小さい場合は一定値からかなり小さくなっている。この原因は2.5.2節の急拡大による収縮部内速度分布への影響によるものであると考えられるが、 $Re_d = 100$ と1000では、中心速度で1%程度の差であったが、 $C_{p_{max}}$ では約10%と増幅している。

しかし、図4-7より $Re_d \geq 200$ であれば、約3.5%以内の差となり、レイノルズ数依存性が無いとみても差し支えないと考えられる。よって、比較的高いレイノルズ数における層流領域の壁面圧力分布は、 d/D と $L/(d \cdot Re_d)$

の二つのパラメータで整理できる。

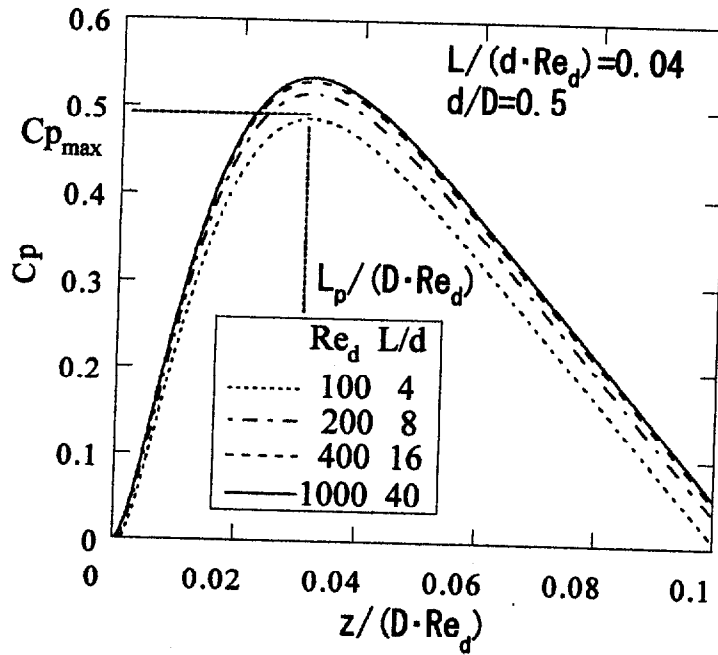


図4-6 収縮部下流の壁面圧力分布の数値解析結果。 C_p は圧力回復係数。

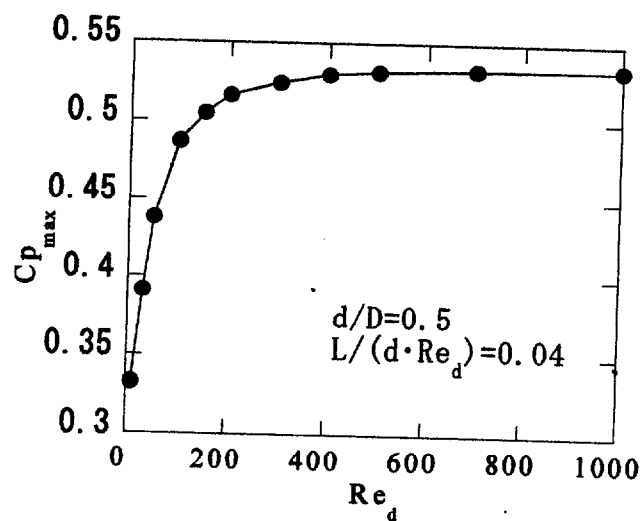


図4-7 最大圧力回復係数 $C_{p_{max}}$ と収縮部内レイノルズ数 Re_d との関係

4. 4. 2 d/D 、 $L/(d \cdot Re_d)$ が壁面圧力分布に及ぼす影響

図4-8に d/D 、 $L/(d \cdot Re_d)$ を変化させたときの壁面圧力分布を比較する。 $d/D=0.5$ の三つの場合を比較すると、 $C_{p_{max}}$ および $L_p/(D \cdot Re_d)$ は $L/(d \cdot Re_d)$ が大きくなると増加する。 $L/(d \cdot Re_d)$ が増加して発達した流れになると、収縮部出口のエッジ部におけるせん断応力が減少する。そのため、収縮部から流れ出るジェットの半径方向の広がりが弱まり、再付着長さの増加が引き起こされ、 L_p も増加すると考えられる。図より同一の直径比では圧力が回復する領域における圧力勾配は L/d に依存せずほぼ等しくなっているので、 L_p が増加すれば $C_{p_{max}}$ も増加することになる。

次に $L/(d \cdot Re_d)=0.065$ となる三つを比較すると、 $L_p/(D \cdot Re_d)$ は d/D が小さいほど大きくなっているが、 $C_{p_{max}}$ は $d/D=0.5$ の場合に最も大きな値を示す。図より d/D が大きい場合、圧力が回復する領域における圧力勾配は急になっているが、逆に L_p は小さくなる。従って、両者は $C_{p_{max}}$ の大きさには逆向きに働くことにより、 $C_{p_{max}}$ は $d/D=0.5$ においてより大きくなったと考えられる。

図4-8に見られた d/D の増加に伴う L_p の減少と圧力回復領域における圧力勾配の増加は次のように考えられる。 d/D の変化として、円管内径 D を固定し収縮部内径 d を変化させた場合を想定する。図4-9に示すように d/D が小さいほど ($d < d'$) 再付着長さは増加し、最大圧力回復位置 L_p も大きくなる。一方、ベルヌーイの定理より圧力回復領域における圧力勾配は剥離内の逆流流速 U_r に比例する。収縮部出口から流れ出たジェットによって下流へと引きずられる連行流速 U_{crit} と U_r の関係は流量保存則より

$$U_r = U_{crit} \cdot (d/D) \quad (4.2)$$

である。 $L/(d \cdot Re_d)$ が等しければ出口でのせん断力は等しく、 U_{crit} が等しいと考えられるので、 U_r は d/D に比例する。故に d/D と圧力勾配は比例する。

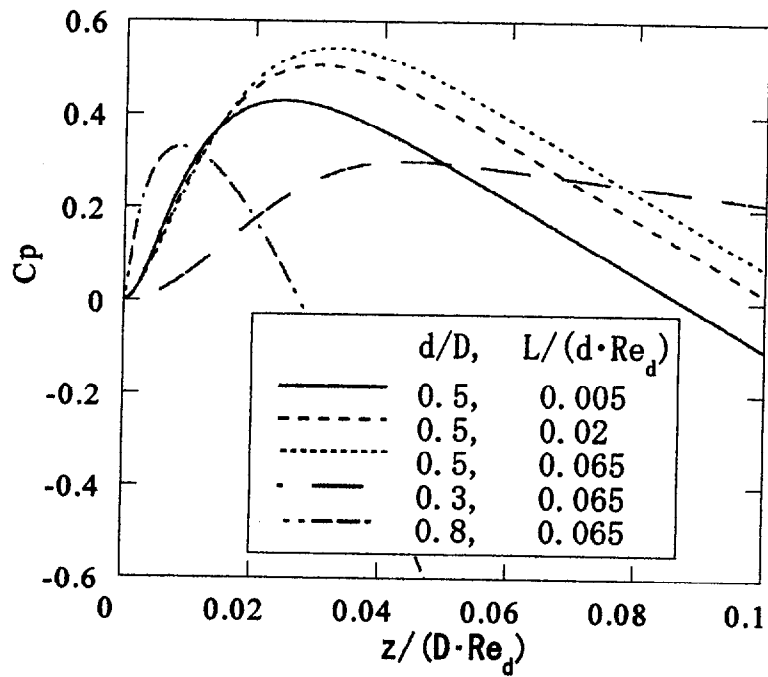


図4-8 収縮部下流の壁面圧力分布に及ぼす直径比 d/D および収縮部長さ $L/(d \cdot Re_d)$ の影響

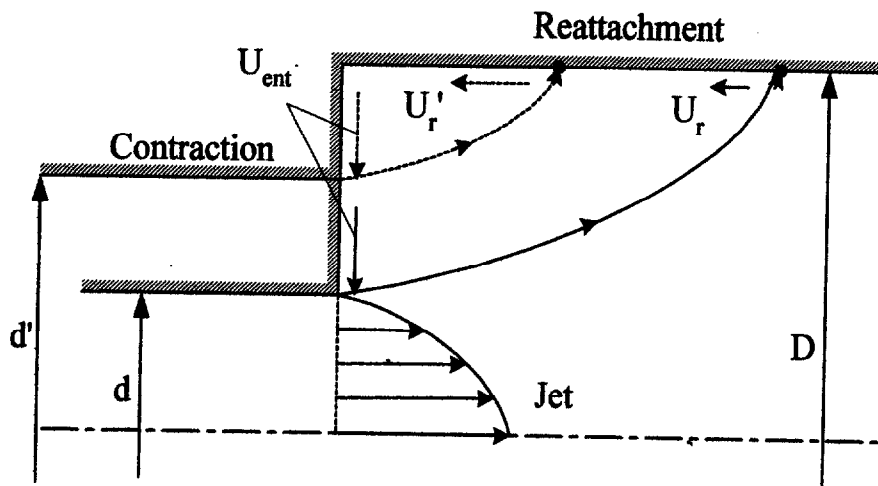


図4-9 収縮部下流の流れ場の様子。 U_{ent} と U_r はそれぞれ連行流れ、逆流流れである。

4. 4. 3 壁面圧力分布の近似値が得られる作図法の提案

ここでは、収縮部下流の壁面圧力分布が d/D と $L/(d \cdot Re_d)$ の二つのパラメータのみで決まる領域を考え、これらのパラメータから層流領域における壁面圧力分布の近似値が得られる作図法を提案する。

作図法は以下の手順とする。

手順1 : d/D と $L/(d \cdot Re_d)$ の二つをパラメータとする実験式から、壁面圧力分布の最大値 $C_{p_{max}}$ とその位置 L_p 、および収縮部の影響が圧力分布に及ばなくまでの距離の三つの値を得る。

手順2 : 得られた値を用いて壁面圧力分布を近似する。

以上の手順より、 d/D と $L/(d \cdot Re_d)$ の二つをパラメータとする実験式と壁面圧力分布の近似曲線を求める必要がある。

① $C_{p_{max}}$, L_p を与える実験式

図4-10に $C_{p_{max}}$ および $L_p/(D \cdot Re_d)$ と $L/(d \cdot Re_d)$ の関係を $d/D=0.3, 0.5, 0.8$ について示す。これらの関係に対し、次式に示す再付着長さの整理に用いた実験式を適用する。

◎ $L/(d \cdot Re_d) < 0.065$ の場合

$$L_p / (D \cdot Re_d) = b + a \sqrt{1 - \{1 - L / (0.065 \cdot d \cdot Re_d)\}^4}$$

$$C_{p_{max}} = e + c \sqrt{1 - \{1 - L / (0.065 \cdot d \cdot Re_d)\}^4}$$

(4.3)

◎ $L/(d \cdot Re_d) \geq 0.065$ の場合

$$L_p / (D \cdot Re_d) = b + a$$

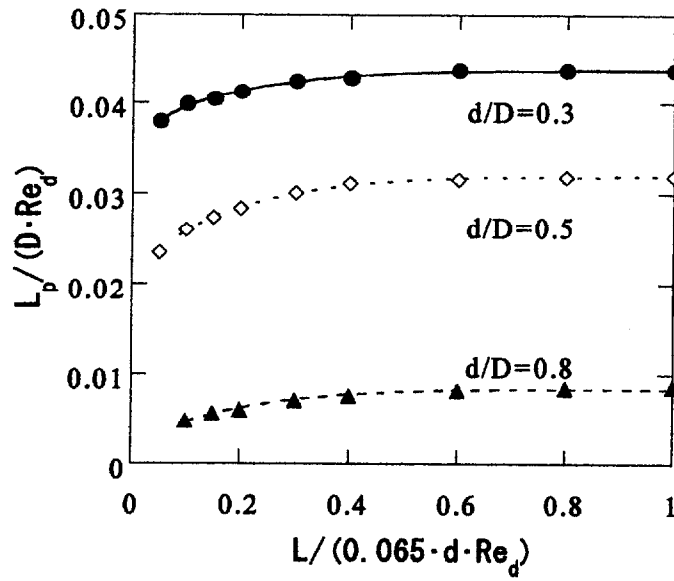
$$C_{p_{max}} = e + c$$

(4.4)

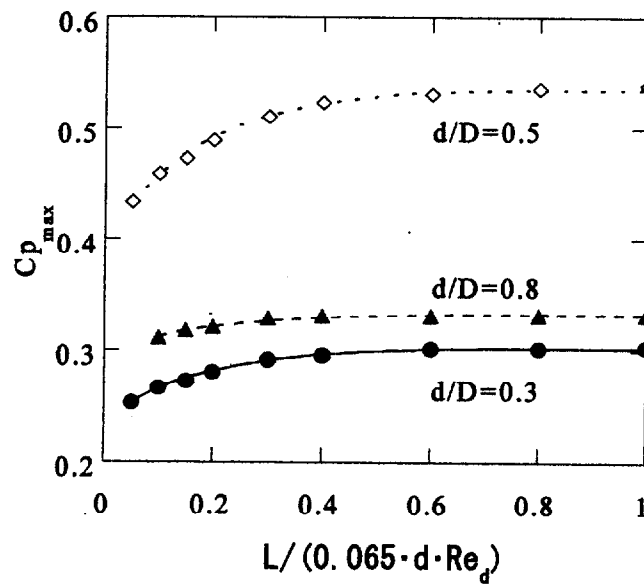
図中の曲線は実験式による近似の結果であり、係数 a, b, c, e は最小自乗法により定めた。 d/D を更に詳細に計算して得た。図4-11に係数 a, b, c, e と d/D の関係を示す。

式(4.3),(4.4)と図4-11を用いることにより層流領域における任意の $Re_d, L/d, d/D$ における $C_{p_{max}}$ および L_p を計算できる

図4-12は上記の方法で計算した L_p と $C_{p_{max}}$ を、層流領域の実験結果との比較である。 $L/d=1\sim 20$ は収縮部出口速度分布が十分発達していないため、 $L_p, C_{p_{max}}$ はレイノルズ数依存性を示す。 L_p では実験と計算がかなり良い一致を示し、 $C_{p_{max}}$ では5%程度の精度で一致している。また、図示していないが、 d/D を変化させた場合においても、 $C_{p_{max}}$ および L_p とも実験と計算が良く一致することを確認した。

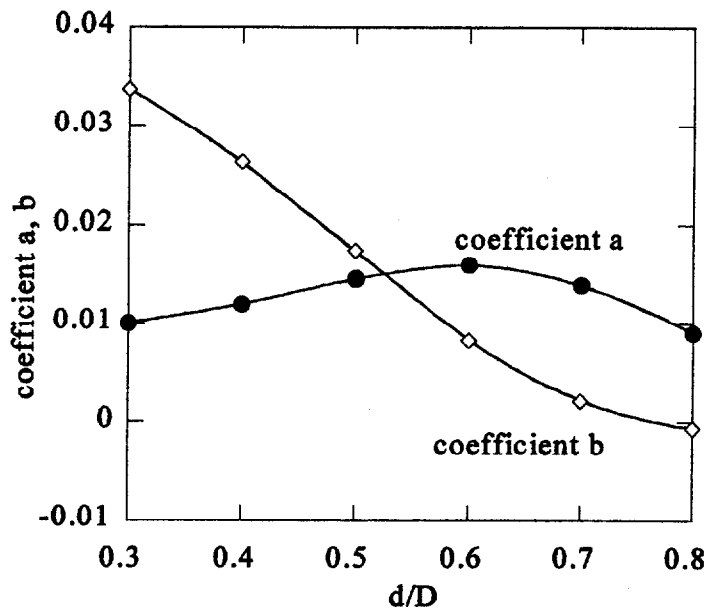


(a) 最大圧力回復位置 : L_p

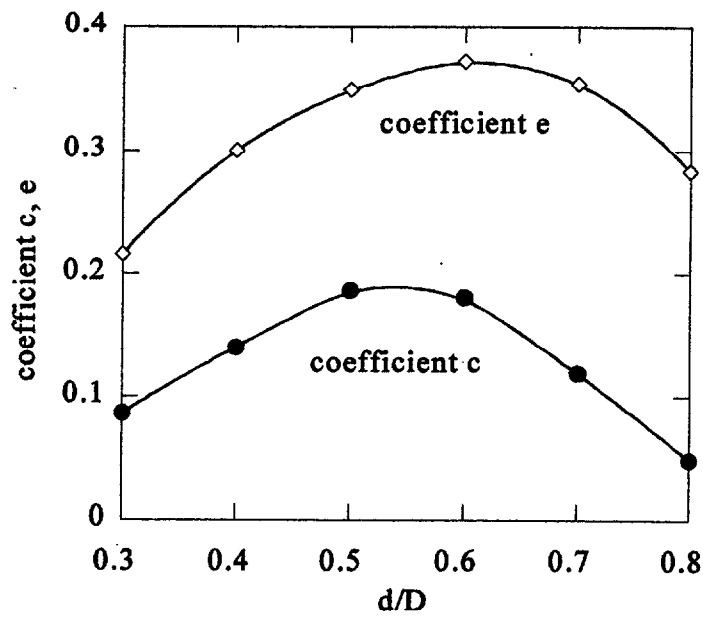


(b) 最大圧力回復係数 : $C_{p_{max}}$

図4-10 直径比 d/D をパラメータとして、 L_p および $C_{p_{max}}$ と収縮部出口における速度分布の発達の指標 $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ の関係

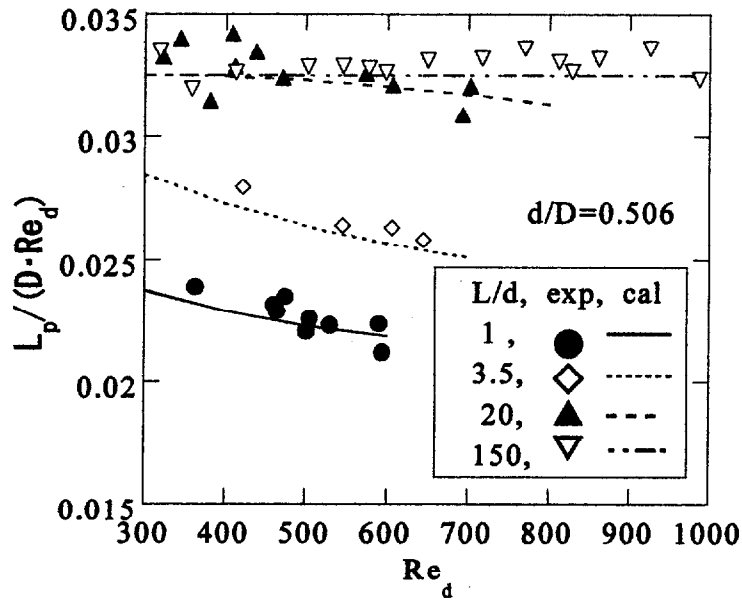


(a) $L_p/(D \cdot Re_d)$

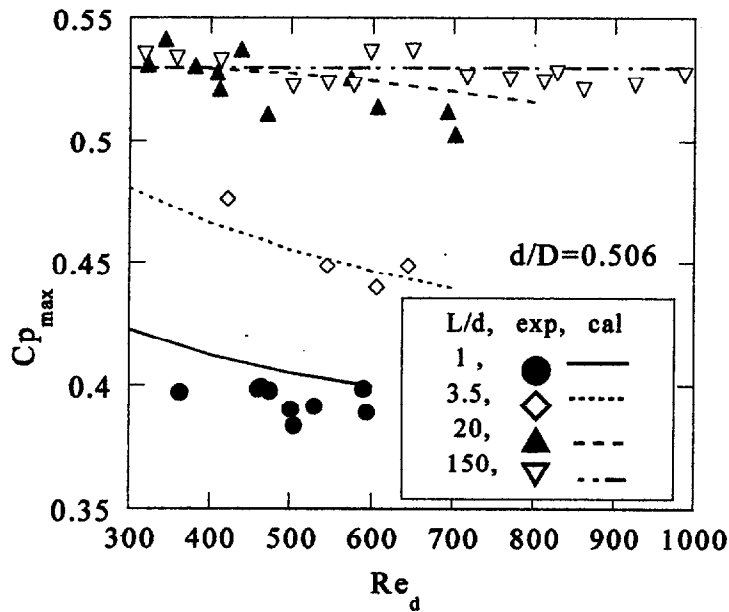


(b) $C_{p_{max}}$

図4-11 $C_{p_{max}}$, $L_p/(D \cdot Re_d)$ と $L/(0.065 \cdot d \cdot Re_d)$ の関係を示す実験式(3)(4)の係数のチャート



(a) 最大圧力回復位置 L_p と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係



(b) 最大圧力回復係数 $C_{p_{max}}$ と収縮部内レイノルズ数 Re_d の関係

図4-12 収縮部長さ L/d をパラメータとして最大圧力回復位置の実験結果と実験式から得られた値との比較。

② 収縮部の影響が及ばなくなるまでの距離

円管内に収縮部が存在することにより管内の流れは乱される。しかし、粘性の影響により次第にその乱れは散逸し、最終的に十分発達したポアズイユ流になる。そこで、収縮部の影響が及ばなくなるまでの距離を L_{dv} として、その値を数値計算結果から調査する。図4-8の壁面圧力分布の微分値を次式より計算した。

$$(\text{圧力分布の微分値}) = -\Delta C_p / (\Delta z \cdot D \cdot Re_d) \cdot (D/d)^3 \quad (4.5)$$

式(4.5)において $(D/d)^3$ を乗じることにより、この値は収縮部の影響がなくなると d/D によらずポアズイユ流の理論値である64になる。図4-13に d/D 、 $L/(d \cdot Re_d)$ を変化させたときの式(4.5)の値を比較する。図から収縮部の影響が及ぶ範囲は d/D にも $L/(d \cdot Re_d)$ にも依存していないように見える。理論値の99%の値に到達するまでの距離を L_{dv} とすると、

$$L_{dv} / (D \cdot Re_d) \doteq 0.07 \quad (4.6)$$

であった。

また、図4-13より式(4.5)の値は収縮部出口すぐ下流で最小値をとる。すなわち、圧力分布は圧力が上昇する領域において変曲点を持つ。この変曲点の位置を L_i とし、 L_i と L_p の関係を求めたところ、実験式(4.7)が得られた。

$$L_i = 163 \cdot L_p^3 + 0.0463 \cdot L_p \quad (4.7)$$

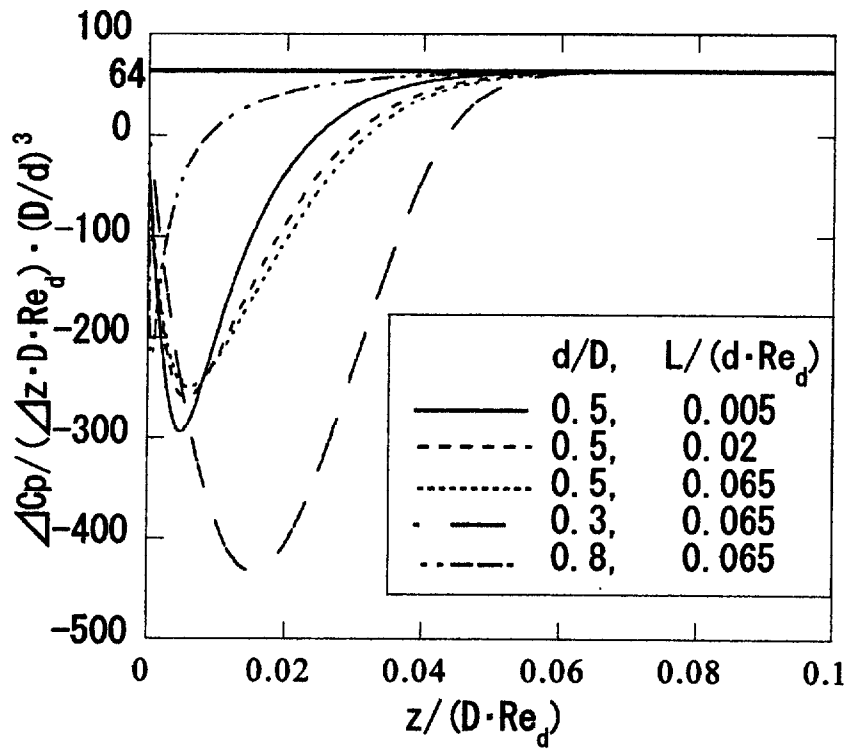


図4-13 壁面圧力勾配 $\Delta C_p / (\Delta z \cdot D \cdot Re_d) \cdot (D/d)^3$ に及ぼす直径比 d/D と収縮部長さ $L/(d \cdot Re_d)$ の影響

③ 圧力分布の作図および実験値との比較

以上より $C_{p_{max}}$ および L_p と L_d を任意の d/D , L/d , Re_d において得ることができた。これらの値を用いて壁面圧力分布の近似を試みる。

近似は壁面圧力分布を三領域に分割して行う。

(1) 圧力回復領域 (収縮部出口 $\sim L_p$)

壁面圧力分布を三次曲線で近似する。

$$C_p = A_3 \cdot \{z/(D \cdot Re_d)\}^3 + A_2 \cdot \{z/(D \cdot Re_d)\}^2 + A_1 \cdot \{z/(D \cdot Re_d)\} + A_0 \quad \text{---(4.8)}$$

拘束条件として、原点と点 $(L_p, C_{p_{max}})$ を通り、 $z=L_p$ で曲線の勾配がゼロ、式(4.6)より $z=L_i$ で変曲点となる。

$A_3 \sim A_0$ を求めると以下のようになる。

$$A_3 = \frac{C_{p_{max}}}{\{L_p/(D \cdot Re_d)\}^2 \left[-2\{L_p/(D \cdot Re_d)\} + 3\{L_i/(D \cdot Re_d)\} \right]}$$

$$A_2 = -3A_3 \{L_i/(D \cdot Re_d)\}$$

$$A_1 = -3A_3 \left[\{L_p/(D \cdot Re_d)\}^2 - 2\{L_i/(D \cdot Re_d)\} \{L_p/(D \cdot Re_d)\} \right]$$

$$A_0 = 0$$

(2) 圧力降下領域 ($L_p \sim L_{dv}$)

圧力分布を次式で近似する。

$$C_p = B_2 / \{z / (D \cdot Re_d)\}^{0.5} + B_1 \cdot \{z / (D \cdot Re_d)\} + B_0 \quad \text{---(4.9)}$$

拘束条件として、点($L_p, C_{p_{max}}$)を通り、 $z=L_p, L_{dv}$ における曲線の勾配がそれぞれゼロ、 $-64 \cdot (d/D)^3$ である。

$B_2 \sim B_0$ を求めると以下のようなになる。

$$B_2 = \frac{128(d/D)^3}{1/\{L_{dv}/(D \cdot Re_d)\}^{1.5} - 1/\{L_p/(D \cdot Re_d)\}^{1.5}}$$

$$B_1 = \frac{B_2}{2\{L_p/(D \cdot Re_d)\}^{1.5}}$$

$$B_0 = C_{p_{max}} - B_2 / \sqrt{\{L_p/(D \cdot Re_d)\}} - B_1 \{L_p/(D \cdot Re_d)\}$$

(3) 管摩擦圧力損失領域 (L_{dv} 下流～)

この領域では十分発達した流れであるので一次式となり、その勾配は $-64 \cdot (d/D)^3$ である。

図4-14に実験結果の壁面圧力分布と各パラメータ値から求めた近似分布を比較する。図より、 L_{dv} 下流では多少誤差が見られる。この要因は、 $z=L_{dv}$ において分布の勾配のみ与えているため、オフセットが生じたものである。しかしながら、全体としては比較的よい一致を示しており、作図も容易であることから、圧力分布の推定に十分使用し得るものである。

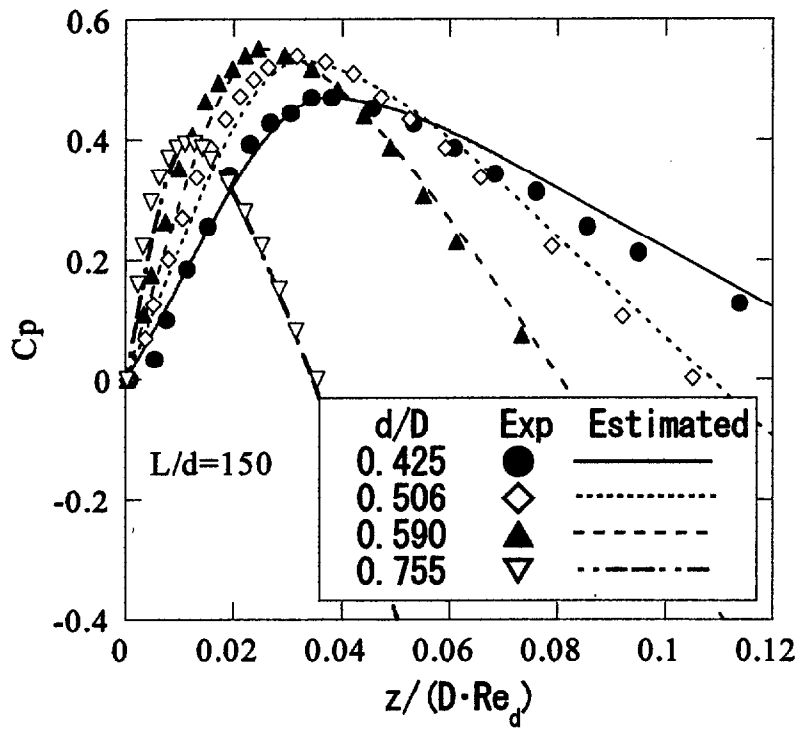


図4-14 直径比 d/D をパラメータとして壁面圧力分布の実験結果と作図により得られた値との比較。収縮部長さ L/d は固定した。

4. 5 壁面圧力分布からの一方向流れの推量

前節の方法を用いると、層流状態において任意の収縮部形状(d/D , L/d)および Re_d で収縮部下流の壁面圧力分布を推定することができる。この方法を用いると、1.1.2節で示した収縮部付きの分岐—合流モデルにおける分流特性を推量できると思われる。

図1-2に示すように収縮部出口より x 下流に分岐部が、 $x+40D$ 下流に合流部がある。図1-3の分流特性より、 $d/D=0.5$ 、 $L/d=21.7$ 、 $x/D=4.4$ のデータに着目して、実験結果と壁面圧力分布より推量した流量比 Q_d/Q_m と比較してみる。

まず、最高圧力位置 L_p と分岐点 x との位置関係を調べる。 L_p は実験式(4.3)(4.4)と図4-11より得ることができる。図4-11より $d/D=0.5$ では実験式の係数 a , b はそれぞれ0.0146, 0.0174と得られる。図4-15に L_p/D と $x/D=4.4$ との関係を示す。図より $Re_d=100$ では $(L_p/D) < (分岐部)$ となっており、分岐部は最大圧力位置よりも下流に位置していることがわかる。この場合に分岐—合流モデルでは、分岐部よりも合流部では必ず圧力は低くなってしまい、分岐部から合流部へ向かう順方向流れであると言える。

次に、収縮部の影響が及ばなくまでの距離 L_{dv} と合流部 $x+40D$ との位置関係を調べる。式(4.6)より $L_{dv}/(D \cdot Re_d) \approx 0.07$ であるから $L_{dv}/D = 0.07 \cdot Re_d$ となる。図4-16より $Re_d < 600$ では $(L_{dv}/D) < (合流部)$ となっており、合流部は十分発達した領域に位置していることがわかる。

以上より各 Re_d において分岐部と合流部が壁面圧力分布のどの領域に位置するのかを表1にまとめた。ここで、(1), (2), (3)は、3.4.3節において定義した壁面圧力分布の三領域である圧力回復領域、圧力降下領域、管摩擦圧力損失領域にそれぞれ対応する。

次に、分岐部と合流部での圧力を求める。ここで次の仮定をおく。

仮定：分岐部での支管側への流出および流入による流量の変化を無視する。つまり、収縮部を流れる流量と本管を流れる流量は等しいとする。

本管および支管の直角ベント部における圧力損失は、次のワイズバッハの式⁽⁴⁾を用いて評価する。

$$\Delta p = (0.131 + 1.847 \cdot (D/2R)^{3.5}) \cdot (\rho u^2/2) \quad (4.10)$$

図4-17に分岐部と合流部の圧力を示す。図より $Re_d > 630$ においては分岐部の圧力より合流部の圧力が低くなっている。つまり、この範囲においては逆方向流れが生じる可能性がある。

そこで、分岐部と合流部の差圧から支管を流れる流量を推定し、流量比を求める。図4-18に、壁面圧力分布から推定した流量比と分岐—合流モデルを用いた実験で得られた流量比を比較する。図より $Q_d/Q_m = 0$ 付近では比較的良い一致を示しているが、それ以外では推定値の方が大きくなっている。これは、上記の仮定で示したように支管側への流出および流入に伴う本管側の流量変化を無視していることによると考えられる。また、流れの分岐および合流に伴う損失も考慮されていないこともその一因と考えられる。しかしながら、分流特性を定性的には推定できたと言える。今後、このような点の影響を調査することにより、定量的な評価を行うことができると思われる。

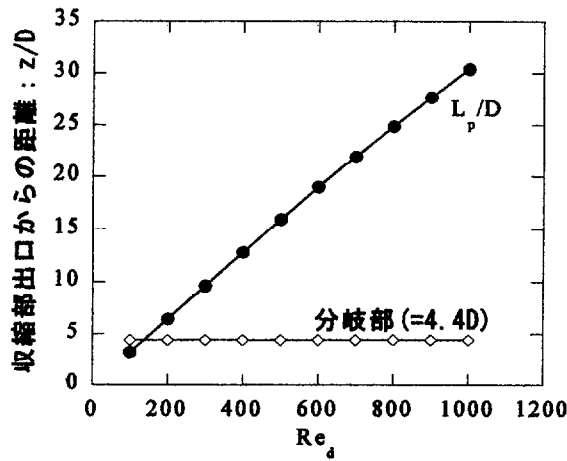


図4-15 分岐部と最大圧力位置 L_p/D の位置関係

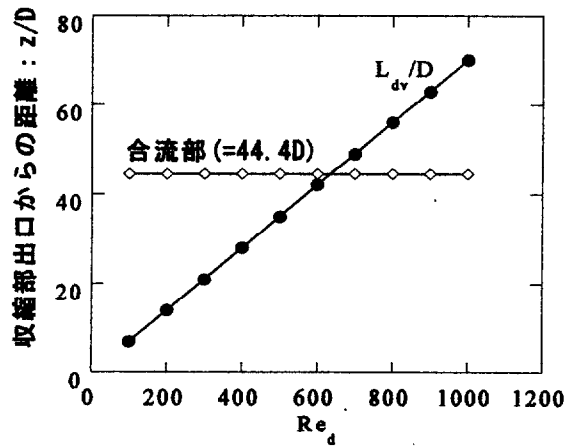


図4-16 合流部と収縮部の影響が及ばなくなるまでの距離 L_{dv}/D との位置関係

表4-1 Re_d 別の分岐部および合流部の領域

- (1) 圧力回復領域
- (2) 圧力降下領域
- (3) 管摩擦圧力損失領域

Re_d	分岐部	合流部
100	(2)	(3)
200 600	(1)	(3)
700 1000	(1)	(2)

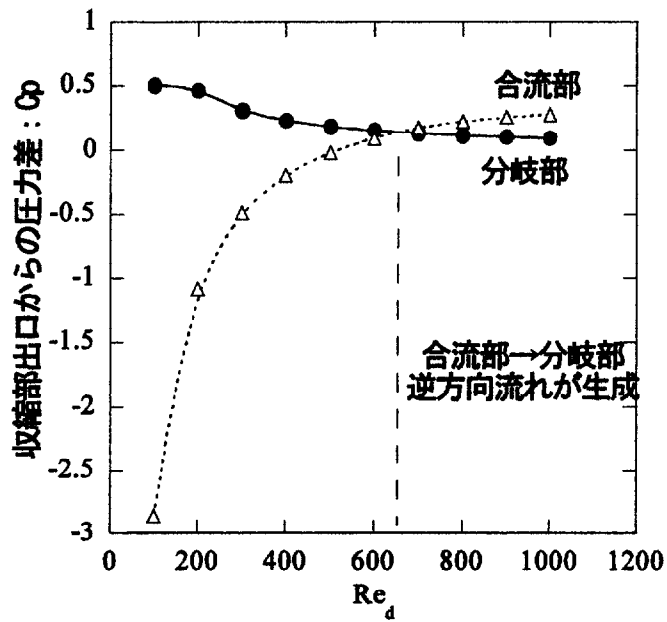


図4-17 実験式より推定した分岐部および合流部の圧力

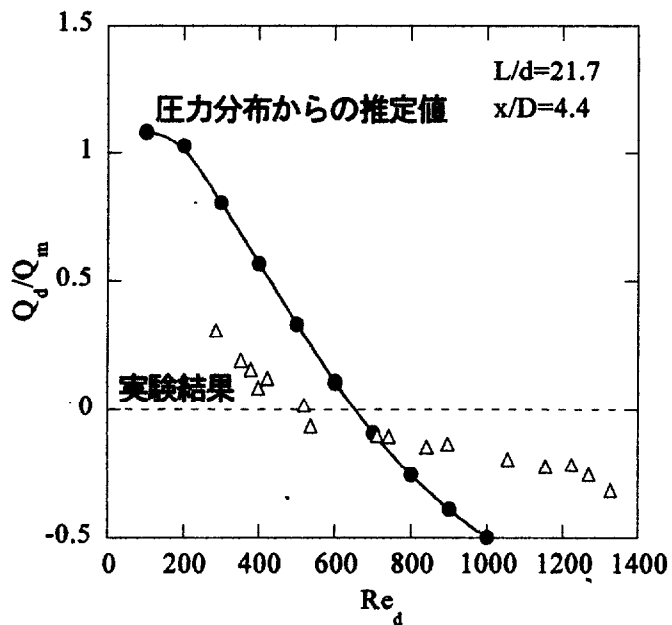


図4-18 支管側流量比 Q_d/Q_m について圧力分布からの推定値と実験結果との比較

4. 6 本章の結論

円管内収縮部下流の壁面圧力分布に関して、収縮部長さと直径比および収縮部内レイノルズ数の影響について実験と数値解析より調査した。以下に得られた知見をまとめる。

実験結果から

- (1) 層流、遷移、乱流の各領域における壁面圧力分布を得た。層流領域の圧力分布は滑らかな放物状の曲線で、各測定点における時間的圧力変動がない。遷移領域では尖った分布となり、再付着点のやや下流に再付着に伴う現象と思われる局所的に大きな圧力変動を伴う。
- (2) L/d と d/D を変数として、層流、遷移、乱流の各領域における壁面圧力分布の最大圧力位置 L_p と最大圧力回復係数 $C_{p_{max}}$ を求めた。 L_p は層流領域から遷移領域に移行する際に急減し、乱流領域で一定値になる。 $C_{p_{max}}$ は層流領域から遷移領域に移行する際に増加し、乱流領域で急減する。

また、層流領域での数値解析から

- (3) $Re_d \geq 200$ であれば壁面圧力分布は d/D と $L/(d \cdot Re_d)$ が等しければ、 C_p を $z/(D \cdot Re_d)$ にてプロットすることにより唯一の曲線にまとめられる。しかし、かなり小さいレイノルズ数では $L/(d \cdot Re_d)$ というパラメータでは整理できない。
- (4) $L/(d \cdot Re_d)$ と d/D を変数として、 L_p および $C_{p_{max}}$ を算出する実験式を導出した。実験結果とは測定誤差の範囲内でよく一致した。収縮部の影響が及ぶ距離 L_{dv} は $L/(d \cdot Re_d)$ 、 d/D に依存せず、ほぼ一定値であり、 $L_{dv}/(D \cdot Re_d)$ の値で約0.07であった。
- (5) 壁面圧力分布の近似値を求める方法を提案した。この近似により推定された圧力分布は実験結果とよい一致を示した。

第5章 管壁から流れ込みを伴う 収縮部下流の流れ場について

5. 1 はじめに

前章では、収縮部長さと管径比の2つのパラメータを用いて、円管内の収縮部下流における壁面圧力分布を推定することができる実験式を導出した。この式を用いて、分岐—合流モデルにおける逆流量を推量すると、 $Q_b/Q_m=0$ 付近では比較的一致していたが、それ以外では、誤差が大きく、過大評価していた。このことから、流れが合流する際の損失を考慮する必要があると考えられる。

管が直角に合流する流れについては、今まで、多くの研究が行われている。しかしながら、円管収縮部下流に合流管がある場合の流れについては、行われていない。円管ではないが、2次元後方ステップ下流に管壁からの流れ込みがある場合については、ジェットエンジン内でのアフターバーナに伴う燃料の流入やスクラムジェットエンジン内での着火、燃焼の場面について研究⁽⁴⁵⁾が行われている。これらの研究結果では、流

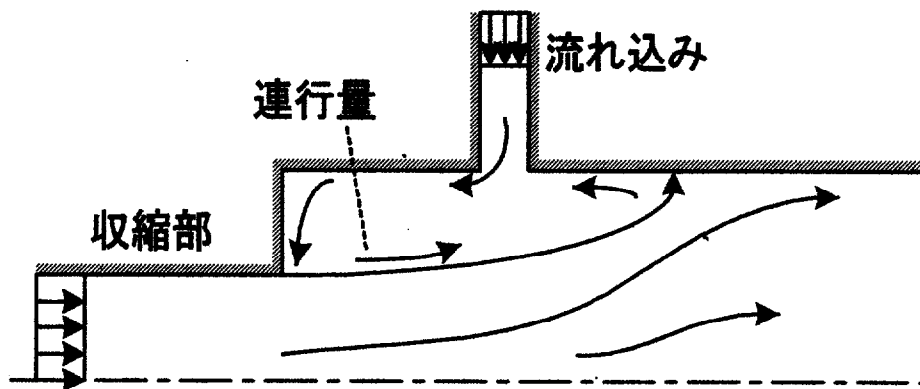


図5-1 流れ込みがある場合における収縮部下流の流れ場の概念図

れ込みによって収縮部からのジェットのリ付着長さが増加したと報告されている。これは、図5-1に示すように、ジェットによって下流へと持ち運ばれる連行量が、合流管からの流れ込みによって補給されるので、再付着点からの逆流量が減り、再付着長さが増加したものと考えられる。

しかし、上記のような研究は、かなりの高レイノルズ数で行われており、さらにその詳細な現象までは解明されていない。そこで、本章では、鳥の呼吸器官内流れを想定して、流れ場を層流と仮定して、数値解析により管壁からの流れがある場合の収縮部下流の流れ場の解析を行う。収縮部からの流量 Q と bleeding 流量 Q_b との流量比 Q_b/Q 、再付着点と bleeding 位置との位置関係、直径比 d/D をパラメータとして収縮部下流の流れ場および壁面圧力分布に及ぼす影響に着目した。

5章の記号

d, D	: 収縮部および円管の直径
r	: 円管中心からの距離
z	: 収縮部出口からの距離
B, y	: bleeding 流路幅および bleeding 流路長さ
L	: 収縮部長さ
L_r	: 再付着長さ
S	: 収縮部出口から bleeding 位置までの距離
Q, Q_b	: 収縮部からの流量および bleeding 流量
U, U_b	: 収縮部および bleeding 内の平均流速

5. 2 計算領域と境界条件

図5-2に計算領域と境界条件を示す。流れ場は軸対称と仮定し、計算領域は管軸から管壁までの一面とした。ハッチング部分は壁面を示す。図中左端を収縮部流入境界として一様流 U を定義した。さらに図中上端を bleeding 流入境界として一様流 U_b を定義した。軸対称の仮定から、bleeding 流は周方向 360° から中心に向かって流れているものである。また、図中右端を流出境界として、その位置は十分下流に設けた。

bleeding は収縮部出口より S の位置にその流路中心を設けており、bleeding 流路幅と bleeding 流路長さをそれぞれ B 、 y とした。よって、流量比 Q_b/Q は次式で示される。

$$\frac{Q_b}{Q} = \frac{4(D + 2y)B}{d^2} \cdot \frac{U_b}{U} \quad (5.1)$$

今回の計算は、離散化に有限体積法を用いた汎用流体解析ソフト Star-CD を用いて行った。1回の計算で使用した計算格子数は約4万点であった。

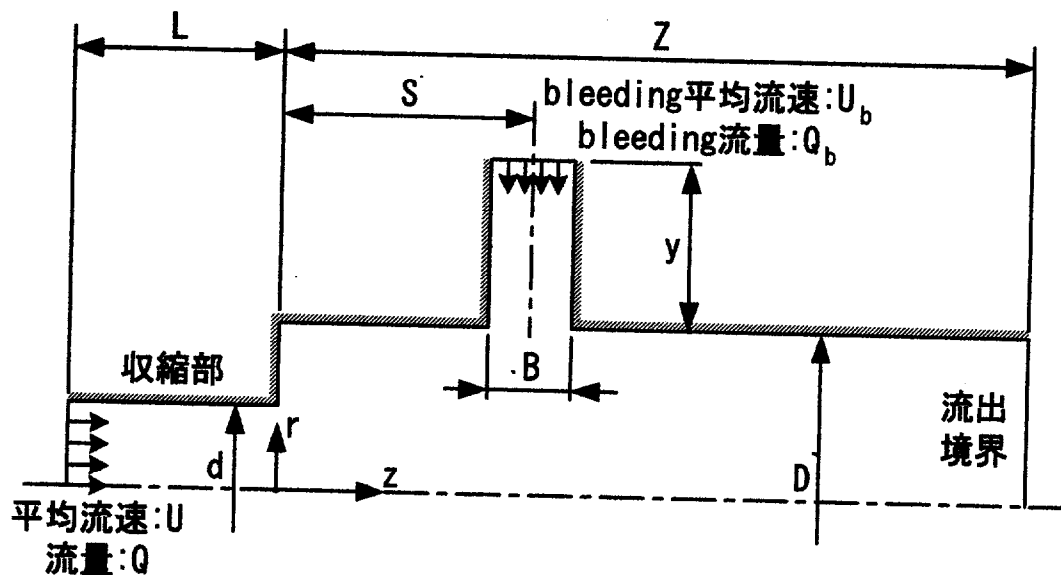


図5-2 計算領域と境界条件

5. 3 数値解析結果および考察

5. 3. 1 流量比による影響

(a)流れ場

図5-3に計算領域と Re_d は固定して、流量比 Q_b/Q を0~1.0まで変化させたときの収縮部下流の流れ場を示す。計算条件は次の通りである。

- $Re_d=500$ • $L/d=20$
- $B/D=0.5$ • $S/D=5$
- $d/D=0.5$ • $y/D=2$

図より以下の考察を行った。

- $Q_b/Q=0$ では、bleeding 流路内では3つの渦（黄、青、緑）が確認される。最も軸中心側の渦（黄）は反時計回りであり、その外側は時計回り（青）となっていて、カウンター渦となっている。はく離域内の流体（赤）は bleeding 流路に曲げられている。このような渦列は Tutty の論文⁽⁴⁶⁾の中にも紹介されている。
- $Q_b/Q=0.1$ では、bleeding 流路の上下流にそれぞれ回転方向の同じ（時計回り）渦が見られる。bleeding からの流れの一部ははく離域に流れ込み、逆流して、収縮部出口に到達した後下流へと流れる。つまり、収縮部から流れ出た流体のせん断力によって下流へと引きずられる流体（連行量）は、bleeding の流体で補われていることがわかる。bleeding からの流量の50%以上（青）が逆流している。さらに、bleeding から流れ出た流体は管壁に沿って流れるため、収縮部から流れ出た流体は管壁に再付着することはない。
- $Q_b/Q=0.3$ では、bleeding 下流にあった渦が消滅しており、bleeding から下流に向かう流れははく離を生じていない。また、bleeding から逆流する流量の割合は50%以下となった。
- $Q_b/Q=0.5\sim 1.0$ では、流れ場の様子は $Q_b/Q=0.3$ の場合とあまり変化はない。しかし、bleeding から逆流する流量の割合は Q_b/Q の増加に伴い減少している。これは、 Re_d が等しいので連行量が等しく、相対

的に逆流する流量の割合が減少したものである。

(b) 壁面圧力分布

図5-4に計算領域と Re_d は固定して、流量比 Q_b/Q を0~1.0まで変化させたときの収縮部下流の壁面圧力分布を示す。

壁面圧力 p は圧力回復係数 C_p として次式にて整理した。

$$C_p = \frac{(p - p_0)}{(\rho U^2 / 2)} \quad (5.2)$$

ここで、 p_0 は $z=0$ (収縮部出口) における壁面圧力、 $\rho U^2/2$ は収縮部内動圧である。

図より以下の考察を行った。

- bleeding 位置の上流における壁面圧力分布は、 Q_b/Q に依存なく等しい。このことは、bleeding の影響が上流に伝播しないことを意味しており、流れ場も Q_b/Q の影響を受けない。

bleeding 位置の下流では、 Q_b/Q の増加に伴い圧力が減少している。十分下流 ($z/D=35\sim 40$) では、 C_p の勾配は Q_b/Q の増加に伴い急になっている。この圧力損失には次の2つの要因が考えられる。

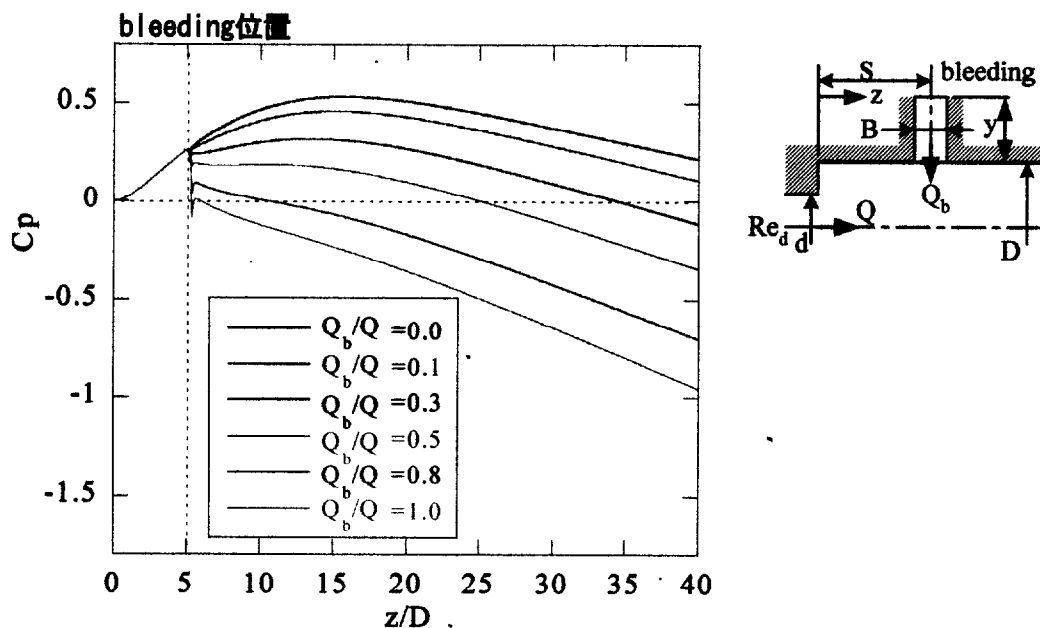


図5-4 収縮部下流の壁面圧力分布に及ぼす流量比の影響

- bleeding からの流量が付加されることによる管摩擦損失
- bleeding からの流れに伴う損失（流れの衝突、流れ方向の変更、etc）

前者の損失はすでに知られているようにダルシー・ワイズバッハの式より得られる。また、bleeding の無い場合の壁面圧力分布は第4章より d/D , L/d , Re_d をパラメータとして得ることができる。よって、次に bleeding からの流れに伴う損失を求める。

bleeding がある場合の壁面圧力分布は次のような要素ごとに分解される。

$$\boxed{\text{bleedingのある壁面圧力分布}} = \boxed{\text{bleedingの無い壁面圧力分布}} - \boxed{\text{bleedingからの流量による管摩擦損失: } C_{p_t}} - \boxed{\text{bleedingによる圧力損失: } C_{p_b}}$$

それぞれの要素を図5-6に示す。ここで C_{p_t} は下式を用いた。

$$C_{p_t} = \frac{64}{Re_d} \cdot \left(\frac{d}{D}\right)^3 \cdot \frac{Q_b}{Q} \cdot \frac{z}{D} \quad (5.3)$$

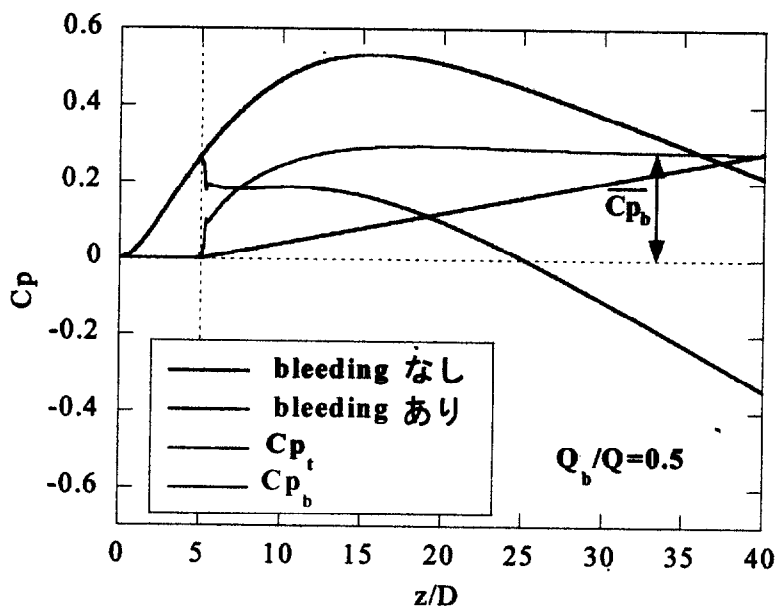


図5-5 bleeding による圧力損失 C_{p_b} の算出

図5-5より、 C_{p_b} は bleeding 位置にて急激に上昇し、その後、緩やかに上昇している。十分下流では一定値へと収束している。前節の流れ場において示したように bleeding 位置では収縮部と bleeding からの両者の流れが衝突し、大きなエネルギー損失を生じていると推測される。この C_{p_b} 分布を z 方向についてすべて考慮することは困難なので、十分下流における一定値 $\overline{C_{p_b}}$ を bleeding による圧力損失として評価することとする。

図5-6に Q_b/Q と $\overline{C_{p_b}}$ の関係を示す。図より、 Q_b/Q の増加に伴い $\overline{C_{p_b}}$ は単調増加している。両者の関係は指数関数曲線にて示すことができる。しかし、かなり1次式に近い。 Q_b/Q と bleeding 内の流速は比例関係であるので、収縮部と bleeding 内の流れの衝突によるエネルギー損失も比例するものと考えられる。しかし、流れ場は Q_b/Q により渦の発生の様子など大きく異なるため、 Q_b/Q と $\overline{C_{p_b}}$ の関係は1次式から僅かにずれたものと考えられる。

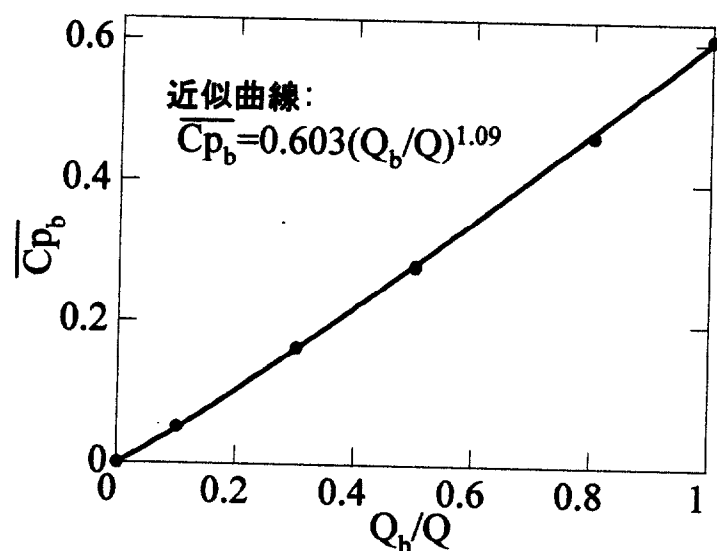


図5-6 流量比 Q_b/Q と十分下流での bleeding による圧力損失 $\overline{C_{p_b}}$ の関係

5. 3. 2 bleeding 位置と再付着点との位置関係による影響

(a) 流れ場

層流における再付着点については、すでに前章にて調査された。その結果、収縮部出口における速度分布と管径比 d/D がパラメータとなっていることがわかった。収縮部出口における速度分布は $L/(d \cdot Re_d)$ によって整理される。

bleeding がない場合、

- $Re_d=500$
- $L/(d \cdot Re_d)=0.04$
- $d/D=0.5$

の条件下では、再付着長さ L_r は約 $10D$ であった。

bleeding の条件として

- $Q_b/Q=0.5$
- $y=2D$

と固定して、図 5-7 に bleeding 位置 $S/D=5, 10, 15$ と変化させた場合の流れ場を示す。

図より以下に考察を行う。

- $S/D=5$ の場合、bleeding からの流れの一部（ピンク）は上流へと逆流している。収縮部からの流れ（赤、水色）は管壁へと再付着することはない。
- $S/D=10$ の場合、bleeding からの流れはすべて逆流せずに下流へと流れている。収縮部からの流れ（水色）は bleeding の上流側のエッジへと再付着している。bleeding が無い場合の L_r よりは短くなっており、強制的に再付着したものと考えられる。
- $S/D=15$ の場合、bleeding からの流れはすべて下流へと流れている。収縮部からの流れは bleeding が無い場合の再付着位置とほぼ同じとなっている。つまり、収縮部下流のはく離流れと bleeding による流れは全く切り離された状態となり、両者とも影響を及ぼさない。

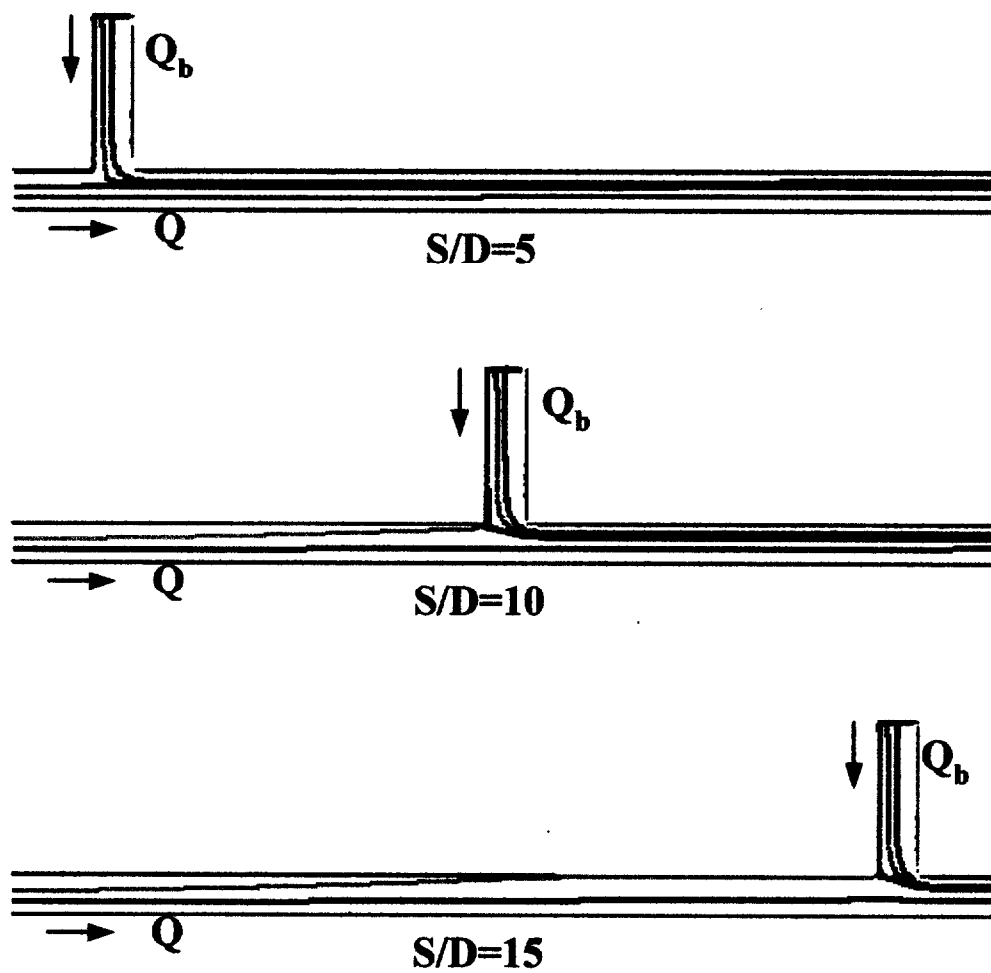


図5-7 bleeding位置 S/D を変化させた場合の収縮部下流の流れ場
 ($Q_b/Q=0.5$, $Re_d=500$, $d/D=0.5$, $L/(d \cdot Re_d)=0.04$)

(b) 壁面圧力分布

図5-8に、 $S/D=5, 10, 15$ と変化させた場合の壁面圧力分布を示す。

図より bleeding 位置すぐ下流での壁面圧力分布に大きな違いが見られる。 $S/D=5$ では圧力があまり変化しない領域が存在し、その後圧力は減少する。しかし、 $S/D=15$ ではほぼ直線的に圧力は減少する。

さらに、 $C_p=0$ の位置は S/D の増加に伴い下流へと移動している。また、十分下流($z/D=35\sim 40$)での壁面圧力は S/D の増加に伴って増加している。

このように S/D と L_r との位置関係が大きく壁面圧力分布に影響を及ぼしていることが分かる。

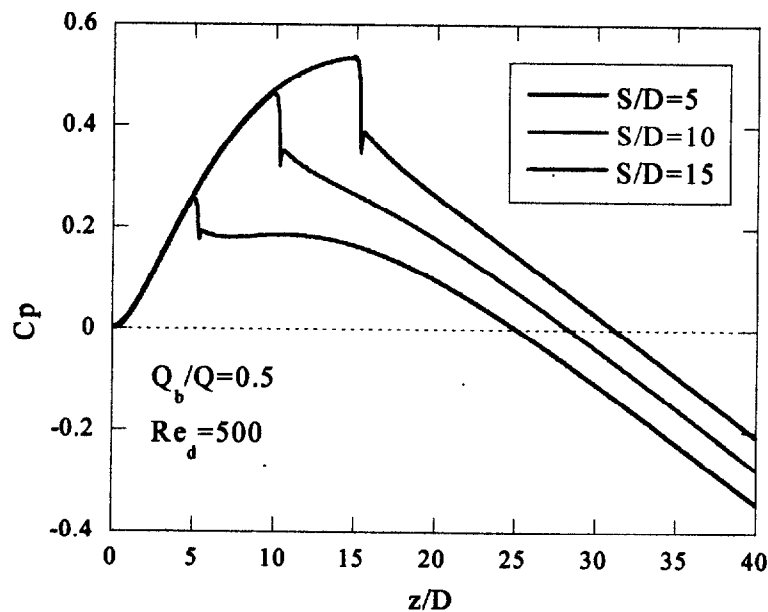


図5-8 bleeding 位置 S/D を変化させたときの壁面圧力分布

図5-9に bleeding による圧力損失の分布を示す。図より bleeding 位置における急激な圧力損失の上昇は S/D が増加するに伴い増加している。しかしながら、十分下流での圧力損失 $\overline{Cp_b}$ は逆に減少している。

図5-10に、十分下流における bleeding による圧力損失 $\overline{Cp_b}$ の S/D による影響を示す。図より、 S/D の増加に伴い、 $\overline{Cp_b}$ はある値から緩やかに減少し、 $5 < S/D < 12$ においてその減少の勾配は大きくなるが、 $S/D > 12$ では再び緩やかな減少となる。 S/D と $\overline{Cp_b}$ の関係は、再付着点(L_r/D)付近に変曲点を持っている。bleeding 位置がはく離内にある方が $\overline{Cp_b}$ は大きい。これは次のように考えられる。bleeding が無い場合におけるはく離内では圧力回復が生じるはずであったが、bleeding によりその下流では逆流が無くなり圧力回復を生じなくなる。よって、bleeding 位置が収縮部出口に近づく (S/D が小さくなる) に伴い、圧力回復領域が小さくなり、 $\overline{Cp_b}$ が大きくなると思われる。 $S/D > 35$ では、bleeding 位置において管内の流れは収縮部の影響の無い、十分発達した流れとなり、 $\overline{Cp_b}$ は一定値となる。

5. 3. 3 直径比の影響

(a) 流れ場

収縮部内径 d と下流円管内径 D との比 (直径比: d/D) を変化させた場合における収縮部下流の流れ場を調査した。図 5-11 に直径比 d/D を 0.3, 0.5, 0.8 と変化させた場合の収縮部下流の流れ場を示す。

下流円管内径 D を固定し収縮部内径 d を変化させることにより、管径比 d/D を変化させた。以下に各パラメータ値を示す。

- $Re_d=500$ • $L/(d \cdot Re_d)=0.04$
- $B/D=0.5$ • $S/D=5$
- $Q_b/Q=0.5$ • $y/D=2$

- $d/D=0.3$ の場合、bleeding からの流れの半分以上 (青) が上流へと逆流している。収縮部からの流れ (赤、黄) は管壁へと再付着することはない。
- $d/D=0.5$ の場合、bleeding から逆流する流量は $d/D=0.3$ より減少している。さらにはく離領域も減少している。
- $d/D=0.8$ の場合、bleeding からの流れはすべて下流へと流れている。収縮部からの流れは収縮部と bleeding 位置との間の管壁に再付着している。これは前節における $S/D=15$ の流れ場と同様である。

bleeding が無い場合では、管径比 d/D の増加に伴って再付着長さ Lr/D は減少する。そのため bleeding 位置 S/D が固定されている場合では、前節において調査したように再付着長さ Lr/D と S/D との位置関係で流れ場の状態を評価することができる。

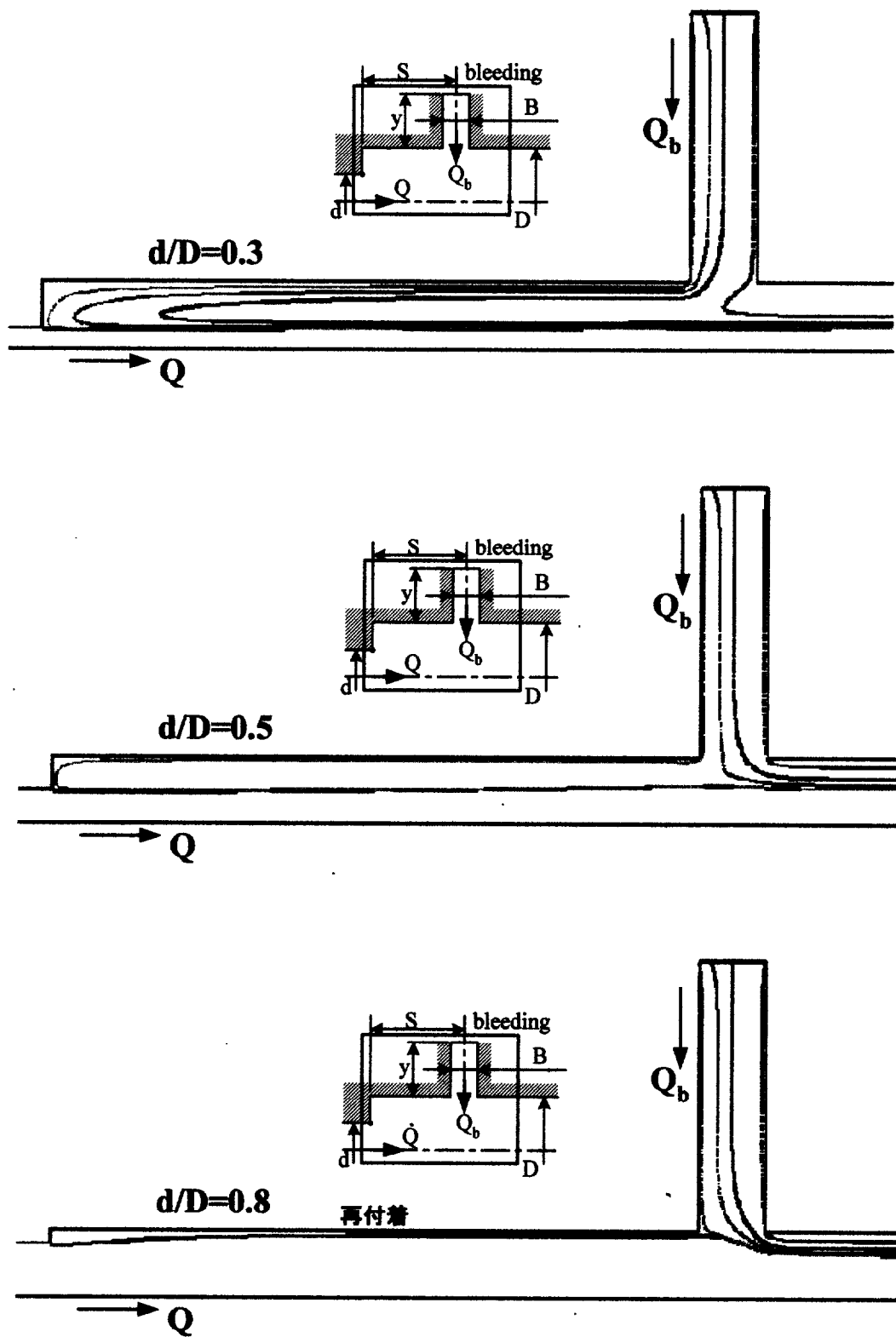


図5-11 管径比 d/D を変化した場合の収縮部下流の流れ場

(b) 壁面圧力分布

図5-12に、 $d/D=0.3, 0.5, 0.8$ と変化させた場合の壁面圧力分布を示す。

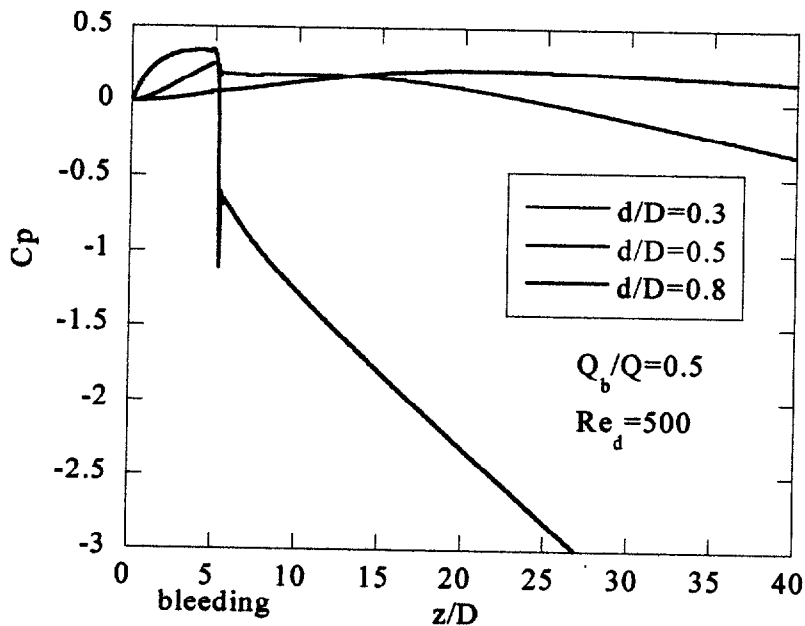


図5-12 管径比 d/D を変化させたときの壁面圧力分布

図より、bleeding が壁面圧力分布に及ぼす影響は d/D により大きく異なることがわかる。 $d/D=0.3$ では、bleeding による影響がほとんど見られず、非常に滑らかな圧力分布となっている。しかし、 d/D が大きくなるに伴い、bleeding 位置における圧力の急激な減少が大きくなっており、bleeding による影響が強くなっていると言える。

図5-13に bleeding による圧力損失の分布を示す。図より d/D が増加するに伴い、bleeding 位置における急激な圧力損失と十分下流での圧力損失は増加している。

図5-14に、 Q_b/Q を変化させて $\overline{Cp_b}$ と d/D の関係を示す。図は両対数表示にて示した。図より、 $\overline{Cp_b}$ と d/D の関係は右上がりの直線関係であり、その傾きは約 3.5 である。 $d/D=0.8$ の時の損失は、0.3 の時の損失より 10 倍以上大きいことがわかる。 $d/D=0.8$ の時の流れ場は 5.3.2 節にお

ける $S/D=15$ の時のものと同様であったが、 $\overline{Cp_b}$ は非常に大きい。これは、 d/D の増加に伴い、収縮部からの流れと管壁との距離は短くなり、故に収縮部からの流れと bleeding からの流れの干渉が強くなったと考えられる。 Q_b/Q の違いによる比較をすると、直線の勾配はすべて等しい。つまり、 Re_d 、 S/D が等しければ、 $\overline{Cp_b}$ 、 d/D 及び Q_b/Q はある関係にまとめることができる。

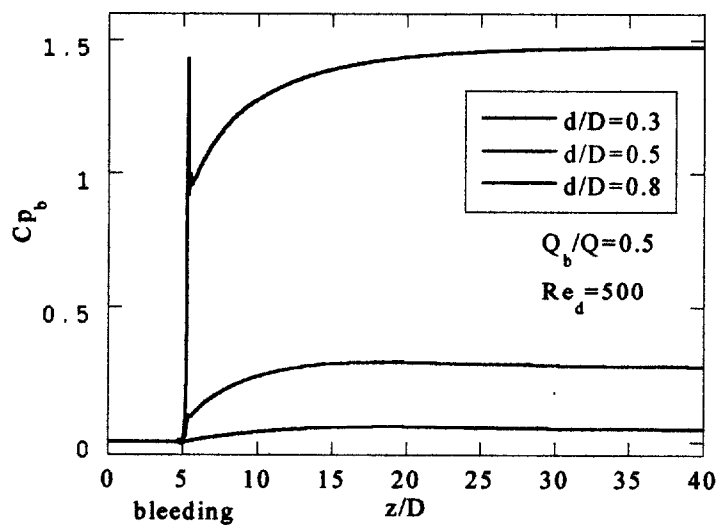


図5-13 直径比 d/D を変化させたときの bleeding による圧力損失

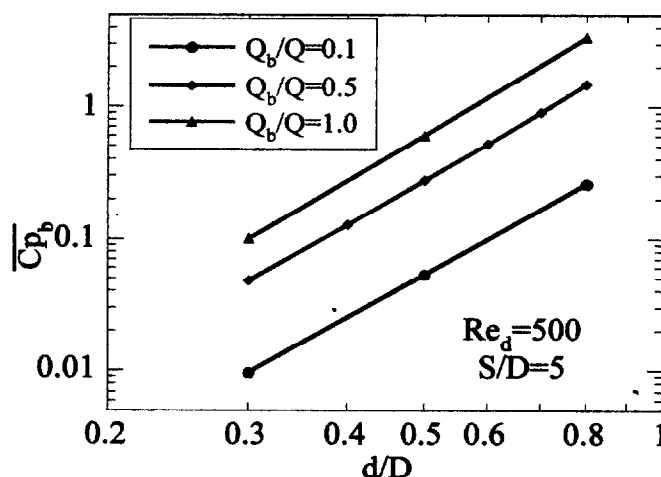
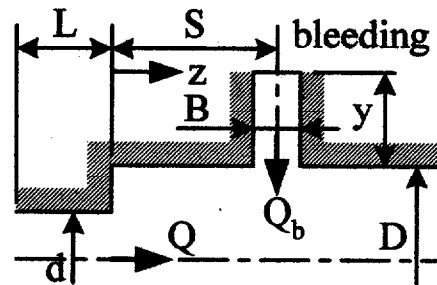


図5-14 十分下流における bleeding による圧力損失 $\overline{Cp_b}$ と直径比 d/D の関係

5. 3. 4 レイノルズ数による流れ場および壁面圧力分布の相似性

すでに bleeding の無い収縮部下流の流れ場においては、3, 4章において、 Re_d による流れ場の相似性が示された。つまり、管径比 d/D と収縮部長さの無次元量 $L/(d \cdot Re_d)$ が等しければ、収縮部出口からの距離を Re_d で無次元化した $z/(D \cdot Re_d)$ によって、収縮部下流の流れ場は相似となり、壁面圧力分布は C_p によってまとめられる。そこで、bleeding がある場合でも、同様にまとめられるだろうと推測し、検証してみる。以下のように無次元パラメータを設定する。

- ・ $d/D=0.5$
- ・ $L/(d \cdot Re_d)=0.04$
- ・ $S/(D \cdot Re_d)=0.01$
- ・ $B/(D \cdot Re_d)=0.001$
- ・ $y/(B \cdot Re_d)=0.008$



Re_d を 300, 500, 800 と変化させ、流量比 $Q_b/Q=0.5$ と固定した。

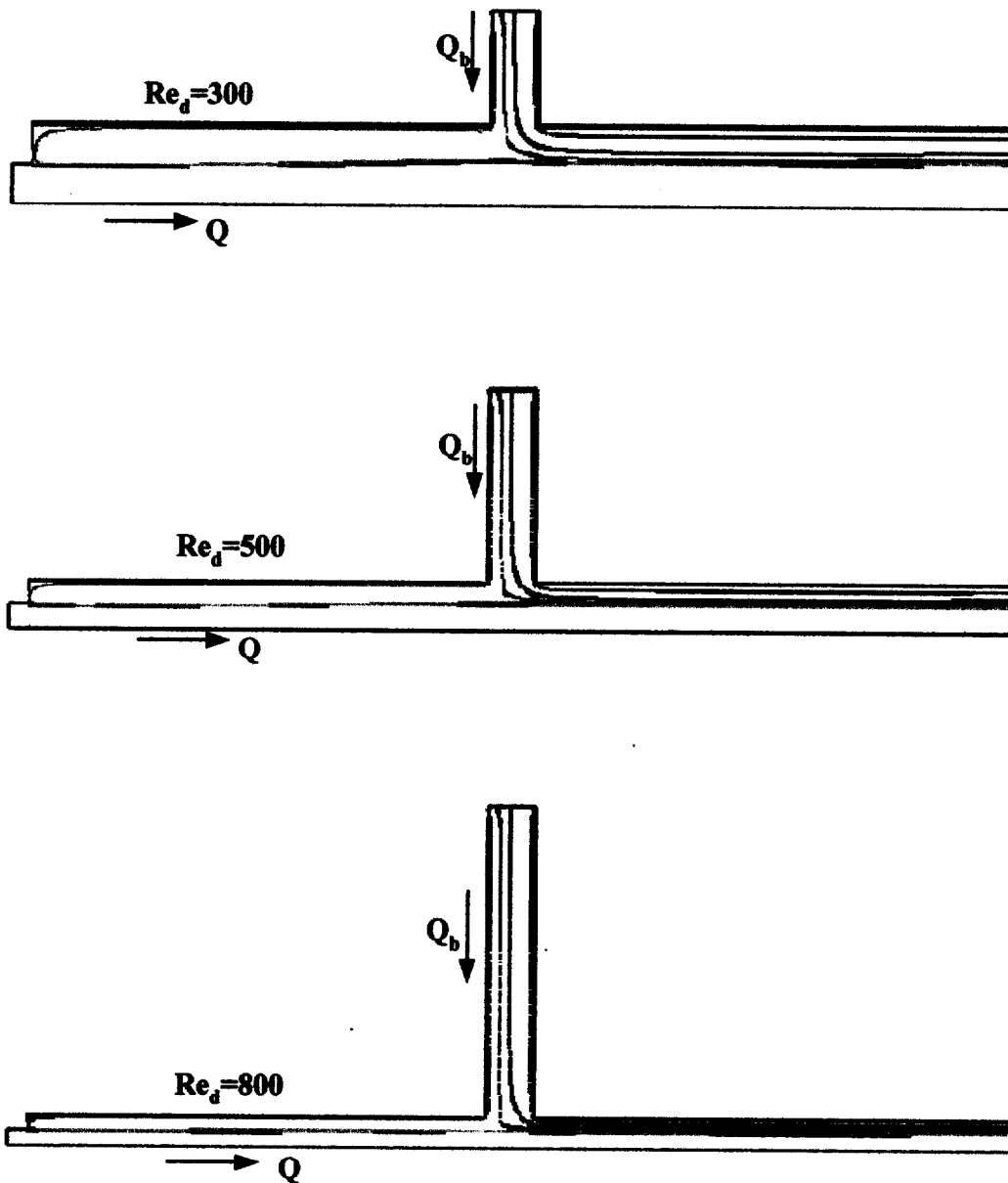


図5-15 相似パラメータを合わせて Re_d を変化させたときの収縮部下流の流れ場 ($Q_b/Q=0.5$)

図5-15に、上記の相似パラメータに合わせて Re_d を3種類に変化させたときの収縮部下流の流れ場を流跡にて示す。収縮部からの距離 $z/(D \cdot Re_d)$ が等しくなるように各図の縮尺を調整した。図より、各図とも bleeding からの流れは最も上流側の流跡(水色)を除いて下流へと流れており、流跡の様子はかなり似ている。

図5-15の比較をより明確化するために、図5-16に各 Re_d の $z/(D \cdot Re_d) = 0.005, 0.01, 0.02$ の位置における半径方向速度分布を示す。 $z/(D \cdot Re_d) = 0.01$ は bleeding 中心位置に相当する。縦軸は管中心からの距離 r を下流管半径($D/2$)で、横軸は位置 r における z 方向速度 u を収縮部内平均流速 U で除して無次元化している。

各 $z/(D \cdot Re_d)$ における速度分布の Re_d による違いはほとんどないが、 $z/(D \cdot Re_d) = 0.01$ の場合における $Re_d = 300$ のデータは、 $r/(D/2) = 1$ 付近で僅かにずれが見られる。この要因は、3.5節にて調査した低レイノルズ数における一様流からの速度の発達の特異性が考えられる。しかしながら、全体的に一致していると言える。

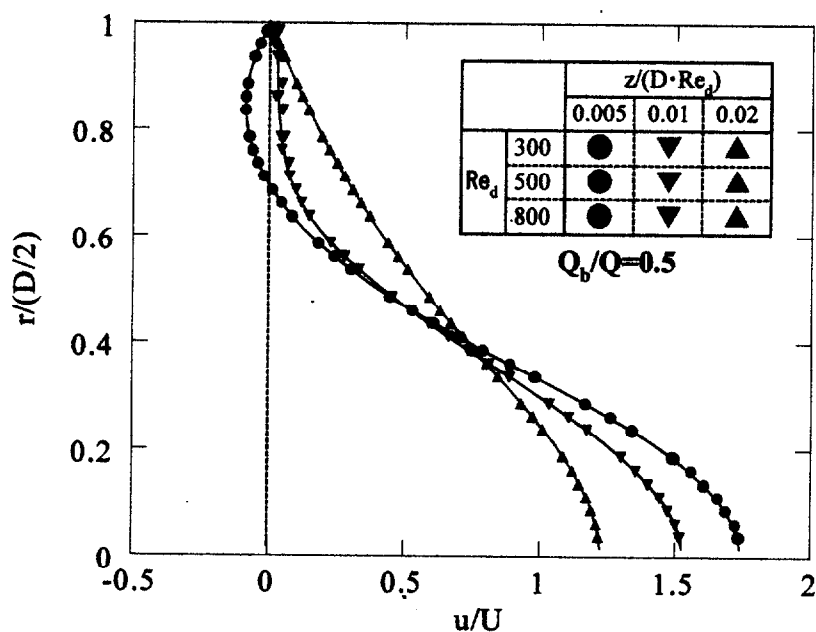


図5-16 Re_d を変化させて収縮部下流 $z/(D \cdot Re_d)$ における速度分布

図5-17に、相似パラメータを合わせて Re_d を変化させたときの収縮部下流の壁面圧力分布を3種類の流量比 Q_b/Q において比較した。各 Q_b/Q の壁面圧力分布の Re_d による違いはあまり見られない。しかしながら、 $Re_d=300$ の $Q_b/Q=0.1$ および 0.5 の値は収縮部下流にて、他の Re_d の値よりも僅かに小さい。これは図5-16の速度分布に見られた違いによる要因と同じと考えられる。しかし、その差は僅かであり、 $Q_b/Q=1.0$ においては Re_d による違いはない。

故に、相似パラメータを合わせるにより、bleeding を伴う収縮部下流の流れ場及び壁面圧力分布は相似となり、 Re_d による影響をまとめることができる。

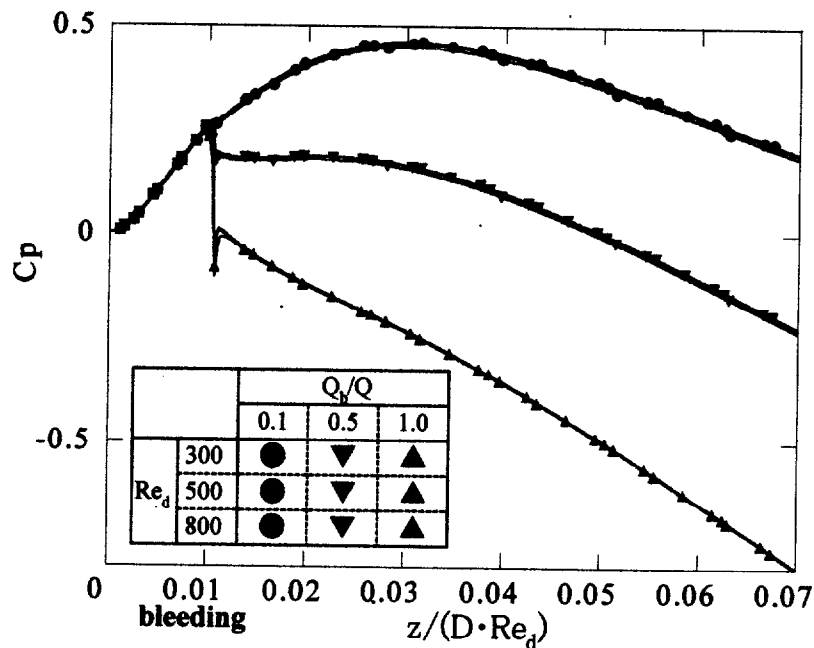


図5-17 相似パラメータを合わせて Re_d を変化させたときの収縮部下流の壁面圧力分布

5. 3. 5 bleeding による圧力損失を算出できる実験式の導出

前節の調査により、bleeding を有する収縮部下流の流れ場は、流量比 Q_b/Q 以外に、以下のパラメータにも依存していることが分かった。

- d/D
- $L/(d \cdot Re_d)$
- $S/(D \cdot Re_d)$
- $B/(D \cdot Re_d)$
- $y/(B \cdot Re_d)$

しかし、これら全てを考慮して bleeding による圧力損失 $\overline{Cp_b}$ を求めることは困難である。そこで、2章の分岐—合流モデルの流量特性を調査した際にパラメータとして用いた $L/(d \cdot Re_d)$, $S/(D \cdot Re_d)$ および Q_b/Q の影響について調査し、これらをパラメータする実験式を導き出すことを試みた。

よって、今回の調査する以外のパラメータは以下の値に固定した。

- $d/D=0.5$
- $B/D=1$
- $y/B=10$

この値は、分岐—合流モデルの実験装置を参考とした。

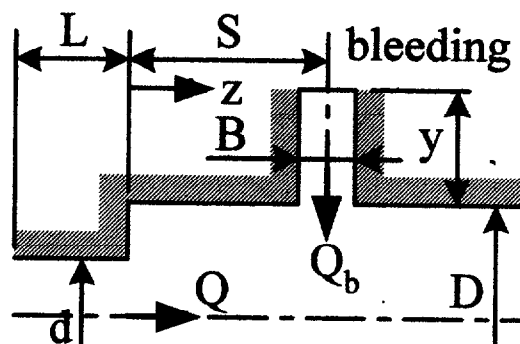


図5-18に、 $L/(d \cdot Re_d) = 0.005$ と固定し、 $S/(D \cdot Re_d)$ を変化させた場合の Q_b/Q と $\overline{Cp_b}$ の関係を示す。ここで、両者の関係は図5-6より次式の近似曲線で表すことが可能であると思われる。

$$\overline{Cp_b} = a \cdot (Q_b/Q)^n \quad (5.4)$$

ここで、 a, n はパラメータに依存する係数である。

図5-19に、図5-18で求めた近似曲線の係数 a, n と $S/(D \cdot Re_d)$ の関係を示す。図より、両者の関係は何らかの関係式によって近似し得ることが推測される。

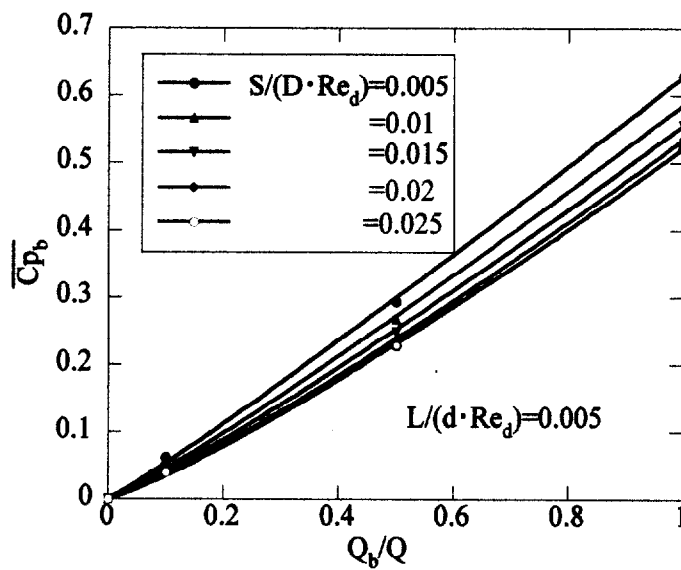


図5-18 Q_b/Q と $\overline{Cp_b}$ の関係

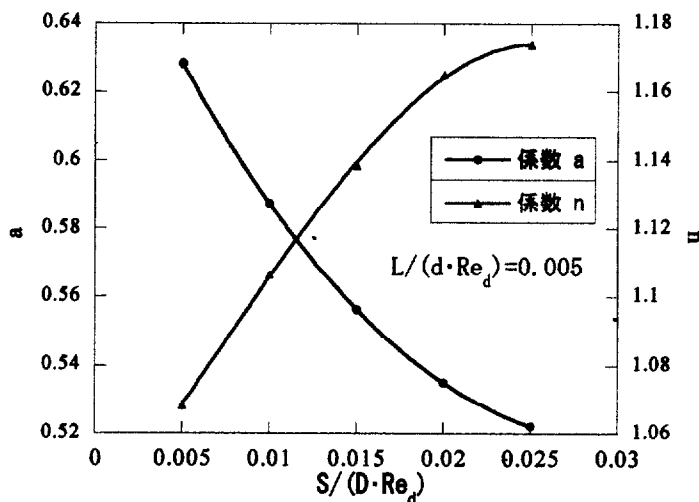


図5-19 Q_b/Q と $\overline{Cp_b}$ の関係式における係数 a, n と $S/(D \cdot Re_d)$ との関係

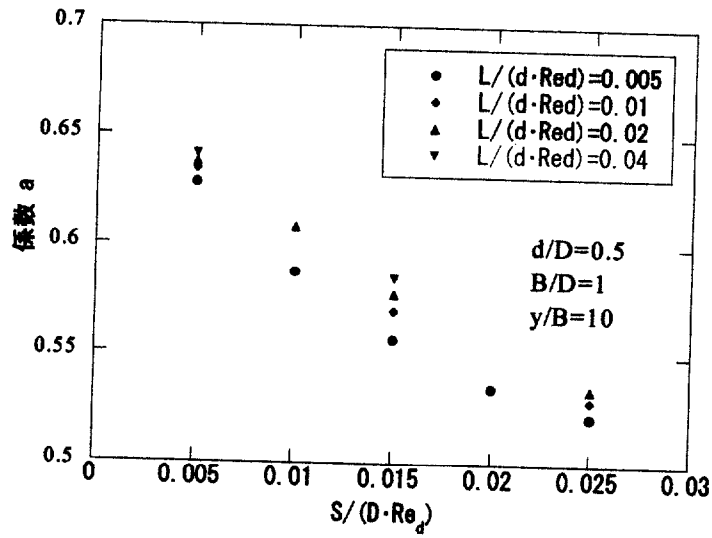


図5-20 $L/(d \cdot Re_d)$ を変化させた場合の係数 a と $S/(D \cdot Re_d)$ との関係

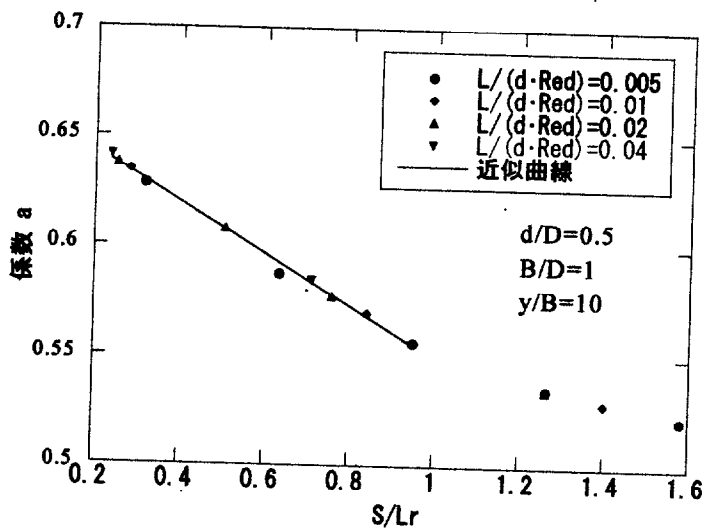


図5-21 $L/(d \cdot Re_d)$ を変化させた場合の係数 a と S/Lr との関係

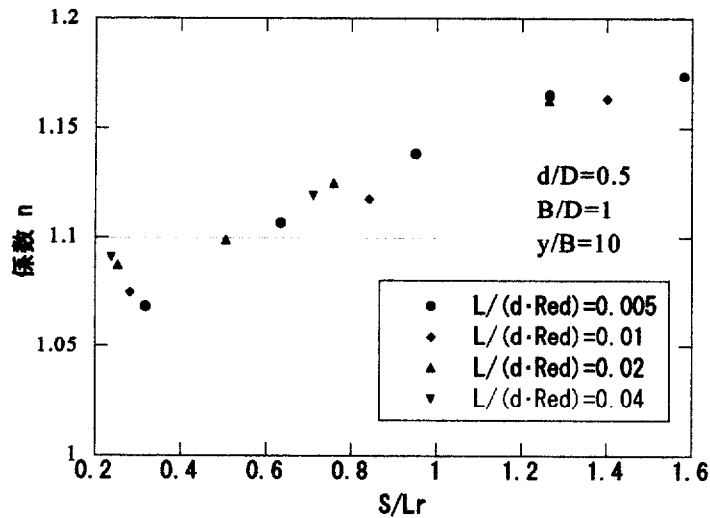


図5-22 $L/(d \cdot Re_d)$ を変化させた場合の係数 n と S/Lr との関係

図5-20に、 $L/(d \cdot Re_d)$ を変化させた場合の Q_b/Q と $\overline{Cp_b}$ の関係式における係数 a と $S/(D \cdot Re_d)$ との関係を示す。図より、係数 a と $S/(D \cdot Re_d)$ との関係は $L/(d \cdot Re_d)$ に依存して変化している。ここで、 $L/(d \cdot Re_d)$ が変化することは再付着長さ $Lr/(D \cdot Re_d)$ が変化することと等しい。つまり、図5-20に見られる影響は、再付着点と bleeding 位置との位置関係によるものであると推測される。そこで、図5-21に横軸を S/Lr と変更してプロットし直した。すると、図より係数 a と S/Lr の関係はある一つの関係に整理できることがわかった。特に、 $S/Lr < 1$ (bleeding 位置がはく離内ある場合) では、両者の関係は比例関係で表され、次式で示される。

$$\text{係数 } a = 0.667 - 0.117 \cdot (S/Lr) \quad (5.5)$$

また、図5-22に、 $L/(d \cdot Re_d)$ を変化させた場合の Q_b/Q と $\overline{Cp_b}$ の関係式における係数 n と S/Lr との関係を示す。両者の間には何らかの関係があるように見られるが、 $S/Lr < 1$ において $1.05 < n < 1.15$ と変化は非常に小さいので $n \approx 1.1$ と見ても差し支えないと思われる。

これで、式(5.4), (5.5)を用いて、任意の条件における $\overline{Cp_b}$ を得ることができる。

5. 3. 6 3次元性の影響

前節までにおいては、流れは軸対称であると仮定しているため、合流流れの場合は全周 360° から中心軸に向かう合流流れとなる。しかし、分岐—合流モデルにおける逆方向流れが生成されている場合の合流流れは、本管に支管が接続する流れであるために、明らかに軸対称流れではない。このような管と管との合流流れでは3次元流れとなるはずである。けれども、3次元流れを数値解析しようとする場合、その際に使用されるモデルのメッシュ数は軸対称流れの場合と比較して10倍以上は必要となってくる。このことは、数値解析に要する時間の増加をもたらす、効率が悪い。そこで、あるケースにおいて軸対称流れと3次元流れを比較して、bleedingによる圧力損失 $\overline{Cp_b}$ の3次元補正值を求める。

(a) 流れ場

図5-23に3次元流れの場合のメッシュ図を示す。本管と支管は直角に接合しており、両者の内径は等しい。流れ場は、本管と支管の中心軸を含む面について対称であると仮定している。

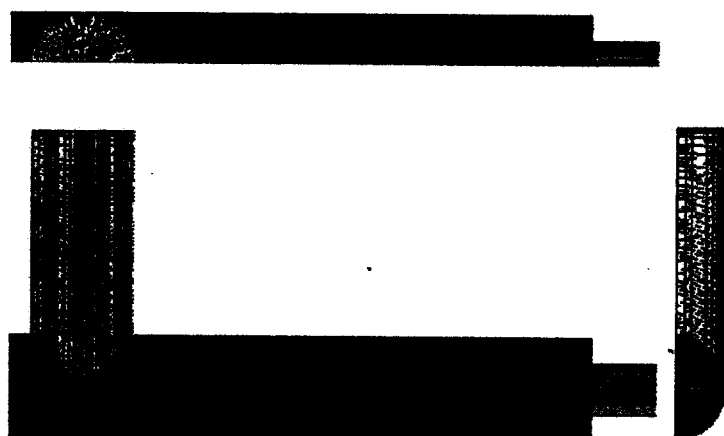


図5-23 3次元流れの数値解析に用いたメッシュ図

3次元流れの計算における計算条件を示す。

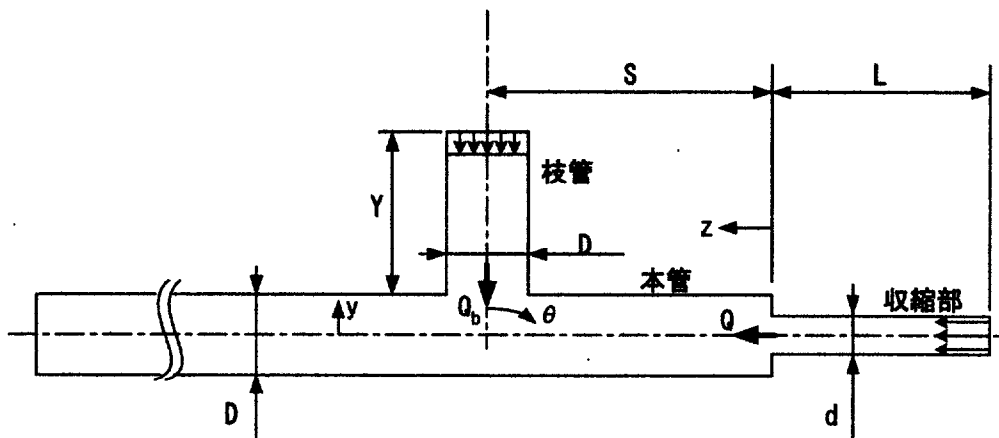
- $L/d=20$
- $Q_b/Q=0.5$
- $S/D=5$
- $Re_d=500$
- $Y/D=2$

本管座標系

x …本管および枝管中心軸を含む面を $x=0$ 、正方向のみ

y …本管中心軸を $y=0$ 、枝管中心軸を y 軸として枝管内流れとは反対方向を正

z …収縮部出口を $z=0$ 、本管流れ方向を正



流れ場の様子を観察するために、流体解析ソフト Star-CD に付属している Particle Tracks (流跡) 機能を用いる。これにより、任意の点からスタートする流跡を表示することができる。

- 支管先端からスタートした流跡図 (対称面上)

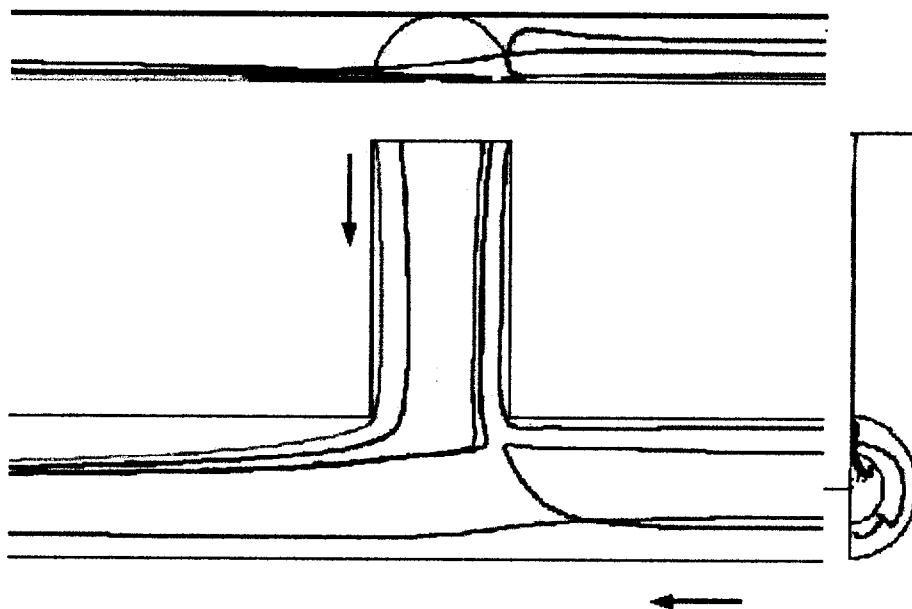


図5-24 支管先端からスタートした流跡図

- 収縮部からの流跡の中で最も上流のもの (ピンク) だけが上流へと逆流している。また、一度上流から戻ってきて、再び逆流している。2回目の逆流の際に、周方向に旋回する流れが見られ、底面へと移動している。
- その他の流れは全て下流へと向かっている。また、下流に進むに伴い、流れは $y=0$ へと集まっている。

- ・支管先端からスタートした流跡図 (支管中心からの距離)

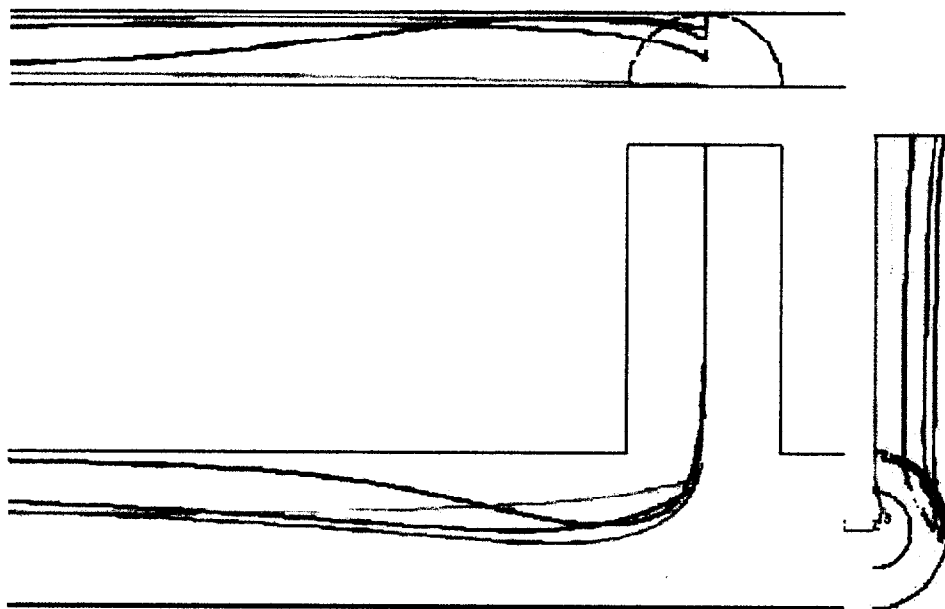


図5-25 支管先端からスタートした流跡図

- ・全ての流れは逆流せず、下流へと流れている。
- ・最も支管中心より離れた点 (赤) の流跡は、本管下流では上方壁面へと向かっている。

- 支管先端からスタートした流跡図 (支管管壁)

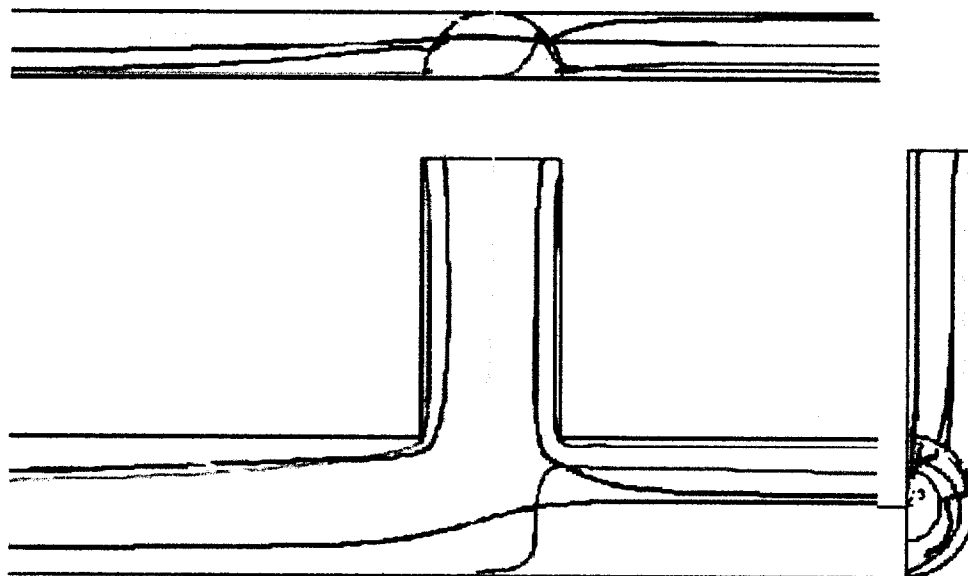


図5-26 支管先端からスタートした流跡図

- 支管上流側の管壁から流れ出した流跡 (赤、緑) は、上流へと逆流している。それ以外の流跡は、そのまま下流へと流れている。
- 支管のスタート位置によって、その位置の流体が逆流するかどうかが決まる。次に、逆流する領域を求める。

- 収縮部出口からスタートした流跡図

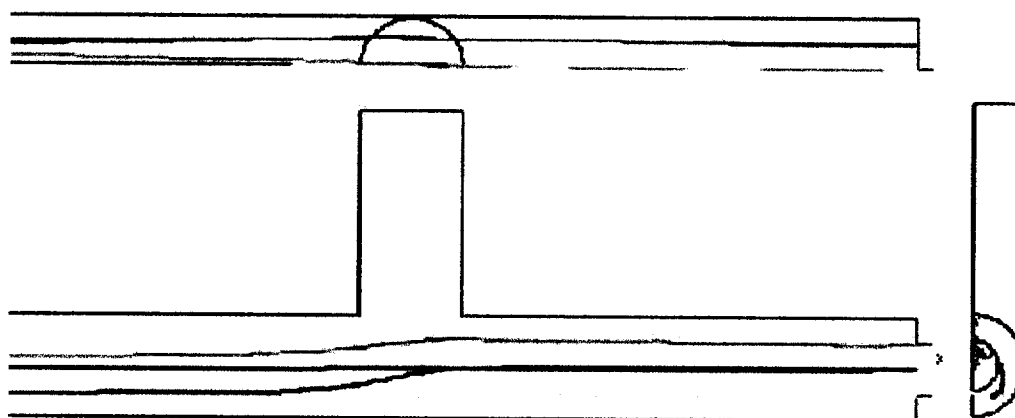


図5-27 収縮部出口からスタートした流跡図

- 収縮部中心 (赤)、最下点 (黄) の流跡は、僅かに下方へと曲がっているが、ほぼ真っ直ぐとなっている。
- 収縮部最上点 (水色)、横 (ピンク) の流跡は、支管位置にて大きく下方へと曲がっている。
- このような流跡の大きな曲がり、支管からの流れによってもたらされていると思われるが、その影響は主流の中心部までは及ばない。
- この図からは分かり難いが、全ての収縮部からの流れは管壁へと再附着することは無かった。

支管先端のある領域からスタートした流体は、本管と合流すると収縮部出口に向かって逆流を生じる。図5-28に、 Q_b/Q を変化させた場合の支管先端における逆流する領域の変化を示す。

図より、全ての Q_b/Q で支管先端の上流側壁面領域 ($x=0.01\text{m}$ 付近) からスタートした流体は、本管で逆流していることがわかる。これは、流速の遅い壁面で、かつ収縮部に近いことによるものと考えられる。 Q_b/Q が減少すると、逆流する領域は増加する。 $Re_d=500$ で固定されているため、収縮部からのジェットによって下流へと持ち運ばれる連行流量は変わらず、この流量を補うために使用される支管からの流量も変わらない。そのため、 Q_b/Q が減少すると相対的に逆流する流量の割合が増加して、逆流領域が増加したものと考えられる。 Q_b/Q の減少に伴う逆流領域の増加は、支管管壁に沿って進んでいく。これは、壁面の方が流速が遅いため、運動量の変化をできるだけ少なくとどめることができるものと思われる。

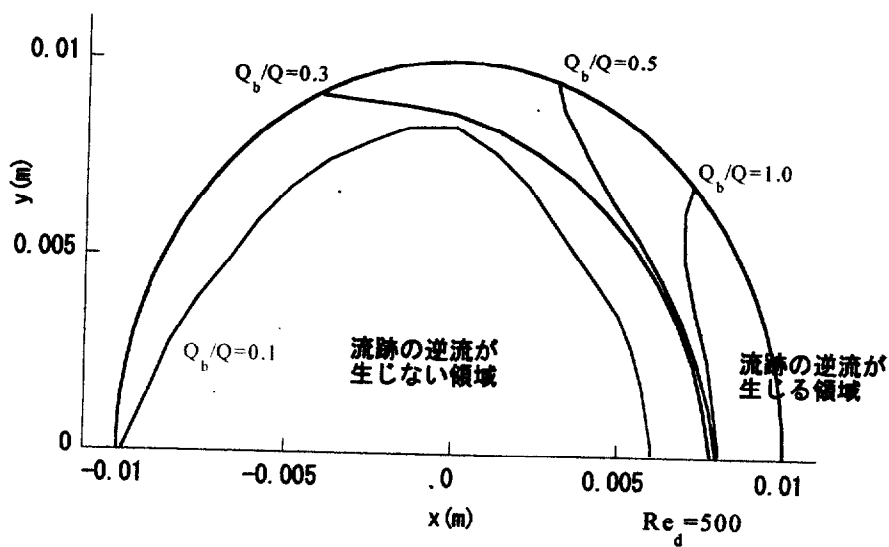


図5-28 支管先端において本管で逆流する領域の Q_b/Q に伴う変化

図5—24～27の流跡図を見ると、支管および収縮部からの流体が本管の十分下流においてある定まった領域を占めているように思われる。そこで、支管および収縮部のいろいろな箇所からの流跡を調査し、十分下流でのその流跡位置を Q_b/Q の変化で比較した。その結果を図5—29に示す。

図より、支管からの流体は主に上部管壁部分 ($r/R=2, \theta=90^\circ$)、下部管壁部分 ($r/R=2, \theta=270^\circ$) に見られる。前者の上部管壁部分の流体は逆流せずに流れてきたものであり、後者は逆流したものである。 Q_b/Q の増加に伴い、両者の領域は増加している。さらに、 $Q_b/Q=1.0$ においては本管中心付近まで支管側からの流体が見られ、合流部において複雑な流れ場が形成されていると考えられる。

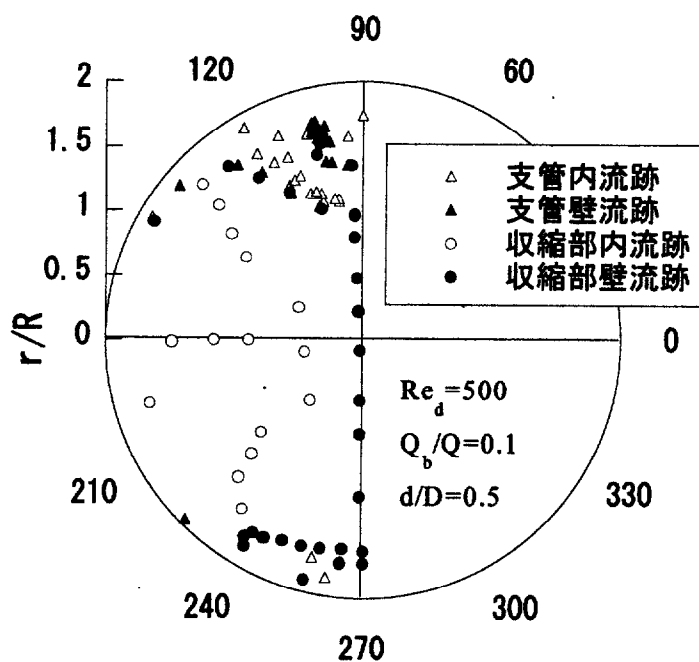


図5—29(a) 本管十分下流における各管からの占有領域 ($Q_b/Q=0.1$)

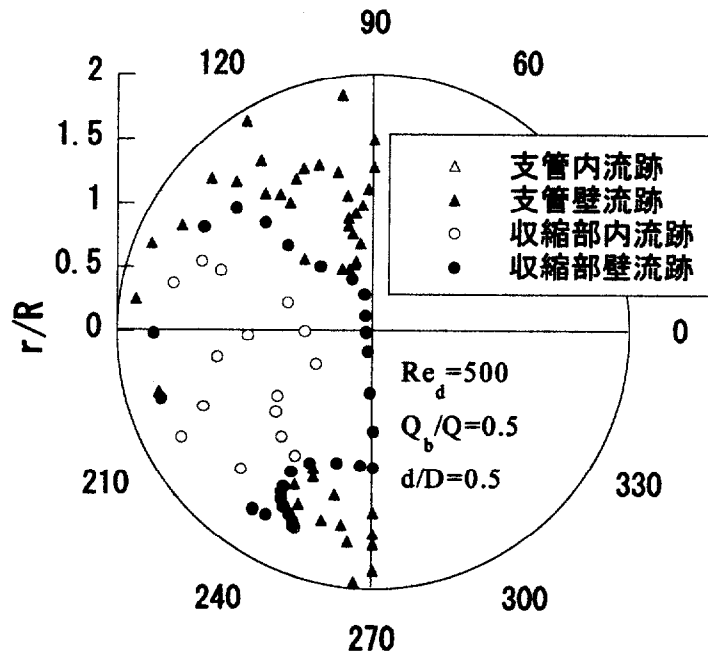


図5-29(b) 本管十分下流における各管からの占有領域 ($Q_b/Q=0.5$)

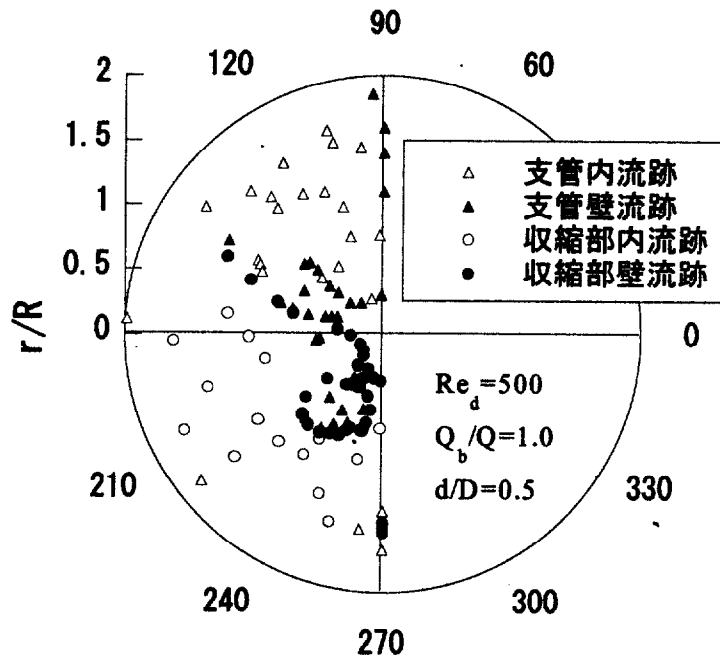


図5-29(c) 本管十分下流における各管からの占有領域 ($Q_b/Q=1.0$)

(b) 壁面圧力分布

図5-30に、 $Q_b/Q=0.5$ の場合の壁面圧力分布を示す。3次元性を考慮して、壁面は次の3点を比較した。

- bleeding が接続している側——top (緑)
- bleeding が接続している反対側——bottom (赤)
- 両者の 90° 側面——side (青)

図より以下の考察を得た。

- bleeding 位置近傍で、各の壁面圧力分布は相違が生じている。
- 特に、top (緑) の圧力損失は大きい。つまり、この位置における断面では、top から side, bottom へと流れる2次流れがあると考えられる。
- $z/D=10$ においては、すでに全ての壁面圧力はほぼ等しくなり、2次流れが無くなっていると考えられる。

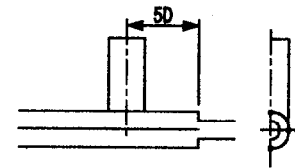
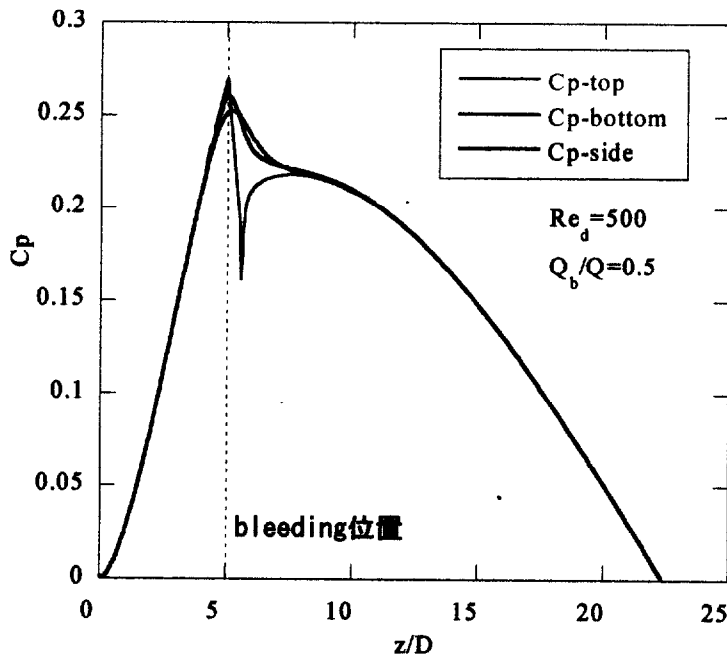


図5-30 壁面圧力分布 (各壁面の比較)

図5-31に、 $Q_b/Q=0.5$ の場合の軸対称流れと3次元流れとの壁面圧力分布の比較を示す。3次元流れの場合は、bleeding側のへきめん圧力分布(top)を代表として示した。

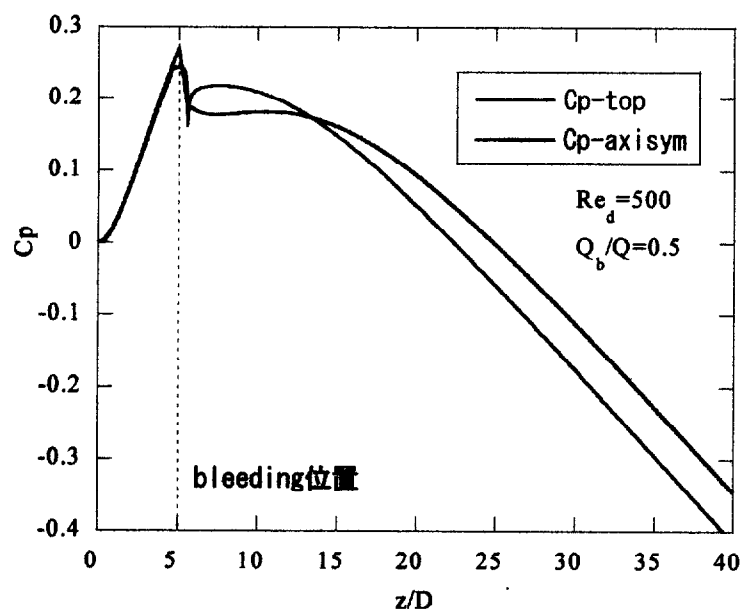


図5-31 軸対称流れと3次元流れとの壁面圧力分布の比較

- bleeding 上流ではほぼ両者は一致する。bleeding 下流では、13D までは軸対称の壁面圧力が小さいが、13D より下流では3次元の方が小さい。
- 13D までは3次元の流れ場は2次流れが生じており、これが圧力の低下を防いでいると考えられる。しかしながら、最終的には2次流れによる損失分が付加されたため、軸対称流れよりも圧力損失は大きくなったと考えられる。
- 軸対称流れの場合、全周にわたって中心に向かう流れとなっているため、主流と衝突する際の速度は3次元の場合よりも小さい。そのため、衝突による損失は小さいように思われるが、衝突面積が大きいため、これによる損失は3次元の場合とのあまり違いが無いと考えられる。
- 十分下流における両者の圧力差は $dCp \approx 0.07$ であった。

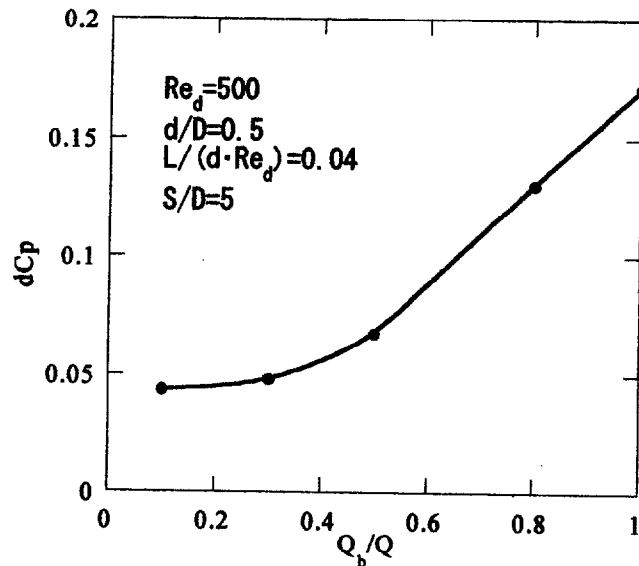


図5-32 軸対称流れと3次元流れとの圧力差

図5-32に、軸対称流れと3次元流れとして計算した場合の壁面圧力分布で、十分下流における両者の圧力差 dC_p における流量比の影響を示す。図より、 $Q_b/Q=0.1\sim 0.5$ においては、流量比の影響はなくほぼ一定で $dC_p \approx 0.05$ である。しかし、 Q_b/Q がさらに増加すると、 dC_p は急激に上昇している。これは、図5-29(a),(b),(c)に示すように、 Q_b/Q が大きい時は3次元性の影響がかなり大きいので、十分下流の圧力差においてもこの3次元性の影響が顕著になったものと考えられる。

次節にて、分岐—合流モデルの逆方向流れの推量を行うが、その際の流量比は0.5以下であると思われるので、3次元性の影響として $dC_p \approx 0.05$ を考慮する。

5. 4 合流流れを考慮した場合の一方向流れの推量

4. 5節では、収縮部下流の壁面圧力分布のみから逆方向流れの流量を推定することを試みた。しかし、その結果は、実験結果と大きく異なっていた。その原因として、合流による損失を考慮していないことによるものと考えられた。そこで、4. 5節で行った推量値に、この合流による損失を付加して、再度、逆方向流れの流量を推定することを試みる。

分岐部と合流部における収縮部出口からの圧力差は図4-17に示された。ここで、逆方向流れが生じている $Re_d=600\sim 1000$ までのデータについて以下の処理を行い、新しい流量の推定を行う。

- (1) 合流部の圧力から次の圧力をそれぞれ差し引く。
 - ①合流による損失…式(5.4)(5.5)より得られる圧力
 - ②合流流量による損失…式(5.3)より得られる圧力
 - ③3次元性の考慮… $C_p=0.05$
- (2) $Q_b/Q=0\sim 0.5$ と変化させて、その時の①②の損失を計算し、新しい合流部の圧力を得る。分岐部圧力との圧力差を求める。
- (3) $Q_b/Q=0\sim 0.5$ と変化させて、その時の支管側を流れる流量 Q_b によって生じる圧力差を求める。この圧力差と上記の圧力差が等しくなるときの流量比が逆流量比となる。

図5-33に、 $Re_d=800$ の場合、上記の方法で求めた合流—分岐の圧力差と、支管側を流れる流量による圧力差の比較を示す。両者は $Q_b/Q=0.107$ において交差している。 $600 < Re_d < 1000$ において、同様な手法で Q_b/Q を求める。図5-34に、その結果と実験で得られた支管側流量比との比較を示す。両者はかなり良く一致しており、分岐—合流モデルの流量特性をシミュレートすることができた。

仮に逆流量を多くするためには、分岐部と合流部の圧力差を大きくする必要がある。そのためには分岐部の圧力をできるだけ低くし、合流部の圧力を高くすれば良い。壁面圧力分布より、分岐部の圧力を低くする

ためには、分岐部が収縮部出口に近づけば良く、合流部の圧力を高くするためには、合流部の位置を最高圧力を取る位置 L_p にすれば良いことが分かる。もし、合流部を L_p の位置とすることができれば、 $C_{p_{max}}$ は収縮部長さが十分長くて、直径比が 0.6 付近が最も高くなるので、このような場合が逆方向流れの流量を最適にすることができる。

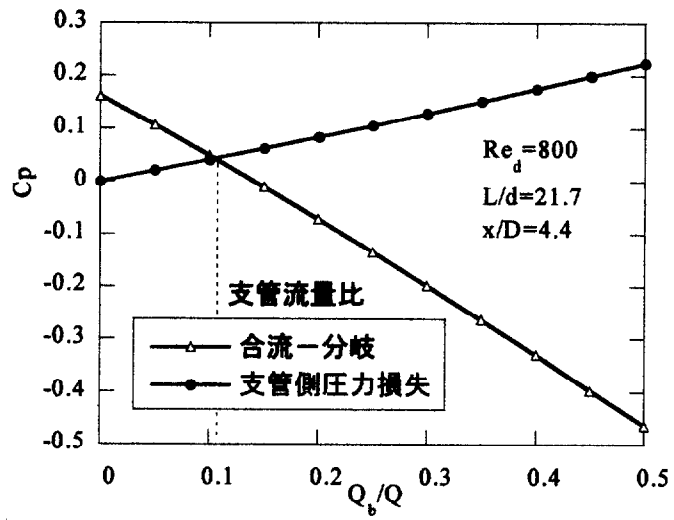


図5-32 逆方向流れの流量の推量($Re_d=800$)

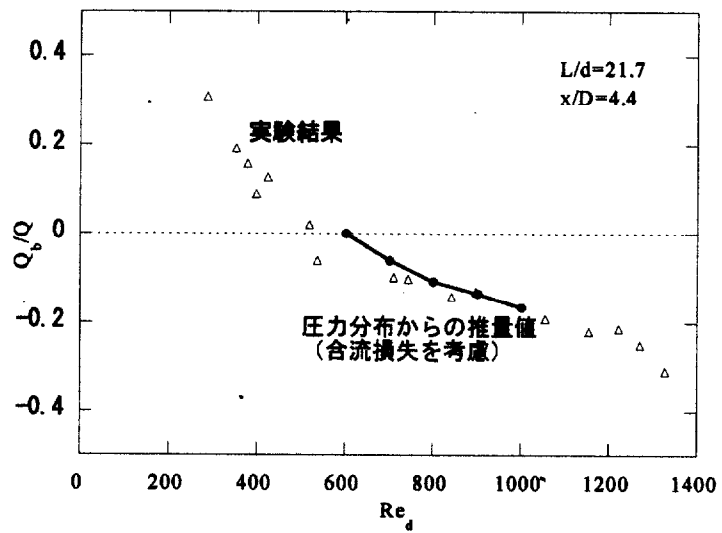


図5-33 支管側流量比について圧力分布からの推量値と実験結果との比較

5. 5 本章の結論

円管内に収縮部が存在し、収縮部下流の管壁より bleeding がある場合の収縮部下流の流れ場と壁面圧力分布について、数値解析により各パラメータの影響を調査した。今回行った調査パラメータは、流量比 Q_b/Q 、bleeding と再付着点との位置関係および収縮部と下流円管との直径比 d/D の3つであった。壁面圧力分布への影響は十分下流における bleeding による壁面圧力損失 $\overline{Cp_b}$ にて評価を行った。 $\overline{Cp_b}$ は、bleeding が無い場合の壁面圧力から、bleeding がある場合の壁面圧力と bleeding による流量増加に伴う管摩擦損失を差し引くことにより求めた。

以下に得られた知見をまとめる。

1. 流量比 Q_b/Q の影響

Q_b/Q は収縮部下流の流れ場に大きく影響を及ぼしていた。特に収縮部下流のはく離の様子に与える影響は大きく、 $Q_b/Q=0$ では bleeding 流路内に渦が見られ、 $Q_b/Q=0.1$ では収縮部下流のはく離渦と bleeding 下流の渦と2つ確認された。また、 $Q_b/Q>0$ であれば、bleeding から流れ出した流体は管壁に沿って流れるため、収縮部から流れ出した流体は管壁に再付着することはなかった。

Q_b/Q は $\overline{Cp_b}$ に大きく影響を及ぼしていた。 Q_b/Q の増加に伴い、 $\overline{Cp_b}$ はほぼ直線的に増加した。これは、 Q_b/Q の増加により bleeding 内の流速が増加したため、収縮部からの流れと bleeding 内の流れとの衝突に伴う損失の増加によると考えられる。

2. bleeding と再付着点との位置関係の影響

bleeding が再付着点の上下流のどちらに位置するかによって、収縮部下流の流れ場は大きく影響を及ぼされていた。bleeding が再付着点の上流に位置した場合、bleeding ははく離内にあるが、bleeding からの流れの一部

は上流へと逆流した。しかし、下流に位置した場合、bleeding からの流れは全て下流へと流れた。後者の場合、収縮部から流れ出た流体は bleeding 上流の管壁に再付着した。よって、収縮部下流のはく離流れと bleeding による流れは全く切り離された状態となり、両者とも影響を及ぼさなかった。

bleeding と再付着点との位置関係は $\overline{Cp_b}$ に大きく影響を及ぼしていた。bleeding 位置が収縮部出口に近づくに伴い、 $\overline{Cp_b}$ は増加した。つまり、bleeding 位置がはく離内にある場合の方が $\overline{Cp_b}$ は大きい。bleeding が無い場合におけるはく離内では圧力回復が生じているはずであるが、bleeding によりその下流で逆流が無くなり圧力回復が生じなくなった。よって、bleeding 位置が収縮部に近づくに伴い、圧力回復領域が小さくなり、 $\overline{Cp_b}$ が大きくなった。

3. 収縮部と下流管との直径比の影響

直径比 d/D は収縮部下流の流れ場に大きく影響を及ぼしていた。 d/D を小さくすると bleeding から上流へ逆流する流量は増加する。しかし、 d/D の増加に伴い、再付着点は上流へ移動し、bleeding 位置が再付着点の下流となるため、その場合は前節の結果のように bleeding の流れは全て下流へと流れた。

d/D は $\overline{Cp_b}$ に大きく影響を及ぼしていた。 d/D の増加に伴い、 $\overline{Cp_b}$ は増加した。 d/D が増加すると再付着点が上流に移動するため、結果的に bleeding 位置ははく離内の外になる。しかし、 $\overline{Cp_b}$ は前節の結論と逆になった。これは、 d/D の増加に伴い、収縮部からの流れと管壁との距離は短くなり、故に収縮部からの流れと bleeding からの流れの干渉が強くなったと考えられる。

3つの影響について、 $\overline{Cp_b}$ を小さくするためには、 Q_b/Q を減少、 S/D を増加、 d/D 減少させると良いことが分かった。以上の結果を踏まえて、収縮部内レイノルズ数 Re_d により流れ場及び壁面圧力分布の相似性が示

された。

分岐—合流モデルにおける支管側流量比の推量を行うため、収縮部長さ L/d と bleeding 位置をパラメータとした $\overline{Cp_b}$ を得るための実験式を導出した。この実験式を用いて、支管側流量比の推量を行った。その値と実験より得られた支管側流量比を比較すると、非常に良く一致した。これによって、収縮部を有する分岐—合流モデルを設計する際に、その流量特性を計算することが可能となった。

第6章 結論

本研究は、鳥の呼吸器官に見られる一方向流れの生成メカニズムを解明することを目的としている。一方向流れを達成するためには、主気管支と頭部気管支との分岐部において、吸入された空気が頭部気管支へ流れない機構（空力的バルビング）が必要である。この空力的バルビングは、分岐部上流に存在する収縮部により生成されていると考えられてきたが、その確証ない。そこで、本研究では、はじめに鳥の呼吸器モデルを用いて、収縮部が一方向流れに関与しているのかを確かめ、その後、一方向流れの生成に関与していると考えられる現象について詳細に調査を行った。以下に本研究で得られたことを各章ごとに述べるとともに、今後の課題についても触れる。

第2章では、鳥の呼吸器官を、分岐した後にその下流で再び合流する「分岐—合流モデル」とモデル化して、実験により支管および本管に流れる流量を測定した。実験より、分岐部上流に収縮部が無ければ、支管における流れは分岐部から合流部へと向かう順方向流れであった。しかし、分岐部上流に収縮部を設置すると、あるレイノルズ数範囲において、支管における流れは合流部から分岐部に向かう逆方向流れとなった。これは、モデル実験ではあるが、鳥の呼吸器官に見られる一方向流れによく似ていると思われる。つまり、収縮部が一方向流れの生成に大きく関与していることが示された。さらに、収縮部長さや収縮部出口から分岐部までに距離を変更することにより、支管における流量特性は大きく変化した。このことから、一方向流れの流量調整を収縮部で行っている可能性を示唆した。また、流れの可視化によって、逆方向流れが生じているときは、支管位置が収縮下流に生じるはく離域内に入っていることが分かった。つまり、収縮部下流では圧力回復が生じるが、これにより、

分岐部と合流部の圧力差が逆転しと考えられる。以上より、この章の結論は、モデル実験により一方向流れの収縮部の関与を示すことができた。しかしながら、一方向流れが生じる条件を特定することには至らなかった。そこで、一方向流れの生成に影響を及ぼしていると考えられる2つの要因を挙げて、3章では、収縮部下流の再付着長さを、4章では、収縮部下流の壁面圧力分布を実験と数値解析によって詳細に調査した。

第3章では、流れの可視化により収縮部内レイノルズ数を変化させて再付着長さを求めるとともに、流れ場の様子を観察した。その結果、収縮部下流の流れ場はレイノルズ数区分によって3種類に分類することができ、レイノルズ数の小さい方から順に層流、遷移、乱流領域と名付けた。層流領域は非常に安定した層流状態の流れ場であったが、遷移および乱流領域は渦の発生により非常に複雑な流れ場となっていた。

収縮部長さおよび直径比は収縮部下流の流れ場に大きな影響を与えていた。まず、収縮部長さに関しては、収縮部長さの減少に伴い、層流から遷移状態へ移行するレイノルズ数が小さくなる傾向を示した。これは、収縮部長さが流れ場の乱れに関係したパラメータであることを示唆している。また、直径比に関しては、直径比の増加に伴い、剥離領域の減少と遷移レイノルズ数の増加を生じた。これは、直径比が減少すれば自由噴流に近づくため流れ場は不安定となり、直径比が増加すれば直管流れに近づくため流れ場は安定となると考えられる。

鳥の呼吸器官内では層流であるので、収縮部長さおよび直径比をパラメータとして収縮部下流の再付着長さを調査した。調査により、収縮部長さは、収縮部出口における速度分布に影響を及ぼしていることが分かった。よって、収縮部出口における速度分布を表すパラメータと直径比を用いて、収縮部下流の再付着長さを得ることができる実験式を導出した。

第4章では、3章では流れの影響パラメータは収縮部出口における速

度分布と直径比であることが分かったので、収縮部下流の壁面圧力分布をこれら2つのパラメータを用いて実験と数値解析によって調査した。

実験により、層流、遷移、乱流の各領域における壁面圧力分布を得た。層流領域の圧力分布は滑らかな放物状の曲線で、各測定点における時間的圧力変動がない。遷移領域では尖った分布となり、再付着点のやや下流に再付着に伴う現象と思われる局所的に大きな圧力変動を伴う。

数値解析によって、再付着長さと同様に、収縮部出口における速度分布を表すパラメータと直径比を用いて、壁面圧力分布の最大値とその値をとる位置を得ることができる実験式を導出した。さらに、2つのパラメータを用いて、壁面圧力分布全体を描画する実験式も導出した。この実験式は分岐—合流モデルの支管側流量を推量するため必要である。しかし、この実験式を用いて得られた支管側流量の推量値は、実験結果と大きく異なっておいた。これは、流れが合流する際に生じる圧力損失を考慮していないことが原因であると考え、次章では、収縮部下流の合流流れを調査した。

第5章では、収縮部下流において流れが合流する際の流れ場および壁面圧力分布について数値解析を用いて調査した。調査したパラメータは、合流する流量比、収縮部下流から合流するまでの距離、直径比であった。調査の結果、全てのパラメータが流れ場および壁面圧力分布に影響を及ぼしていた。特に、合流する際に生じる圧力損失の減少は、流量比を減少、合流するまでの距離の増加、直径比の減少によって生じることが分かった。

分岐—合流モデルの実験を行ったときの直径比のもとで、収縮部長さ、収縮部下流から合流するまでの距離および流量比をパラメータとして合流する際に生じる圧力損失を調査した。3章の調査により、収縮部長さは再付着長さを決定する要因であり、収縮部長さと収縮部下流から合流するまでの距離の比を用いることで、収縮部長さの影響は整理することができた。これによって、流量比と収縮部長さと収縮部下流から合流す

るまでの距離の比をパラメータとして圧力損失を得ることができる実験式を導出した。この実験式を用いて、4章で検討した分岐—合流モデルにおける支管側流量比の推量をやり直した結果、推量値と実験値は非常によく一致した。

本研究を総括すると、生物内流れとして興味のある鳥の呼吸器官に見られる一方向流れは、呼吸器官内に存在する収縮部によって生成されていることが示された。そして、一方向流れの生成は、収縮部に生じる圧力回復によって分岐部よりも合流部の方の圧力が高くなるために生じていた。このような壁面圧力分布を決定する要因は、収縮部長さにより支配される収縮部出口速度分布、直径比、収縮部から分岐部までの距離であった。実際の鳥では、この要因の中のいくつかを用いて、ガス交換の場である Parabronchi への流入量を調節し、酸素吸収量を制御していると考えられる。

今後の課題として、いくつかある。

一つは、非定常流れの場合の収縮部下流の流れ場の問題がある。今回の研究はすべて定常流れを扱った。これは、一呼吸において、そのほとんどの部分が定常流れであると考えられるので、十分有用である。しかし、吸入や吐き出しの始まりでは、非定常流れとなるはずである。また、流体力学の分野から見ても、このような流れ場を解明することは非常に興味深いものである。

また、収縮部下流に管壁から流れ出しがある場合の流れ場の問題がある。今回は、管壁からの流れ込みだけ解析を行ったが、この問題を解明できれば、分岐—合流流れにおいて順方向流れの場合でも、支管側流量を推量することができる。

実際の鳥の呼吸器官を用いての一方向流れの生成を確認する必要がある。今回はモデル実験のみであったが、実際の鳥の呼吸器官を鋳型に取って、そのモデルでも収縮部による流量制御が可能であれば、モデル実験の確証になるとと思われる。

参考文献

- (1) Lighthill, M. J., "Physiological fluid dynamics: a survey", *J. Fluid Mech.*, **52** (1972), 475-497
- (2) 例えば Young, D. F., "Fluid mechanics of arterial stenoses", *J. Biomech. Eng.*, **101** (1979), 157-175
- (3) 例えば Siebes, M., 他 2 名, "", *J. Biomech. Eng.*, **118** (1996), 486-497
- (4) 例えば Fung, Y. C., "Biodynamics: 第 6 章", (1984), *Springer-Verlag*, 290-369
- (5) 例えば 須藤、他 3 名, "飛行昆虫の挙動解析 (トンボのはばたき特性)", *機論*, **60-579 B** (1994), 3600-3606
- (6) 例えば Liu, K., et. al., "A computational fluid dynamic study of tadpole swimming", *J. Exp. Biol.*, **199** (1996), 1245-1260
- (7) 岡 小天, "バイオレオロジー", (1984), 裳華房, 251-270
- (8) Fry, D. L., "Acute vascular endothelial changes associated with increased blood velocity gradients", *Circulat. Res.*, **22** (1968), 165-197
- (9) Texon, M., 他 2 名, *J. Appl. Math. Mech.*, **194** (1965), 168-172
- (10) Caro, C. G., 他 3 名, "Atheroma and arterial wall shear: Observation, correlation and proposal of a shear dependent mass transfer mechanism for atherogenesis", *Proc. R. Soc., London, Ser. B*, **177** (1971), 109-159
- (11) Duncker, H.-R., "Structure of avian lungs", *Respir. Physiol.*, **14** (1972), 44-63
- (12) Duncker, H.-R., "Structure of the avian respiratory tract", *Respir. Physiol.*, **22** (1974), 1-19

- (13) Bretz, W. L., and Schmidt-Nielsen, K., "Bird respiration: Flow patterns in the duck lung", *J. Exp. Biol.*, **54** (1971), 103-118
- (14) Scheid, P., and Piiper, P., "Direct measurement of the pathway of respired gas in duck lungs", *Respir. Physiol.*, **11** (1971), 308-314
- (15) Crank, W. D., and Gallagher, R. R., "Theory of gas exchange in the avian parabronchus", *Respir. Physiol.*, **35** (1978), 9-25
- (16) Kuethe, D. O., "Fluid mechanical valving of air flow in bird lungs", *J. Exp. Biol.*, **136** (1988), 1-12
- (17) Banzett, R. B. ほか 5 名, "Inspiratory aerodynamic valving in goose lungs depends on gas density and velocity", *Respir. Physiol.*, **70** (1987), 287-300
- (18) Johes, J. H., ほか 2 名, "Control of air flow in bird lungs: radiographic studies", *Respir. Physiol.*, **45** (1981), 121-131
- (19) Hazelhoff, E. H., "Structure and function of the lung of birds", *Poultry Sci.*, **30** (1951), 1-10
- (20) Brackenbury, J., "Corrections to the Hazelhoff model of airflow in the avian lung", *Respir. Physiol.*, **36** (1979), 143-154
- (21) Wang, N., ほか 3 名, "Bird lung models show that convective inertia effects inspiratory aerodynamic valving", *Respir. Physiol.*, **73** (1988), 111-124
- (22) Wang, N., ほか 3 名, "An aerodynamic valve in the avian primary bronchus", *J. Exp. Zool.*, **262** (1992), 441-445
- (23) Simawaki, S., Shimizu, M., "Generation of unidirectional flow in avian lung model", Proceedings of the international Conference on New Frontiers in Biomechanical Engineering, (1997), 109-112
- (24) 嶋脇, 清水, "鳥の肺における一方向流れの原理", 生命環境と流れに関する研究分科会研究成果報告書(P-SC268), (1999), 51-52

- (25) 井口、杉山、“円形断面急拡大部の下流側壁面近傍の流動特性”, 機論、**54-508, B**, (1988), 3010-3015
- (26) Macagno, E., and Hung, T-K., “Computational and experimental study of a captive annular eddy”, *J. Fluid Mech.*, **28** (1967), 43-64
- (27) Roscheke, E., and Back, L. H., “The influence of upstream conditions on flow reattachment lengths downstream of an abrupt circular channel expansion”, *J. Biomech.*, **9** (1976), 481-483
- (28) Feuerstein, I. A., 他 2 名, “Flow in an abrupt expansion as a model for biological mass transfer experiments”, *J. Biomech.*, **8** (1975), 41-51
- (29) Monnet, P., 他 2 名, “Some new aspects of the slow flow of a viscous fluid through an axisymmetric duct expansion or contraction. II – Experimental part”, *Appl. Sci. Res.*, **39** (1982), 233-248
- (30) Moon, L. F., and Rudinger, G., “Velocity distribution in an abruptly expanding circular duct”, *J. Fluid Eng.*, **99** (1977), 226-230
- (31) Pak, B., 他 2 名, “Separation and reattachment of non-Newtonian fluid flow in a sudden expansion pipe”, *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **37** (1990), 175-199
- (32) Scott, P. S., and Mirza, F. A., “A finite element analysis of laminar flows through planar and axisymmetric abrupt expansions”, *Computers & Fluids*, **14-4** (1986), 423-432
- (33) Badekas, D., and Knight, D. D., “Eddy correlations for laminar axisymmetric sudden expansion flows”, *J. Fluid Eng.*, **114** (1992), 119-121
- (34) Fletcher, D. F., 他 2 名, “Heat and mass transfer computations for laminar flow in an axisymmetric sudden expansion”, *Computers & Fluids*, **13-2** (1985), 207-221
- (35) Schlichting, H., “Boundary-layer theory”, (1979), 242, McGraw-Hill.

- (36) Hornbeck, R. W., "Laminar flow in the entrance region of a pipe", *Appl. Sci. Res.*, **A13** (1963), 224-232
- (37) Friedmann, M., 他 2 名, "Laminar flow in a pipe at low and moderate Reynolds numbers", *Appl. Sci. Res.*, **19** (1968), 426-438
- (38) Atkinson, B., 他 3 名, "Low Reynolds number developing flows", *AIChE J.*, **15-4**(1969), 548-553.
- (39) Clark, C., "Turbulent wall pressure measurements in a model of aortic stenosis", *J. Biomechanics*, **10** (1977), 461-472
- (40) Tobin, R. J., and Chang, I-D., "Wall pressure spectra scaling downstream of stenoses in steady tube flow", *J. Biomechanics*, **9** (1976), 633-640
- (41) 井口、杉山、"円形断面急拡大部の下流側壁面近傍の流動特性", 機論、54-507, **B** (1988), 3010-3015
- (42) Acrivos, A., and Schraer, M., L., "Steady flow in a sudden expansion at high Reynolds numbers", *Phys. Fluids*, **25** (1982), 923-930
- (43) Frank, S. M., and Acrivos, A., "Steady flow past sudden expansions at large Reynolds number. Part I: Boundary layer solutions", *Phys. Fluids*, **29** (1986), 1353-1359
- (44) 富田 "水力学—流れ現象の基礎と構造", (1986), 実教出版, 132-133
- (45) 新井、他 4 名、"後向きステップを過ぎる低温の超音速流れ中に水中奥に噴出される水素の触媒燃焼", 機論、63-614, **B**(1997), 3318-3324.
- (46) Tutty, O. R., "Flow in a tube with a small side branch", *J. Fluid Mech.*, **191**(1988), 79-109.

本論文各章に対応する公表論文

- (1) 【第3章】 嶋脇、清水、龍前：「円管内収縮部下流の再付着長さに関する研究」日本機械学会B編 65巻637号(1999-9) 3015-3021
- (2) 【第4章】 嶋脇、清水、龍前：「低レイノルズ数における円管内収縮部下流の流れ方向壁面圧力分布に関する研究」日本機械学会B編、掲載予定
- (3) 【第5章】 嶋脇、清水、龍前：「管壁からの流れ込みを伴う円管内収縮部下流における流れ場の解析」日本流体力学会、ながれマルチメディア2000 http://www.nagare.or.jp/mm/2000/simawaki/index_ja.htm

本論文に関連する口頭発表

- (1) 嶋脇、清水：「鳥の呼吸器モデルによる一方向流れの生成」(1997,3,29) 日本機械学会第74期通常総会講演会論文集(III), p240-241,青山学院
- (2) Shimawaki, Shimizu： Generation of unidirectional flow in avian lung model (1997,6) Proceeding of the International Conference on New Frontiers in Bio-mechanical Engineering, p109-112,Tokyo, Japan,
- (3) 嶋脇、清水：「急拡大管下流の圧力と再付着点に及ぼす収縮部形状の影響」(1998,3) 日本機械学会第75期通常総会講演会論文集(I), p569-570, 東京工業大学
- (4) 嶋脇、清水：「収縮円管下流における再付着長さに関する研究」(1998,6) 日本機械学会第9回バイオエンジニアリング学術講演会・夏期セミナー講演論文集, p71-72, 横浜
- (5) 嶋脇、遠藤、清水：「収縮円管下流の壁面圧力分布に関する研究」(1998,10) 日本機械学会第76期全国大会講演会論文集, 東北大学
- (6) 嶋脇、清水：「管路内急拡大部下流の流れ場に関する研究」(1999,8) 日本機械学会1999年度年次大会, 慶応大学
- (7) 嶋脇、清水：「円管における急拡大部下流での流れ場」(1999,10) 第10回バイオエンジニアリング学術講演会・秋季セミナー, 北九州開発センター

謝辞及びあとがき

本研究を進め、完成させるにあたり、今まで大きく方々にご協力を頂きました。

まずは、著者の指導教官でもあり、共同研究者でもあります清水優史教授に深く感謝の意を表します。常に的確なご意見を賜り、また、遅々として進まない著者の研究に対して暖かく見守って下さいました。特に、研究の進め方に関してはとても参考となり、今後の新しい研究を始めるに際して、きっと役に立つの思っています。

そして、共同研究者であります龍前三郎助手に深く感謝の意を表します。計測技術の未熟な著者に対して、格別にご指導を賜りました。どうにか人並みの実験を行えるようになりました。

さらに、今までの清水研究室の卒業生で特にお世話になりました岩田尚士君（日立製作所）、篠原正和君（ソニー）、遠藤政典君（東芝）、山本直志君（本学大学院）に深く感謝の意を表します。

日立製作所を退社後、世界に響く研究を行いたいと願ってここ清水研究室へと入学しました。残念ながらいまだその希望は叶ってはおりませんが、どうにかそのスタートラインには立てたと感じております。

もうすぐ20世紀も終了し、新たな世紀へと進んで行きます。常に人類の価値観は変化しており、周りの状況は本学入学時とはまるっきり異なったものとなっております。その状況でこの先の重要な価値観を見極めるのはとても困難なことです。しかし、いま幾つかの価値観を持っております。それは「環境」「人間」であります。この清水研究室で得たこの価値観を今後とも大事にしていきたいと考えております。

2000年8月7日（月）

西8W号館1階101号室清水研究室にて

嶋脇 聡