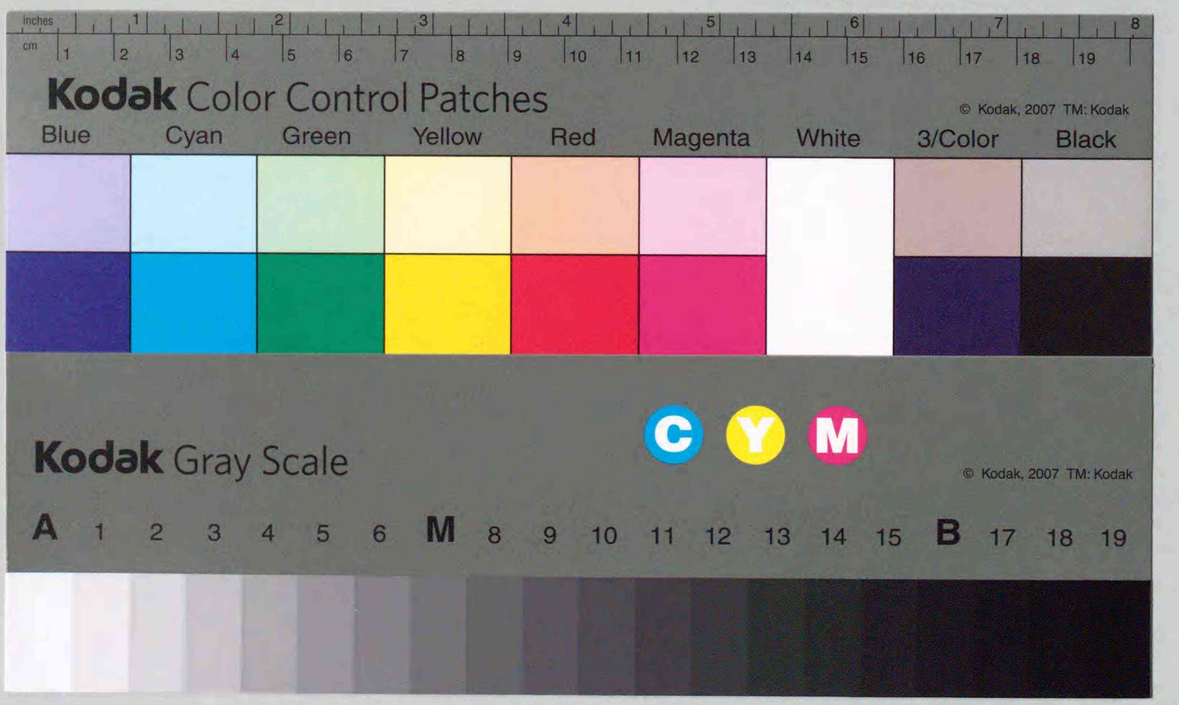
HOKKAIDO UNIVERSITY

| | |
|---|---|
| Title | 音声生成過程における音響特徴量抽出と実体的声道モデルに関する研究 |
| Author(s) | 神山, 直久 |
| Degree Grantor | 北海道大学 |
| Degree Name | 博士(工学) |
| Dissertation Number | 甲第3216号 |
| Issue Date | 1993-03-25 |
| DOI | https://doi.org/10.11501/3071512 |
| Doc URL | https://hdl.handle.net/2115/49890 |
| Type | doctoral thesis |
| File Information | 000000265354.pdf |

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

# 音声生成過程における音響特徴量抽出と実体的声道モデルに関する研究

神山直久



博士論文

# 音声生成過程における音響特徴量抽出と実体的声道モデルに関する研究

北海道大学大学院工学研究科
電子工学専攻
神山 直久

1993年3月

—— 結局、単純性とは、よく規制された言語が与える便利さにほかならない。
ガストン・バシュラール「近似的認識試論」

# 目 次


**1 緒論** **1**

1.1 まえがき . . . . . 1

1.2 音声合成に関する研究の歴史的背景 . . . . . 2

1.3 なぜ声道アナログ・モデルか? . . . . . 3

1.4 各章要旨 . . . . . 4

**2 音声の生成モデル** **7**

2.1 まえがき . . . . . 7

2.2 音声生成機構 . . . . . 7

2.3 音源部のモデル . . . . . 11

2.3.1 物理的モデル . . . . . 11

2.3.2 電気的モデル . . . . . 12

2.3.3 ディジタル・モデル . . . . . 14

2.4 声道部のモデル . . . . . 14

2.4.1 物理的モデル . . . . . 14

2.4.2 電気的モデル . . . . . 16

2.4.3 ディジタル・モデル . . . . . 23

2.5 放射部のモデル . . . . . 25

2.5.1 物理的モデル . . . . . 25

2.5.2 電気的モデル . . . . . 26

2.5.3 ディジタル・モデル . . . . . 27

2.6 声道伝達関数の導出 . . . . . 28

2.7 まとめ . . . . . 29

**3 声道壁インピーダンス** **30**

3.1 まえがき . . . . . 30

3.2 声道壁インピーダンスの報告例 . . . . . 30

3.3 声道壁からの放射の電気的等価回路モデル . . . . . 32

3.4 まとめ . . . . . 35

4 頬の音圧反射特性の測定 36
4.1 まえがき . . . . . 36
4.2 頬の音圧反射特性の測定 . . . . . 36
4.2.1 音響管法 . . . . . 37
4.2.2 伝達関数法 . . . . . 38
4.2.3 測定装置 . . . . . 38
4.3 実験結果 . . . . . 40
4.3.1 予備実験 . . . . . 41
4.3.2 頬の表面における反射特性 . . . . . 41
4.3.3 頬の内側における反射特性 . . . . . 42
4.4 考察 . . . . . 44
4.4.1 機械インピーダンスと音圧反射特性 . . . . . 44
4.4.2 1次元声道モデルと声道壁インピーダンス . . . . . 46
4.5 まとめ . . . . . 46

5 弾性均一音響管内の減衰定数の同定 51
5.1 まえがき . . . . . 51
5.2 音響管の壁インピーダンスモデル . . . . . 51
5.2.1 厚肉円筒管の挙動 . . . . . 51
5.2.2 測定音響管の壁インピーダンス . . . . . 53
5.3 粘弾性均一音響管内の減衰定数の測定 . . . . . 54
5.3.1 測定原理 . . . . . 54
5.3.2 測定試料・測定装置 . . . . . 56
5.4 測定結果・考察 . . . . . 57
5.5 伝達特性の実測 . . . . . 60
5.6 まとめ . . . . . 65

6 MRIによる声道形状の抽出 66
6.1 まえがき . . . . . 66
6.2 声道断面積関数の抽出法 . . . . . 66
6.3 抽出結果 . . . . . 75
6.4 声道区間数と断面積関数との関係 . . . . . 80
6.5 鼻腔の断面積関数 . . . . . 83
6.6 鼻腔を考慮した声道伝達特性 . . . . . 86
6.7 まとめ . . . . . 86



7 粘弾性体モデルを用いた声道壁インピーダンスについての考察 87
7.1 まえがき . . . . . 87
7.2 声道壁の粘弾性体モデル . . . . . 87
7.3 声道伝達特性の計算 . . . . . 93
7.4 考察 . . . . . 99
7.5 まとめ . . . . . 101

8 声帯振動によって起こる声道壁強制振動の動的シミュレーション 103
8.1 まえがき . . . . . 103
8.2 音声合成シミュレータ . . . . . 104
8.3 生体表面の物理的パラメータに基づくモデル化 . . . . . 105
8.4 結果 . . . . . 108
8.5 まとめ . . . . . 114

9 結論 115

謝辞 119

付録 120

A 基本素子 バネとダッシュポットについて 120
A.1 粘弾性法則 . . . . . 122
A.2 対応原理 . . . . . 123

B プローブ・マイクロホンの周波数特性 124

C 声道形状データ 126

文献 128

著者の発表論文 134

# 第１章

# 緒論

## 1.1　まえがき

音声合成の歴史は，18 世紀後期に von Kempelen によって作られた機械式音声合成器によって始まったと言われる[1]。それは，ふいごからの空気の送風によってリードを振動させ，この音を革製の筒で共鳴させて，筒の形状を変化させることによって音色を付けるというものであった。その後，19 世紀半ばに始まった声帯振動や聴覚の研究から今日に至るまで，音声波は工学の対象として非常に興味深いものとして取り扱われてきた。なぜなら，音声とは人間が用いるコミュニケーション手段の中で最も基本的であり，同時に最も効率的，重要なものであるからである。

音声は，現象としては時間的に変化する音圧であり，単純な 1 次元信号として表されるものであるにもかかわらず，言語としての情報 ( メッセージ ) の伝達は当然のことながら，その発信者が誰であるかという個人性情報，更には発信者の感情 ( 情緒的情報 ) までも包含可能な媒体である。また，波動として空間を拡散しながら伝搬してゆくため，広範囲，かつリアルタイムに聴取者への情報伝達が可能である。もちろん，記述言語も知識の交換法としては当然効果的で，永続的という利点がある。これは書物, 新聞等のマス-メディア的一方向情報伝達手段としては今日でも有力であるが，情報の相互交換の面では，音声の担う情報量は膨大である。

音声情報処理は，1938 年の PCM の発明，更にはディジタル回路や電子計算機の発達により，アナログ処理からディジタル処理が可能となり，人間＝機械間の相互対話を実現するため，音声伝送，分析，合成，認識などの各分野の研究が盛んに行われている。さらに今日では，認知科学に基づく理解, 思考, 発想などの自然言語処理技術の研究と結合した対話型医療診断システム等の実用化に向けて，その必要性は大きくなりつつある。

本論文では，音声合成に関する研究，特に人間の発声実体を十分に表現した音声合成器の実現のために，音響測定実験および計算機によるシミュレーション実験を基本とした考察から，音声生成過程における物理的な音響特徴パラメータの抽出を試みる。

## 1.2 音声合成に関する研究の歴史的背景

「音声/言語」に関する研究は長い歴史を持ち，生理音声学や聴覚心理学, 音韻論なども含めると音声の研究に関連する研究分野は広大である[2]ので，たとえ音声合成の研究に限定したとしても全てをここに記述するわけにはいかないであろう。よって，ここでは歴史的かつ工学的に重要と思われるものを簡潔に述べる。

音声合成器の始まりは，冒頭でも述べたように18世紀後半に発明された機械式音声合成器であったが，工学の対象としては1920年代の電気式のアナログ音声合成器から始まる。もちろん，その背景として重要であったのは1875年のBellによる電話の発明であり，これが音声波を工学の対象として扱う第一歩となったわけである。

この時代の代表的なものとして，1922年，Stewartによる発声機構の電気式模擬モデル[3]，および1939年，Dudley等によるボコーダ (vocoder, 後のチャネル・ボコーダ) の発明[4]がある。ボコーダは，音声波を帯域フィルタ群を用いて分析したものを声道伝達特性に関する伝達情報とし，また有・無声の区別とピッチ周期を音源情報とするものである。ボコーダの研究の流れは，声道伝達特性の表現方法の新しいアイデアによって，相関ボコーダ, ケプストラムボコーダ, パターンマッチングボコーダ等，様々な方式が生み出されている。

**ターミナル・アナログ合成方式**†は，1950年代後半にFant[5]やFlanagan[6]等によって提案されたもので，声道の共振特性を複数の共振, 反共振回路によって励振させ，合成音を得るというものである。この方式は回路構成が比較的簡単なため多くの研究が行なわれ，高品質な合成音を実現している。しかし一方で，制御情報である共振特性を原音声から高速かつ高精度に求めることは現在でも難しく，伝送方式としては実用化されていない。

1968年，Itakura等[7]，Atal等[8]によって提案された**線形予測分析法** (linear predictive coding, LPC) による合成方式は，時系列信号波形を線形予測モデルにあてはめ，信号の持つ統計的性質を抽出するという手法である。その後，PARCOR(partial correlation) 方式, LSP(line spectrum pair) 方式等，この手法に基づく合成器の研究が非常に盛んとなる。なお，チャネル・ボコーダも含めたこれらの方式は,「**パラメータ編集合成方式**」と呼ばれる。この編集方式における，音声パラメータ蓄積は一般的に単語 (あるいは文節) 単位で行なわれる。合成単位を大きくすることは品質向上につながるが，一方で非常に多くのパラメータを用意しなければならない。

†音声生成機構を，出力端からとらえたモデルであることからこの名がある。ここで言う「アナログ」とは,「類似」という意味で使われている。



上で述べた合成方式とは異なる研究の流れとして，**声道アナログ合成方式**†(vocal tract analog speech synthesis) がある。これは音声の生成機構を声道内の音波の伝搬までさかのぼってシミュレートすることによって音声波形を得ようというものである (2章参照)。古くは1950年，Dunnによる研究[9]があるが，1950年から60年代にかけてStevens等[10]，またCocker等[11]によって数多くの調音の電気的モデルが提案された。70年代に入り，Ishizaka等[12]が声帯振動モデルとして2質量モデルを検討し，またFlanagan[13]は肺から口唇端放射部に渡って，電気的等価回路による体系的なモデル化を行なった

彼らの業績は，今日までこの方式に基づく研究の基本的かつ重要な理論となっている。なお，この手法のパラメータとして，生理器官の種々の観測データの獲得が必要となり，生理学的研究の背景も非常に重要である[14]。

## 1.3 なぜ声道アナログ・モデルか?

音声合成における高品質さのファクタとして,「了解性」,「自然性」,「個人性」,「情緒性」といったものが挙げられる。前者の2つは，主に韻質‡に関係するもので，日常でも我々がしばしば口にするいわゆる「聴き易い」音声を指すものである。一方，後者の2つは声質††に関係している。音声には，誰の声であるのかということ，どのような心的状態であるのかといった情報をも含むことが可能であり，このような大きな利点を十分生かしてこそ高品質の音声合成が実現すると言える。

今日においては，個人性, 情緒性といったものを規則合成で取り扱う場合，テキスト合成時に，アクセントやイントネーションといった形で与えるのが一般的である。しかし，ターミナル・アナログ方式でこれを行なう時，個人の情報をシステムのどの段階で持たせてやれば良いのかといった問題，また必ずしもステップ的には変化しない感情の移行をどういったパラメータで制御すれば良いのかといった問題など，複雑さに伴う見通しの悪さが深刻な問題である。

このような問題の根本的な解決法として，必然的に人間の音声生成過程にた

†ここにおいても,「声道を模擬する」ものであるという意味で「アナログ」が使われる。
‡言語情報としての音韻に対応する特質。
††韻質以外の，音声全体の聴覚上の特質 (きこえ)。

ちかえり，音声生成系の実体モデルに基づいた音声分析を行なおうとすることが，声道アナログ・モデルを取り扱うことの大きな理由となっている。

人間の音声は，アクセントやイントネーションといったことを論じる以前の，単なる発声の段階で既に個人性は生じている(「高い/低い」声といったものはもちろん,「渋い」,「押し殺した」などと形容される声質がこれに含まれるであろう)。発声は，基本的には音波の伝搬といった物理現象であるから，発声の過程を追っていく際に出会う，例えば声帯の振動状態，あるいは声道形状, 声道長といった要素がそのまま個人の特徴パラメータ量となり得るわけである。

しかしながら，声道アナログ・モデルが実体的モデルであると言っても，近似モデルである以上，いくつかの現象については簡単化がなされている (2 章参照)。現在，簡単化のため近似, あるいは考慮されていない現象のいくつかは，合成音のより高品質化への重要な特徴量となり得るという指摘がなされるようになった。例えば，口唇部の境界条件もしくは音源生成部においての空力学的な考察がなされていないことによって，高周波数において物理モデルとの整合性がとれないこと，または鼻腔を単に音響管モデルとして扱うのみでは鼻音の実測結果をうまく説明できないことなどが挙げられる[15]。本論文で主に取り扱う「**声道壁インピーダンス**」もそのひとつであり，声道壁の振動によりおこる声道中音波の伝搬損失が，音声生成過程に複雑かつ効果的に影響していると考えられ，十分な検討を必要とするテーマである。本論文では，この声道壁振動について，従来の音響管モデルの簡単化によって高品質化の妨げとなっている諸問題点を挙げるとともに，改良を行なうために必要な人間の物理的音響特徴量の取得を試みる。

## 1.4 各章要旨

第 2 章では，人間の音声生成機構についての概説と，声道アナログ・シミュレータの概説を行なう。音声生成機構モデルを「音源部」,「声道部」,「放射部」に分離し，それぞれについて「物理的モデル」→「電気的モデル」→「ディジタル・モデル」と移行していく段階を解り易く示す。最終的に得られるディジタル・モデルは，第 8 章の合成音のシミュレーション実験に使用される。また，3 章以後の考察で多く使用される声道伝達特性の計算法についても述べる。

第 3 章では，本論文の全般に渡って考察される声道壁インピーダンスについての概説を行なう。ここでは，従来より研究されている声道壁インピーダンスの報告例を示し，それらがどのようにして得られたかを解説する。また，声道壁からの放射を考慮した声道モデルの，電気的等価回路について述べる。

第 4 章では，人間の頬を音圧で駆動することでその音圧反射特性を実測し，



そこから頬の音響インピーダンスを導出する。従来，実測によって得られた声道壁インピーダンスは壁を機械的に駆動したものであることから，その音響的挙動も調べる必要性があることに着目し，機械的に得られた結果との比較を行なう。音響管の終端に試料を密着させて測定する「音響管法」は，その音響管を口唇部より口腔内に挿入することによって，頬の内側すなわち声道壁を直接測定試料として用いることが可能である。実験で得られた頬の音圧反射係数の周波数特性から，声道壁インピーダンスを導出する際，単純な RL 素子によるパラメータで同定することは困難であることを示し，測定周波数の低域, 高域で異ったパラメータを持つ 2 種類のインピーダンスによって近似を行なう。

第 5 章では，弾性体 (シリコン・ゴム) を壁とする均一音響管を用いて，管内の音圧分布の測定結果から減衰定数の同定を行なう。本来は，声道壁インピーダンスを組み入れた声道モデルの伝達特性と，実際の口腔内音波の減衰特性から両者の比較を行なうことが望ましい。しかし複雑な形状を持つ口腔部に対する減衰特性の測定は現時点で困難であり，本章での実験は簡単なモデルによる検証実験である。ここでは，管壁を粘弾性体モデルによって表現し，この時得られるインピーダンスを壁インピーダンスとして音響管モデルへ導入すれば，管壁の共振による伝達特性の変化も 1 次元の伝搬モデルによって十分近似可能となることを示す。

第 6 章では，MRI(Magnetic Resonance Imaging)-CT を用いて声道形状の抽出を行ない，そこから得られる断面積関数，周長関数および声道形状の潰れ度のファクタから，母音による違い等についての比較検討を行なう。実際の声道形状データの取得は，音声生成過程における個人性のパラメータを獲得するという点で有効であり，第 4 章, 第 5 章で得られた結果について，より実体的な考察を行なうことが可能となる。第 6 章前半では実測とその抽出法について述べる。後半では得られたデータを基に各母音による特徴の比較を行なう。ここで得られる「潰れ度関数」は，声道断面積関数と同様に非常に特徴的な概形を持つことを示す。また，ここでは同時に鼻腔の断面積関数の抽出も行ない，鼻腔を考慮した (鼻母音) 声道伝達特性を求める。

第 7 章で考察を行なうのは，声道壁インピーダンスの粘弾性体モデルによる表現と，声道モデルへの導入についてである。第 3 章, 第 4 章での声道壁インピーダンスの結果を参照し，さらに第 5 章で議論した粘弾性体モデルを声道壁に適応させて，実測結果を近似することが可能な声道壁モデルを構築する。このモデルは，壁の軟らかさを壁厚のパラメータを変化させることによって調節することが可能である。得られたモデルの検討を，第 6 章で抽出した声道断面積関数，さらに MR 画像から声道内の壁厚分布を視察することで，より実体的な声道内減衰特性を持つ声道モデルによって行なうことができる。このようにして得られ

た声道伝達特性は，実音声スペクトルと比較してほぼ同様な特性が得られ，良好な近似が可能となることを述べる。声道内で声道壁インピーダンスが様々な値で分布している場合，最も軟らかい，すなわち影響の大きい部分がどこに位置するかによって声道伝達特性は変化し，またその影響の度合は母音の調音状態によって異なることが確認できる。

第8章で扱うのは，これまでの議論とは多少異なる現象についてである。第7章までは，声道内の音圧によって生じる声道壁振動についての諸問題を取り扱った。ここでは，声道壁振動の影響を考える時，もうひとつ重要となる声帯振動によって直接引き起こされる壁の“機械的”振動について考察する。これは，声帯に近い喉頭付近の声道壁振動，およびそこから漏れる放射音の実測結果を見ると，音圧駆動のみのシミュレーションでは表現しきれない現象を呈していることに着目したものである。この章では，合成音の実験として声帯振動の変位が振動波として声道の壁部分を伝搬してゆくような声道シミュレータを構築した。振動波の影響は，定常母音においても分析スペクトルのホルマントの時間的なばらつきが生じるという形で確認される。またこの現象も，/i/で最も大きいといった，調音状態による明確な違いがあることを示す。

第9章は，本論文全体の総括として，本研究で得られた成果を要約する。また，将来的に検討すべき課題に関する記述を行なう。



# 第2章

# 音声の生成モデル

## 2.1 まえがき

前章で述べたように音声合成には様々な方式があるが，本論文における種々の考察は**声道アナログ・モデル**(vocal tract analog model)に基づいて行なわれる。このモデルは，図2.1に示すように，人間の音声生成機構を模擬することを基本として声帯部, 声道部, 口唇部の3つの部分より構成される。モデル化の段階では，これらは独立した機能を持つものとして取り扱われるが，最終的な音声合成系においては互いに影響を及ぼし合いながら機能するものとなる。また各部のモデルは，それぞれ以下の段階を経て計算機シミュレーションに適したディジタル・モデルとなることが知られている[1],[2]。

**1. 物理的モデル** ... 人間の音声発声器官を機械的，もしくは音響的に模擬するモデル。
**2. 電気的等価回路モデル** ... 物理的モデルに基づいて得られる圧力(音圧), 速度(体積速度)をそれぞれ電圧, 電流に対応させて得られる集中定数回路，もしくは分布定数回路による表現。
**3. ディジタル・モデル** ... 電気的モデルのシグナル・フローから，信号の離散値間の関係を表すディジタル・フィルタを実現したもの。

本章2.2節では人間の音声生成機構と日本語の音素についての調音の概要を述べ，2.3節以後で音声生成機構近似モデルについて述べる。

## 2.2 音声生成機構

音声は，肺の収縮によって送り出される空気が，調音器官によって形成される空間を通過する際に作られる空気の振動によって生じる。図2.2に発声器官の

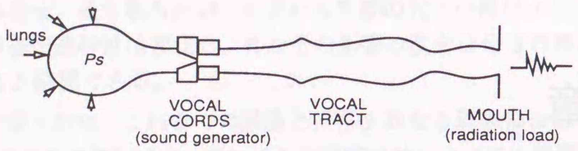



図 2.1: 音声生成機構の概略図

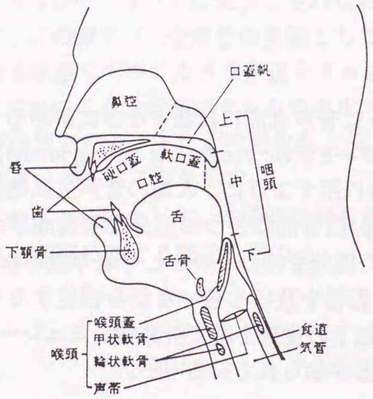



図 2.2: 人間の発声器官の矢状断面 [3]

概略図を示す。発音に関係する器官は，**肺** (lung), **喉頭** (larynx), **咽頭** (pharynx), **舌** (tongue), **口唇** (lips) 等であり，これらの器官の機能的な変化によって言語音は生成される。

喉頭はバルブとしての機能を持ち，肺の収縮によって送り出された空気流の量および速さの調節を行なう (図 2.3)。喉頭には**声帯** (vocal cords) が位置し，**声門** (glottal)(声帯突起の間の空間) が閉鎖されている場合に声帯が規則的な振動を行ない，これが声帯音源となる。声門が開いたままで空気流があると気息 (ささやき声) となる。

甲状披裂筋の緊張は**ピッチ** (pitch) 制御に関係する。声帯の緊張が大きく，かつ肺からの空気圧（声門下圧）が高い場合，ピッチは高くなり，また逆の場合においては低くなる。声帯の振動周期のことを**基本周期** (fundamental period)，この逆数を**基本周波数** (fundamental frequency, ピッチ周波数) と呼ぶ。この基本周波数は 80~150 $Hz$ (男性), 200~350$Hz$(女性),300~800$Hz$(子供) 程度である。声帯



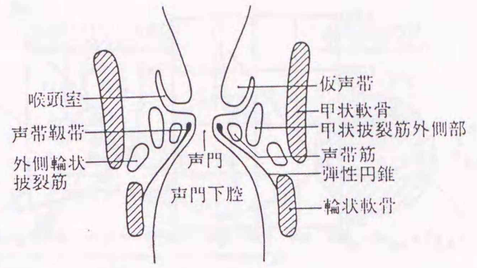



図 2.3: 喉頭部の前頭断面 [3]

表 2.1: 母音の分類 [4]

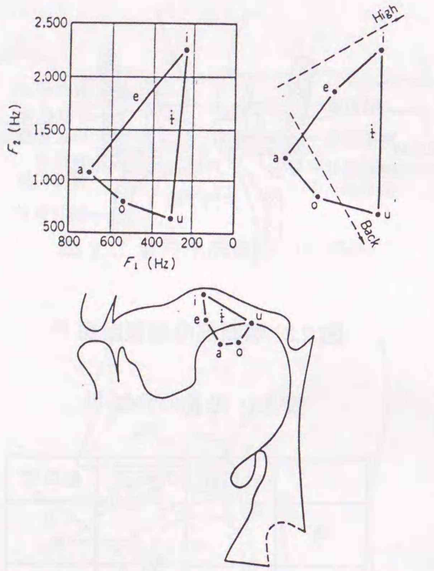
| | 硬口蓋 | 中　舌 | 軟口蓋 |
|---|---|---|---|
| 高 | i<br>ɪ | | u<br>ʊ |
| 中 | e<br>ɛ | ə | o<br>ʌ　ɔ |
| 低 | æ | a | ɑ |

音源のスペクトル包絡は約$-12dB/oct$ の傾きを持つとされている。基本周期の時間的な変化により，アクセントやイントネーションが付けられる。この基本波と高調波成分からなる音源波は，その先の口腔および鼻腔において，主に舌と唇の形状変化により言語音の音声的特質が決定される。

空気流を声道内でせばめることで**子音**の調音が行なわれる。子音の特質は，そのせばめが声道内のどの場所で行なわれるか (**調音点**: point of articulation)，せばめがどのように行なわれるか (**調音法**: manner of articulation ) によって決定される。その他，せばめの時間が瞬間的か持続的かによっても子音の種類は異なる。

子音が声道のせばめによって特徴づけられるのに対し，**母音**の調音は声道に極端なせばめはなく，主として舌の位置などの声道形状によって変化する共振特性によって特徴づけられる。音声スペクトル上の共振の山は**ホルマント**，反共振の谷は**アンチホルマント**と呼ばれ，音声の「音韻性」を形成する重要な因子であると見なされている。

日本語では用いられないものも含めた母音の分類を表 2.1に示す[4]。ここで




音響的に測られた $F_1$, $F_2$ 図と調音点を舌の高低-前後の二次元で表示した調音図とで示される母音の相対関係の類似性
声道の図は母音［u］の調音形状を示したもの，右上の調音図は声道の調音次元を 60° 回転して示してある

図 2.4: 調音とホルマントの関係 (Fant[5]による)

「硬口蓋」,「軟口蓋」はそれぞれ「前舌」,「後舌」と同義である。また舌位置の高低は顎の開閉とほぼ対応するものである。これら母音の調音状態と第1, 第2ホルマントの関係を調べることは，古くはX線写真を基に観測したFant[5]をはじめとして，現在でも非常に興味深いものとしていくつかの報告がなされている。図2.4にFantによる一例を示す。

母音の違いは舌位置のみではなく「円唇化」にも見られる。例えば /u/は円唇化するが，/i/はそうではない。この現象は，声道長が長くなることで声道内の共振現象を変化させるものとなる。母音の調音の基本的な性質は以上の条件の組合せによって表現可能であると言ってよい。



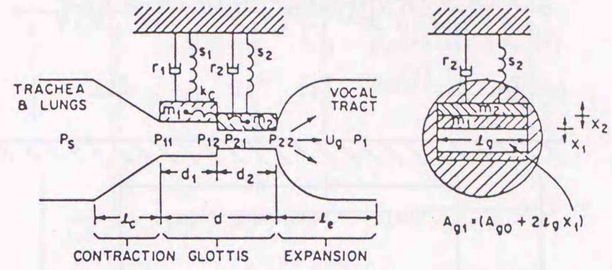



図 2.5: 声帯の2質量モデル [7]

## 2.3 音源部のモデル

### 2.3.1 物理的モデル

声帯の音源としての物理的機構は前節で述べたように，声門を通過する空気流が引き起こす自励振動である。この現象はベルヌーイの定理に基づく力によるものと考えられている。

声帯の自励振動をシミュレートするモデルとして最も良く知られているものに**2質量モデル** (two-mass model) [6],[7]がある。これは図2.5に示すように，声帯をバネとダッシュポット†に接続された2つの質量によって模擬するものである。2質量間はスチフネス $k_c$ なるバネで結合されている。簡単のため，声帯は図において上下方向のみに動くと仮定すると，次の運動方程式に基づいて変位が求まる。

$$m_1 \frac{d^2x_1}{dt^2} + r_1 \frac{dx_1}{dt} + s_1(x_1) + k_c(x_1 - x_2) = F_1 \tag{2.1}$$

$$m_2 \frac{d^2x_2}{dt^2} + r_2 \frac{dx_2}{dt} + s_1(x_2) + k_c(x_2 - x_1) = F_2 \tag{2.2}$$

ただし，$m$ は質量, $r$ はダッシュポットの係数, $s$ はバネ定数, および $F$は与えられた力で，添字$_{1,2}$は2つの質量を表す。ここで $s$ は声帯の開放時, 閉鎖時でその値が $k$から $h$ へ切り替わるような仕組みとなっている。

$$s_i(x_i) = k_i(1 + \eta_{ki} x_i^2) \qquad (for \quad x_i > x_0) \tag{2.3}$$

$$s_i(x_i) = h_i(1 + \eta_{ki} x_i^2) \qquad (for \quad x_i \le x_0) \tag{2.4}$$

$$(i = 1, 2)$$

†付録Aを参照。

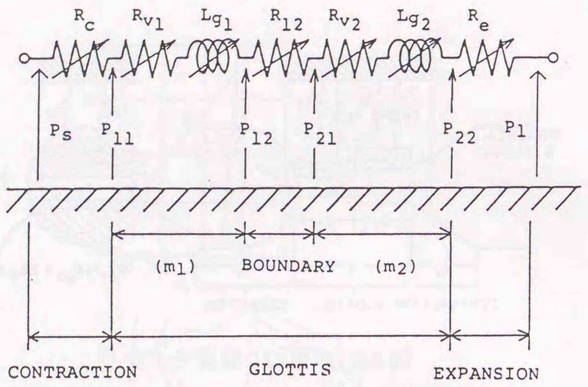



図 2.6: 2 質量モデルから導かれる電気的等価回路

ここで $x_0$ は中心線上での変位であり，これ以下の変位では上下 2 つの声帯が衝突していることを意味する。このように 2 質量モデルは振動の非線形性を考慮できるものとなっている。

### 2.3.2 電気的モデル

運動方程式 (2.1),(2.2) を解くことにより，各時刻における 2 つの質量の位置が決定される。この時，空気の非圧縮性を仮定しているため体積速度は一定となるが，圧力が場所によって異なってくる。図 2.5に示したように，$P_s$, $P_{11}$, $P_{12}$, $P_{21}$, $P_{22}$ および $P_l$ なる 6 つの場所での圧力と，これらの間の圧力差を考え，圧力↔電位，体積速度↔電流の置き換えを行なうと，各部における空気流は図 2.6のように集中定数回路の直列接続によって等価的に表現される。各素子値は次式で与えられる[6],[8]。

$$
\begin{aligned}
R_{vi} &= 12\mu l_g^2 d_1/A_{g1}^3\,, \quad L_{g1} = \rho d_1/A_{g1} \\
R_{12} &= \rho U_g(A_{g2}^{-2} - A_{g1}^{-2})/2 \\
R_{v2} &= 12\mu l_g^2 d_2/A_{g2}^3\,, \quad L_{g2} = \rho d_2/A_{g2} \\
R_c &= 1.37\rho U_g/(2A_{g1}^2) \\
R_e &= \rho U_g(A_{g2}/A_m - 1)/(A_{g2}A_m)
\end{aligned}
\tag{2.5}
$$



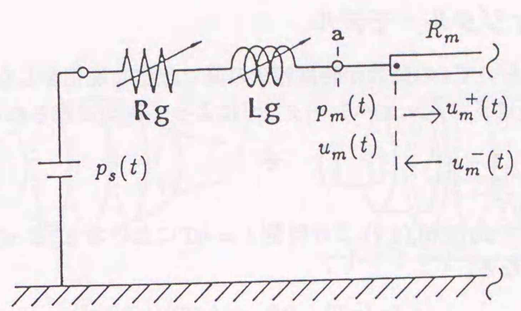



図 2.7: 声門付近の電気的等価回路

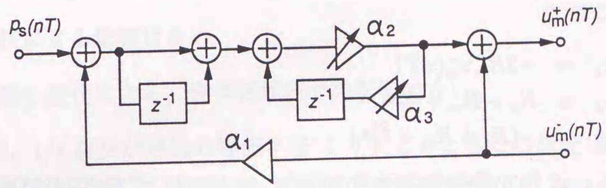



図 2.8: 声帯音源部のディジタル・モデル

$\mu$ : 空気の粘性抵抗, $\rho$ : 空気密度
$U_g$ : 声門の体積速度, $A_m$ : 声門に隣接した声道断面積

声門付近まで考慮した電気的等価回路は図 2.7のようになる。すなわち，$P_s(t)$ は肺圧を模擬した電圧源で，$R_m$ は声帯に隣接した声道区間の特性インピーダンス†である。また $R_g$, $L_g$ は図 2.6の各抵抗，インダクタンスを簡略化してまとめたものである。接続点 a における電圧，電流をそれぞれ $p_m(t)$, $u_m(t)$ とし，線路の左端における電流の前進波成分および後進波成分を，それぞれ $u_m^+(t)$, $u_m^-(t)$ とすると，次式が成り立つ。

$$
\begin{aligned}
u_m(t) &= u_m^+(t) - u_m^-(t) \\
p_m(t) &= R_m(u_m^+(t) + u_m^-(t))
\end{aligned}
\tag{2.6}
$$

接続点 a における電圧の連続の条件は次式で与えられる。

$$
p_m(t) + R_g u_m(t) + \frac{d}{dt}(L_g u_m(t)) = p_s(t) \tag{2.7}
$$

†2.4.2 節を参照

### 2.3.3 ディジタル・モデル

式(2.7)において$t$の関数が時間幅$T$の間で急激な変化をしないと仮定すると，微分演算子$\frac{d}{dt}$はシフト・オペレータ$z^{-1}$によって次式で表される。

$$\frac{d}{dt} \leftrightarrow \frac{2}{T} \cdot \frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1}} \tag{2.8}$$

これを考慮して式(2.6),(2.7)より時刻$t = nT$における$u_m^+$と$u_m^-$の関係式を求めると，次式となる。

$$\begin{aligned} u_m^+(nT) &= u_m^- + \frac{(p_s(nT) - 2R_m u_m^-(nT))(1+z^{-1})}{(R_g + R_m + \frac{2L_g}{T}) + (R_g + R_m - \frac{2L_g}{T})z^{-1}} \\ &= u_m^- + \frac{(p_s(nT) + \alpha_1 u_m^-(nT))(1+z^{-1})}{\alpha_2^{-1} - \alpha_3 z^{-1}} \end{aligned} \tag{2.9}$$

ただしここで

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -2R_m u_m^-(nT) \\ \alpha_2 &= R_g + R_m + \frac{2L_g}{T} \\ \alpha_3 &= -(R_g + R_m - \frac{2L_g}{T}) \end{aligned} \tag{2.10}$$

とおいた。式(2.9)は体積速度の前進波，後進波および肺圧の関係を表すもので，これに従ってシグナル・フローを作成すると図2.8で示すようなディジタル・モデルが得られる。

## 2.4 声道部のモデル

### 2.4.1 物理的モデル

声道は，調音器官の動きにより様々な形状変化を行なう音響的共振器であると考えられ，調音の決定という意味で，声道中の音波の伝搬についての伝達特性を記述することは非常に重要であると言える。しかしながら，声道は中心線に沿った曲率を有しているうえ断面形状も複雑である(第6章参照)。一方，伝達特性を厳密に求めるためには，声道内を伝搬する音波に関する微分方程式を解かなくてはならず，しかもその解が容易に求まるのは断面積関数が単純な形状(例えば均一管，指数ホーン等)の時のみであると考えると，この厳密解を求めることは非常に困難である。

そこで，声道を均一音響管の縦続接続と仮定し，1次元の音響管伝搬問題とする方法が広く用いられている。この場合以下のような仮定のもとに行なわれる。



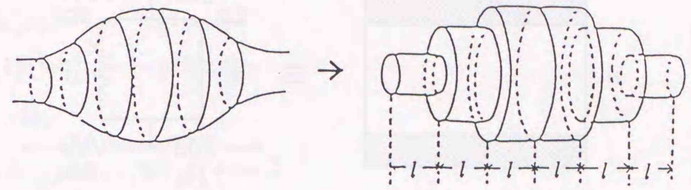


図 2.9: 声道の均一音響管による近似

1. 音声周波数帯域での声道内を伝搬する音波は平面波である。

2. 中心軸の曲率の影響はない。

3. 断面積形状による影響はない。

4. 断面積の微小変化による，音声帯域内での影響はない。

1については，1/4波長が声道の等価半径[†]より大きいときこの仮定は成り立つ。声道中$4kHz$における波長は約$8.5cm$，声道の等価半径は最大で$2cm$以下であるので，4～5 $kHz$以下ではほぼ妥当と言える。しかしながらMotoki等の口腔部レプリカ内部の音圧分布の実測[9]によれば$3kHz$を越えると非平面波的な音圧分布が観測される場合があり，音声有効帯域でも完全な平面波伝搬とは必ずしもならないことがわかる。もちろんこれは，実際には上記の2~4の影響も加勢して生じる現象であると考えられる。3,4については，平面波を仮定した上で，形状の複雑さおよび微小振動の影響を声道内の伝搬定数に吸収させる形で取り込むことにより，より実体的な声道の近似モデル化が可能である(第3,5,7章)。

1次元の伝搬方程式の導出を以下に示す。声道を無損失音響管(声道壁の振動，空気の損失を無視)と仮定した場合の声道内の粒子速度$v$と音圧$P$はそれぞれ位置座標$x$と時間$t$の関数であり，次式の関係がある。

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial}{\partial t} v(x,t) &= -\frac{\partial}{\partial x} P(x,t) \\ \kappa \frac{\partial}{\partial t} P(x,t) &= -\frac{\partial}{\partial x} v(x,t) \end{aligned} \tag{2.11}$$

ただし$\rho$は空気密度，$\kappa$は空気の圧縮率である。ここで粒子速度を通過面$A$上で積分した体積速度$U$を導入する。平面波の場合は簡単に次式となる。

$$U(x,t) = v(x,t)A(x) \tag{2.12}$$

[†]声道を円形で近似した場合の半径をいう。

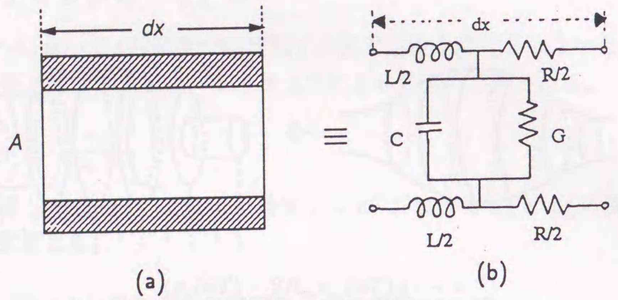



図 2.10: 声道長 $dx$ に等価な音響管モデルとその電気的等価回路

この関係を用いて式 (2.11) を書き直すと，

$$\begin{aligned} \rho\frac{\partial}{\partial t}U(x,t) &= -A(x)\frac{\partial}{\partial x}P(x,t) \\ \kappa\frac{\partial}{\partial t}P(x,t) &= -A(x)^{-1}\frac{\partial}{\partial x}U(x,t) \end{aligned} \tag{2.13}$$

となる。ただし $A(x)$ の変化は十分滑らかであるとし，2 次の微小量を無視した。式 (2.13) を音圧のみの変数で表すと次式となる。

$$\frac{A(x)}{c^2}\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}p(x,t) = \frac{\partial}{\partial x}\left[A(x)\frac{\partial}{\partial x}p(x,t)\right] \tag{2.14}$$

$$c^2 \equiv \frac{1}{\rho\kappa} \tag{2.15}$$

ただし $c$ は音速である。上式 (2.14),(2.15) は Webster のホーン方程式と呼ばれる。

声道をいくつかの区間に分け，それぞれの区間内において $A(x)$ が一定，すなわち均一音響管であるとし，音響管全体を均一音響管の縦続接続によって近似することで，声道の物理的モデルが得られる (図 2.9)。なお，この時の 1 区間長は，対象とする帯域の最小波長の 1/4 以下にする必要がある。これは $5kHz$ までを有効帯域とした場合，約 $1.5cm$ に相当する。

### 2.4.2 電気的モデル

声道の物理モデル 1 区間における，微小長さ $dx$ に相当する電気的等価回路は，図 2.10(b) のように表現可能であることが知られている[10]。ここで $L$, $C$, $R$ および $G$ は，それぞれ単位長当たりのインダクタンス, キャパシタンス, 直列レジスタンス, 並列コンダクタンスである。伝送線路においては，$R$, $G$ によって損失を与えることができる。これらは，(後述するが) 具体的には空気の粘性による損失および空気の熱損に対応する。



正弦波的に時変な電圧, 電流をそれぞれ $E(x)e^{j\omega t}$, $I(x)e^{j\omega t}$ と仮定すると，電信方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}E(x)e^{j\omega t} &= -zI(x,t) \\ \frac{\partial}{\partial x}I(x)e^{j\omega t} &= -yE(x,t) \end{aligned} \tag{2.16}$$

ここで $z$, $y$は，

$$z = R + j\omega L\,, \quad y = G + j\omega C \tag{2.17}$$

である。式 (2.16) の解は次式で表される。

$$\begin{aligned} E(x) &= A_1 e^{\gamma x} + B_1 e^{-\gamma x} \\ I(x) &= A_2 e^{\gamma x} + B_2 e^{-\gamma x} \end{aligned} \tag{2.18}$$

ここで $A$, $B$は境界条件によって決定される積分定数，$\gamma\ (=\sqrt{yz})$ は**伝搬定数**である。

電圧, 電流の前進波成分を $E_1$, $I_1$，後進波成分を $E_2$, $I_2$とすると，区間長$l$における後進波成分は次式で表される。

$$\begin{aligned} E_2 &= E_1\cosh\gamma l - I_1 Z_0\sinh\gamma l \\ I_2 &= I_1\cosh\gamma l - E_1 Z_0^{-1}\sinh\gamma l \end{aligned} \tag{2.19}$$

ここで，

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 + B_1 \\ I_1 Z_0 &= A_1 - B_1 \end{aligned} \tag{2.20}$$

なる関係がある。また $Z_0\ (=\sqrt{z/y})$ は回路の**特性インピーダンス**である。$\gamma$, $Z_0$ は後章の考察に重要となるので再度明記しておく。

$$\begin{aligned} \gamma &= \sqrt{(R+j\omega L)(G+j\omega C)} \\ Z_0 &= \sqrt{\frac{R+j\omega L}{G+j\omega C}} \end{aligned} \tag{2.21}$$

無損失の場合 $\gamma = j\omega\sqrt{LC}$, $Z_0 = \sqrt{L/C}$となり，伝搬定数は純虚数, 特性インピーダンスは実数となる。

次に音響的 $R, L, C, G$ および声道壁アドミタンス $Y_w$について記述する[10]。

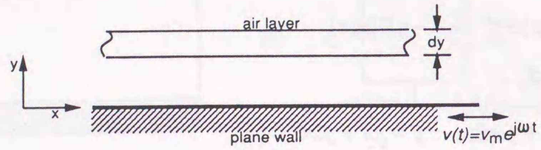



図 2.11: 空気の粘性損失の概念図

**(A) 音響的L**

図2.10に示した音響管中に含まれる空気の質量は，空気密度を$\rho$とすると$\rho Adx$で表され，圧力の微小変化はニュートンの運動方程式より次式で表現できる。

$$dP = \rho dx \frac{dv}{dt}$$

$$= \rho \frac{dx}{A} \cdot \frac{dU(x,t)}{dt} \tag{2.22}$$

$U(x,t) = U(x)e^{j\omega t}$とおくと，

$$dP = j\omega\rho \frac{dx}{A} U$$

$$\frac{dP}{dx} = j\omega LU \tag{2.23}$$

$L = \rho/A$ は単位長当たりの音響的イナータンスである。

**(B) 音響的R**

音響的Rは，壁面での粘性摩擦によって起こるパワの損失を表す。まず管壁表面について図2.11に示すような状態を仮定する。すなわち，管壁は十分大きな平面とし，$x$ 方向に速度$v(t) = v_m e^{j\omega t}$で振動するものとする。壁に接している気体粒子は，その媒体の粘性係数$\mu$によってもたらされる力を受ける。このようにして気体が単位面積当たりに受ける力によって損失が生じる。

$y$方向へ単位面積で厚さが$dy$の層を考える。この層に加わる力の総和は次式で表される。

$$\mu\left[\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{y+dy} - \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_y\right] = \rho dy \frac{\partial v}{\partial t} \tag{2.24}$$



ここで$v$は$x$方向への粒子速度である。壁表面からの距離の関数で表される拡散方程式は次式となる。

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = \frac{\rho}{\mu} \cdot \frac{\partial v}{\partial t} = j\frac{\omega\rho}{\mu} v \tag{2.25}$$

ここで$k_v^2 = j\omega\rho/\mu$とおけば，解は次のように表される。

$$v = v_m e^{-k_v y} = v_m e^{-\sqrt{\omega\rho/2\mu}\,y} e^{-j\sqrt{\omega\rho/2\mu}\,y} \tag{2.26}$$

粒子速度が壁上の振動に比べ$e^{-1}$となる距離を 'boundary-layer thickness': $\delta_v$ と呼び，ここでは$\delta_v = (2\mu/\omega\rho)^{1/2}$となる。この値は，例えば100 $Hz$で0.2$mm$ 程度である。壁上での単位面積当たりの粘性による力は，

$$F = \mu\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_{y=0} = \mu k_v v_m \tag{2.27}$$

もしくは

$$F = v_m(1+j)\sqrt{\omega\mu\rho/2} \tag{2.28}$$

で表される ($k_v = (1+j)\sqrt{\omega\rho/2\mu}$)。この力は実部と正のリアクティブ部を持ち，後者は音響的Lを増加させる役割をも持つ。壁の単位表面積当たりのパワの損失の平均 $\bar{P}$は次式で表される。

$$\bar{P} = \frac{1}{2}|F| v_m \cos\theta = \frac{1}{2} v_m^2 R_s \tag{2.29}$$

ここで $R_s = \sqrt{\omega\rho\mu/2}$は単位面積当たりのレジスタンスで，$\theta$は $F$と $v$の位相角，すなわち45 ° である。音響管の長さを$l$, 周長を$S$とすれば，その側面積は $Sl$となり，管の単位長当たりのパワの損失は

$$\bar{P}S = \frac{1}{2} v_m^2 S R_s$$

$$= \frac{1}{2} U^2 R \tag{2.30}$$

$$R = \frac{S}{A^2}\sqrt{\frac{\omega\rho\mu}{2}} \tag{2.31}$$

と表される。$A$は管の断面積である。結果的に，空気粘性によるパワの損失は$U^2$に比例し，この時の係数 $R$が単位長当たりの音響レジスタンスとなる。

### (C) 音響的C

音響的キャパシタンスすなわちコンプライアンスは図2.10(a)の長さ $dx$ 中に含まれる気体の体積圧縮性によって起こるものである。体積 $Adx$ における気体の断熱的膨張(または圧縮)について，次式の関係が知られる。

$$PV^{\eta} = constant \tag{2.32}$$

ただし $P, V$ は気体の圧力および体積で，$\eta$ は定圧比熱 $c_p$ と定積比熱 $c_v$ の比である。これを時間微分すると，

$$\frac{1}{P}\cdot\frac{dP}{dt} = -\frac{\eta}{V}\cdot\frac{dV}{dt} \tag{2.33}$$

が得られる。圧力増加による気体体積の減少は，体積の流れとなり $U = -dV/dt$ と表され，これより次式が求まる。

$$\frac{1}{P}\cdot\frac{dP}{dt} = \frac{\eta U}{V} \tag{2.34}$$

今，正弦波的圧力振動 $P = P_0 + pe^{j\omega t}$ を考える。ここで $P_0$ は静止状態の圧力で $p$ に比べ大きいものとする。圧縮による $Adx$ における体積流は次式で近似可能である。

$$U = j\omega\frac{V}{P_0\eta}\cdot p = j\omega\frac{Adx}{P_0\eta}\cdot p \tag{2.35}$$

$P_0\eta$ は $\rho c^2$ に等しいので単位長さ当たりの体積速度は次式となる。

$$U = j\omega Cp \tag{2.36}$$

ここで

$$C = \frac{A}{P_0\eta} = \frac{A}{\rho c^2} \tag{2.37}$$

が単位長さ当たりのコンプライアンスである。

### (D) 音響的G

並列コンダクタンスは，管壁の熱伝導性によって起こる熱損として表現され，局所的な音圧の2乗に比例するパワの損失として近似可能である。この場合も，前述の粘性損失と類似のふるまいを行なうと考えて，簡単な状況で取り扱うことにする。

図2.12で表すような高い伝導性を示す広い平面を考える。境界上の気体は一定の圧力で，熱伝導率 $\lambda$，定圧比熱 $c_p$ を持つ。今，空気の振動によって壁上で $T|_{y=0} = T_m e^{j\omega t}$ なる温度が生じると仮定すると，壁に垂直方向の温度分布は，拡散方程式により次式で与えられることが知られている。



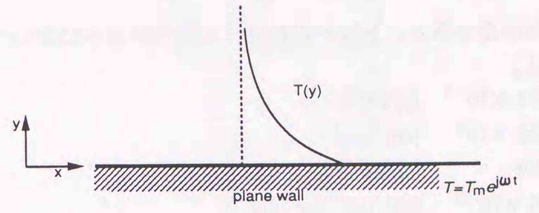



図 2.12: 空気の熱損の概念図

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{c_p\rho}{\lambda}\cdot\frac{\partial T}{\partial t} \tag{2.38}$$

もしくは，

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = j\omega\frac{c_p\rho}{\lambda}T \tag{2.39}$$

この解は $T = T_m e^{-ky}$ であり，ここで $k$ は

$$k = (1+j)\sqrt{\frac{\omega c_p\rho}{2\lambda}} \tag{2.40}$$

と表される。温度に関する boundary-layer thickness $\delta_h$ は次式となる。

$$\delta_h = \sqrt{\frac{2\lambda}{\omega c_p\rho}} \tag{2.41}$$

このとき $k = (1+j)/\delta_h$ である。管壁上の圧力振動を $P = P_0 + p_m e^{j\omega t}$ と仮定すると，管壁上での $y$ 方向の粒子速度は

$$v_{y0} = p\frac{\omega}{c}\cdot\frac{\eta-1}{\rho c}\cdot\frac{j}{j+1}\delta_h \tag{2.42}$$

となり，これより壁への等価的なエネルギー流れ $W_h$ は次式で表される。

$$W_h = \overline{pv_{y0}}$$

$$= \frac{1}{4}\cdot\frac{\omega}{c}\cdot\frac{\eta-1}{\rho c}\delta_h p_m^2 = \frac{1}{2}Gp_m^2 \tag{2.43}$$

$$G = \frac{1}{2}\cdot\frac{\omega}{c}\cdot\frac{\eta-1}{\rho c}\sqrt{\frac{2\lambda}{\omega c_p\rho}} \tag{2.44}$$

$G$ は壁の単位面積当たりのコンダクタンスに等しい。またこれを単位長さ当たりのコンダクタンスに換算すると，次式となる。

$$G = S\frac{\eta - 1}{\rho c^2}\sqrt{\frac{\lambda\omega}{2c_p\rho}} \tag{2.45}$$

ここで$S$は管の周長である。上述の定数は，人間の呼気中においておよそ以下のような値となる。

$$\begin{aligned}
\rho &= 1.14 \times 10^{-3} \quad [g/cm^3] \\
c &= 3.58 \times 10^{4} \quad [cm/sec] \\
c_p &= 0.24 \quad [cal/g \cdot K] \\
\lambda &= 5.5 \times 10^{-5} \quad [cal/cm \cdot sec \cdot K] \\
\mu &= 1.86 \times 10^{-4} \quad [dyne \cdot sec/cm^2] \\
\eta &= 1.4
\end{aligned}$$

†

### (E) 声道壁の振動の影響

上記の音響管モデルは，その壁が滑らかかつ剛体と見なせる場合についての論述であった。しかし，実際の声道壁は柔らかく，その表面は有限のインピーダンスを持つと考えられる。これは，声道を伝搬していく音波のエネルギーの一部が声道壁へ奪われていくというかたちで表現される。

声道壁の振動を考慮した音響管の電気的等価回路としては図2.13で表されるような，声道壁インピーダンスに相当する素子を並列に組み込んだものが一般的に使用される。$Y_w$は単位長当たりの管の側面積$S$に比例する声道壁アドミタンスで，$Y_w = S/Z_w$なるかたちをとる。$Z_w$は**声道壁インピーダンス**と呼ばれ，一般的には次式で与えられる。

$$Z_w = R_w + j(\omega L_w - \frac{K_w}{\omega}) \tag{2.46}$$

このとき，伝搬定数および特性インピーダンスは次式となる。

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C + Y_w)}$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C + Y_w}} \tag{2.47}$$

$R_w, L_w$および$K_w$については，実測もしくは合成音の結果等を基にしてこれまでに様々な値が提案されている。声道壁インピーダンスについては3章で詳しく述べる。

†参考のため，SI単位系で表すと$c_p = 1.0[J/g \cdot K]$, $\lambda = 2.3 \times 10^{-2}$ $[W/m \cdot K]$となる。



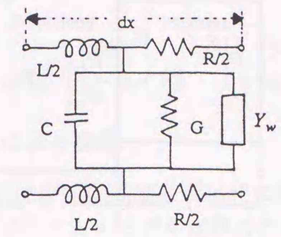



図 2.13: 声道壁インピーダンス

### 2.4.3 ディジタル・モデル

### (A) 声道モデルの縦続行列による表現

隣接した均一音響管の摸式図を図2.14に示す。第$i$区間における声門側での音圧，体積速度をそれぞれ$P_i(\omega), U_i(\omega)$，第$i-1$区間におけるそれらを$P_{i-1}(\omega)$, $U_{i-1}(\omega)$とすると，音圧と体積速度の間に次式が成り立つ。

$$\begin{bmatrix} P_i(\omega) \\ U_i(\omega) \end{bmatrix} = \boldsymbol{F}_i \begin{bmatrix} P_{i-1}(\omega) \\ U_{i-1}(\omega) \end{bmatrix} \tag{2.48}$$

但し$\boldsymbol{F}_i$は第$i$区間の縦続行列であり，分布定数線路に成立する電信方程式を解くことにより，次式で表現できる。

$$\boldsymbol{F}_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \tanh^2(\gamma_i l)}} \begin{bmatrix} 1 & Z_i \tanh(\gamma_i l) \\ Z_i^{-1} \tanh(\gamma_i l) & 1 \end{bmatrix} \tag{2.49}$$

また, $\tanh(\gamma_i l)$は，

$$\tanh(\gamma_i l) = \frac{e^{\gamma_i l} - e^{-\gamma_i l}}{e^{\gamma_i l} + e^{-\gamma_i l}} \tag{2.50}$$

と表される。$\gamma_i (= a_i + jb_i)$は伝搬定数である。ここでディジタル・シミュレーションのために，無歪条件を仮定したサンプリング定理を満足する$T$を

$$T = 2\Delta t \tag{2.51}$$

と選ぶ。ただし$\Delta t$は1区間の伝搬時間である。このとき，

$$e^{\gamma_i l} = e^{a_i l} \cdot e^{jb_i l}$$

$$e^{b_i l} = e^{j\frac{\omega}{c} l}$$

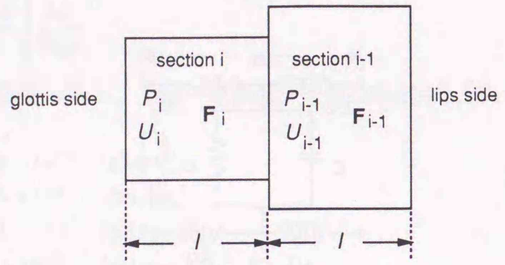



図 2.14: 隣接した均一音響管

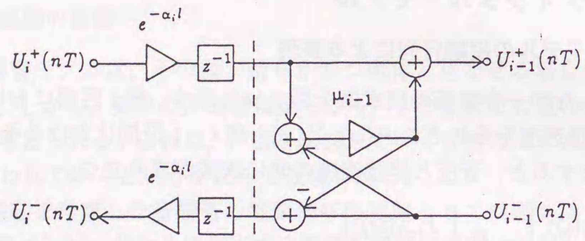



図 2.15: 声道 1 区間のディジタル・モデル

$$= e^{s\Delta t}$$

$$= e^{\frac{sT}{2}} \tag{2.52}$$

となる。ここで $s$ はラプラス変数である。さらに $z = e^{sT}$ とすると，式 (2.50) は次式となる。

$$\tanh(\gamma_i l) = \frac{e^{a_i l} z^{1/2} - e^{-a_i l} z^{-1/2}}{e^{a_i l} z^{1/2} + e^{-a_i l} z^{-1/2}} \tag{2.53}$$

ところで，式 (2.49) 中の $a_i$, $Z_i$ は周波数の関数であり，その上 $Z_i$ は複素数でもあり，このままでは $\boldsymbol{F}_i$ を $z$ のみの関数で表現することは困難である。そこで，ここでは代表周波数というかたちで周波数を固定し，その時の値を近似値として使用するものとする。2.4.2節で述べたように，周波数が高くなると $a_i$ は増大するが，代表周波数は 約 3000 $Hz$ に選ぶと合成音がほぼ良好に得られることが経験的に知られる (第 8 章)。式 (2.53) を式 (2.49) に代入することによって次式を得る。

$$\boldsymbol{F}_i = \frac{\alpha_i^{-1/2} z^{1/2}}{2} \begin{bmatrix} 1 + \alpha_i z^{-1} & Z_i(1 - \alpha_i z^{-1}) \\ Z_i^{-1}(1 - \alpha_i z^{-1}) & 1 + \alpha_i z^{-1} \end{bmatrix} \tag{2.54}$$



ただし，簡単のため $e^{-2a_i l}$ を $\alpha_i$ で置き換えた。よって，式 (2.48) に z 変換を施した結果として次式を得る。

$$\begin{bmatrix} P_i(z) \\ U_i(z) \end{bmatrix} = \frac{\alpha_i^{-1/2} z^{1/2}}{2} \begin{bmatrix} 1 + \alpha_i z^{-1} & Z_i(1 - \alpha_i z^{-1}) \\ Z_i^{-1}(1 - \alpha_i z^{-1}) & 1 + \alpha_i z^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_{i-1}(z) \\ U_{i-1}(z) \end{bmatrix} \tag{2.55}$$

### (B) ウェーブ・マトリクスによる表現

前節で導出した縦続行列は声道伝達関数導出時に使用される。ここで述べるウェーブ・マトリクスはディジタル・モデル実現のため必要である。

まず，第 $i$ 区間での声門側の体積速度の前進波成分および後進波成分をそれぞれ $U_i^+(z), U_i^-(z)$ とする。第 $i$ 区間のウェーブ・マトリクスを $\boldsymbol{W}_i$ とすると次式が成立する。

$$\begin{bmatrix} U_i^+(z) \\ U_i^-(z) \end{bmatrix} = \boldsymbol{W}_i \begin{bmatrix} U_{i-1}^+(z) \\ U_{i-1}^-(z) \end{bmatrix} \tag{2.56}$$

また $P_i(z), U_i(z)$ との間には次式の関係がある。

$$\begin{aligned} U_i(z) &= U_i^+(z) - U_i^-(z) \\ P_i(z) &= Z_i(U_i^+(z) + U_i^-(z)) \end{aligned} \tag{2.57}$$

第 $i-1$ 区間についても同様である。これらと式 (2.55) より次式を得る。

$$\begin{bmatrix} U_i^+(z) \\ U_i^-(z) \end{bmatrix} = \frac{\alpha_i^{-1/2} z^{1/2}}{1 + \mu_{i-1}} \begin{bmatrix} 1 & -\mu_{i-1} \\ -\mu_{i-1}\alpha_i z^{-1} & \alpha_i z^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{i-1}^+(z) \\ U_{i-1}^-(z) \end{bmatrix} \tag{2.58}$$

ただし $\mu_{i-1}$ は

$$\mu_{i-1} = \frac{Z_i - Z_{i-1}}{Z_i + Z_{i-1}} \tag{2.59}$$

で，これは音響管の境界面を口唇側より見込んだ際の体積速度反射係数となる。以上の式を基に声道 1 区間のディジタルモデルを構成したものを図 2.15に示す。この図で，破線より左側は第 $i$ 区間の音波の伝搬遅延と減衰を表し，右側は境界面での反射を表現している。

## 2.5 放射部のモデル

### 2.5.1 物理的モデル

声道を通過した音波は，口唇もしくは鼻孔から自由空間へ放射される。放射部は声道の終端条件を与えるもので，声道の共振特性はこれによって大きく左右

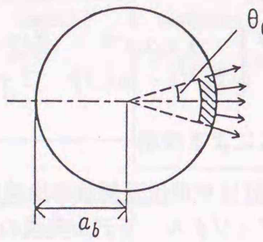



図 2.16: 球形バッフルモデルの解析モデル

される[11]。このモデルとしては，文献 [12] を基に求めた球形バッフルを持つ円形ピストン振動板による放射モデルが考えられている (図 2.16)。

円形振動板上の平均音圧 $P_0(\omega)$ と体積速度 $U_0(\omega)$ の比 $Z_l(\omega) = P_0/U_0$は**駆動点放射インピーダンス**と呼ばれる。また，遠方点での音圧 $P_r(\omega)$ を求めて $U_0(\omega)$ との比 $Z_r(\omega) = P_r/U_0$をとったものは**伝達放射インピーダンス**と呼ばれる。

$Z_l(\omega)$ はベッセル関数等の特殊関数を用いて表現される[11]が，ここでは詳細を省略する。なお，$ka \ll 1$ の時は次式で近似可能である。

$$Z_l(\omega) = \frac{\rho c}{\pi a^2}\{\frac{(ka)^2}{2} + j\frac{8ka}{3\pi}\} \tag{2.60}$$

ただし，$a$ は振動面の半径，また $k = \omega/c$ である。

$Z_r(\omega)$ については，任意の観測位置においてその値を厳密に求めることが可能であるが，位相特性を無視すれば適当な比例定数を $K$として

$$Z_r(\omega) = K\omega \tag{2.61}$$

と表される。位相項を無視できるのは，放射部より十分遠方では観測位置によって音韻性が異なって聞こえることはないと言えるからである。式 (2.61) は 1 階微分特性 ($+6\ dB/oct$) として近似される。

### 2.5.2 電気的モデル

唇端境界での電気的等価回路を考えると，図 2.17に示されるようなモデルとなる。$Z_l(\omega)$ は集中定数素子として線路の終端に接続される。この終端部で得られた電流を $Z_r(\omega)$ によって電圧に変換すれば，その電圧は遠方点での音圧に対応する。

鼻孔の放射を考慮する場合も，同様にして鼻孔放射面上での体積速度を求め，口唇部のそれと足し合わせたものを $Z_r(\omega)$ によって音圧に変換すればよい。



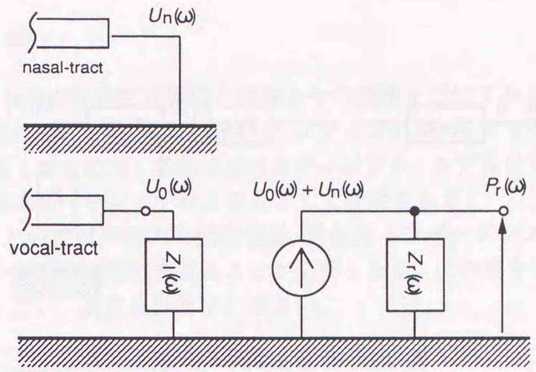



図 2.17: 放射部の電気的等価回路モデル

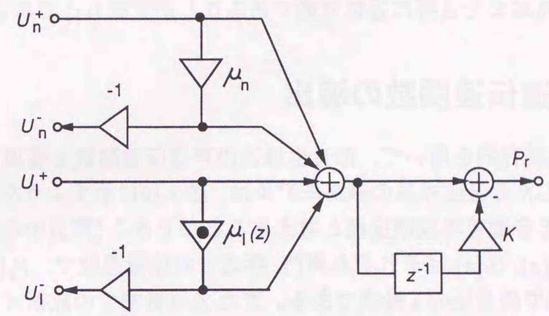



図 2.18: 放射部のディジタル・モデル

### 2.5.3 ディジタル・モデル

唇に最も近い声道区間の特性インピーダンスを $Z_1$とすると，唇端での反射係数は次式で与えられる。

$$\mu_l(\omega) = \frac{Z_1 - Z_l(\omega)}{Z_1 + Z_l(\omega)} \tag{2.62}$$

$Z_l$は周波数特性を持ち，このままの状態でディジタル・モデル化は困難である。そこで現在では，この反射係数の振幅特性および位相特性を近似するようなディジタル･フィルタを収束計算によって求めておき，声道シミュレータ中でこのテーブルを呼び出す手法が用いられている。また開口面積の小さい鼻孔端には，体積速度が完全反射であるようなモデルを用いるものとし，更に伝達放射インピーダンスを 1 階差分特性によって近似を行えば，図 2.18に示すようなディジタル・モデルが得られる。

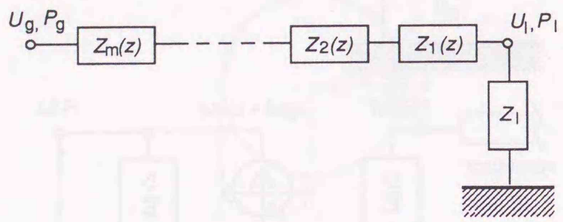



図 2.19: 母音生成系の声道モデル

$\mu_l(z)$ はサンプリング周波数 $f_s$ と開口面積 $a_l$ によって決定され，1 ~2 次程度の ARMA モデルにより $\mu_l(\omega)$ の振幅および位相特性をサンプリング周波数の 1/4 程度以下の帯域まで良好に近似可能であることが文献 [11] で示されている。

## 2.6 声道伝達関数の導出

前述の縦続行列を用いて，母音生成系の声道伝達関数を導出する。声道を $m$ 区間に分割した母音生成系の線路モデルは，図2.19に示すような特性インピーダンスの異なる音響管の縦続接続と考えることができる (声道中の分岐は考慮していない)。$U_g(z)$, $U_l(z)$ はそれぞれ声門, 唇端での体積速度で，$P_g(z)$, $P_l(z)$ は同じく声門, 唇端での音圧の $z$ 変換である。また $Z_l$ は唇端での放射インピーダンスである。声道第 $1 \sim m$ 区間全体の縦続行列 $\boldsymbol{F}_v$ を，

$$\boldsymbol{F}_v = \begin{bmatrix} A_v(z) & B_v(z) \\ C_v(z) & D_v(z) \end{bmatrix} = \boldsymbol{F}_m \boldsymbol{F}_{m-1} \ldots \boldsymbol{F}_2 \boldsymbol{F}_1 \tag{2.63}$$

とすると，次式の関係が成り立つ。

$$\begin{bmatrix} P_g(z) \\ U_g(z) \end{bmatrix} = \boldsymbol{F}_v \begin{bmatrix} P_l(z) \\ U_l(z) \end{bmatrix} \tag{2.64}$$

また，唇端では次の関係が成り立つ。

$$P_l(z) = Z_l(z) U_l(z) \tag{2.65}$$

求める伝達関数 $H_v$ を

$$H_v(z) \equiv \frac{U_l(z)}{U_g(z)} \tag{2.66}$$

で定義すると，式 (2.63) ~(2.66) より次式が求まる。

$$H_v(z) = \frac{1}{C_v(z) Z_l(z) + D_v(z)} \tag{2.67}$$



## 2.7 まとめ

本章では，人間の音声生成機構の概説とその機構を近似する音声生成モデルについて，物理的モデル → 電気的モデル → ディジタル・モデルと移行してゆく段階をわかり易くまとめた。各部におけるディジタル・モデルは第 8 章の合成音による実験の基本ルーチン・プログラムとして使用される。

後の考察においては声道内の伝搬定数, 声道壁インピーダンス等の周波数特性をも考慮した声道伝達特性を見ることが必要となる。この場合は式 (2.49) を式 (2.63) と同様に扱い，次式を計算すればよい。

$$H_v(\omega) = \frac{1}{C_v(\omega) Z_l(\omega) + D_v(\omega)} \tag{2.68}$$

# 第 3 章

# 声道壁インピーダンス

## 3.1 まえがき

本章では，音声合成モデル構築のために用いられる声道壁インピーダンスについて，その研究が行なわれた歴史について概説する。また，分布定数線路モデルへの導入式についても述べる。

声道壁は軟らかく，有限のインピーダンスを持つ粘弾性体であると考えられている。このインピーダンスは，声道を伝搬する音波の損失，または口唇以外すなわち声道壁からの音波の漏れに関係するものと考えられている。最近まで，音声合成においては簡単化のためこのパラメータは考慮せず，声道壁を剛体として扱う場合が多かった。しかし，より高品質の音声を得ようとする時しばしば実際の物理的な音声生成機構の考察が必要となり，声道壁のフレキシビリティが関係する現象のいくつかは合成音を得るためには不可欠な要素であると見なされ，重要視されている。例えば，ホルマントの帯域幅は声道壁振動に影響することはかなり以前から知られていた。その他，高圧下のホルマント周波数の上昇などの現象にも影響することが知られている。

本章 3.2 節では，過去に報告された声道壁インピーダンスについて説明する。これらのいくつかは，第 4 章,7 章で考察する声道壁インピーダンス・モデルとの比較に使用される。

## 3.2 声道壁インピーダンスの報告例

今日までに提案され，使用されてきた声道壁インピーダンス $Z_w$(単位面積当たり) を表 3.1に示す。van den Berg[1]は，/i/ の back cavity が第 1 ホルマントの帯域幅 $B_1$を支配するものとして $Z_w$を定めた。このとき $L$ は適当に定め，$B_1$に適合するように $R$を決定した。



Fant and Sonesson[2]は，声道を Helmholtz 共振器と見なしたとき，$L=1$ とすれば共振周波数が実測された声道の最低共振周波数 $F_{w0}$に適合し，さらに高圧下で発声した場合のホルマント周波数の上昇も説明できることを示した。このとき，声道壁に損失がない場合の第 $i$ ホルマント $F_{i0}$と，損失のある場合の第 $i$ ホルマント $F_i$の間に，式 (3.1) なる関係があることを指摘している。しかし，この関係は長い間軽視されていた。

$$F_i^2 = F_{i0}^2 + F_{w0}^2 \tag{3.1}$$

Flanagan[3]はその著書で断面積関数と伝達特性の関係について検討を行い，各損失のホルマント周波数および帯域への寄与について論じている。ここでの $Z_w$は胃壁の試料を参考にしているが，ホルマントの帯域幅を計算すると Dunn の実測試料[4]にかなりよく一致することから，この値は妥当な値として広く利用された。なお，この値のホルマント周波数への寄与は 1%程度とされている。

1974 年の鈴木, 中津井の値[5]は，$F_{w0}$や高圧下でのホルマント周波数の上昇が

表 3.1: インピーダンスの報告例 $Z_w = R + j(\omega L - K/\omega)$†

| Resercher | Year | R | L | K($\times 10^3$) | Remarks |
|---|---|---|---|---|---|
| van den Berg[1] | 1955 | $2.5\times10^6$ | 1 | – | $B_1$ of /i/ |
| Fant & Sonesson[2] | 1964 | 630 | 1 | – | $F_{w0}$ & $F_i$ |
| Flanagan[3] | 1965 | 6500 | 0.4 | – | stomach surface |
| Suzuki, et al.[5] | 1974 | 1500 | 1 | – | $F_{w0}$ & $F_i$ |
| Atal[6] | 1974 | 1800 | 3 | – | |
| Ishizaka, French | 1975 | 800 | 2.1 | 84.5 | cheek,laxed |
| & Flanagan[7] | | 1060 | 1.5 | 213.0‡ | cheek,tensed |
| | | 2320 | 2.4 | 491.0 | neck (measurement) |
| Flanagan, et al[8] | 1975 | 1600 | 1.5 | – | $F_{w0}, B_1$ (simulation) |
| Suzuki[9] | 1977 | 1600 | 1.6 | – | $F_{1,1}$ & $F_{1,3.9}$ |
| Lunde[10] | 1985 | 650 | 1.38 | – | 48.4 ATM heliox |
| Suzuki & Nakai[11] | 1987 | 1600 | 2.12 | 154.9 | measurement |
| | | 1150 | 1.96 | 127.2 | |
| | | 1170 | 1.87 | 142.8 | |
| Kamiyama, Miki | 1990 | 700 | 0.5 | – | ($f < 325Hz$) |
| & Nagai[12] | | 1900 | 0.3 | – | ($f > 325Hz$) |
| Dang, Nakai | 1992 | 266 | 1.40 | 182 | measurement |
| & Suzuki[13] | | ~15100 | (±0.12) | (±15.3) | (average) |

†単位は $R$[g/sec], $L$[g], $K$[dyne/cm]。
‡原論文で 33.3 とあるのは誤りである。この値は筆者がグラフより推定した。

Flanagan の値では説明できないことから，両者を満足する $Z_w$ の例としてこれを提案した。同年，音声波形からの調音モデルの同定に際して Atal[6] は表に示したような値を用いているが，その根拠は述べられていない。

1975 年に，Ishizaka,French and Flanagan によって実測が行われた[7]。これは，加速度計にインピーダンス・ヘッドを取りつけた測定器により，頬 (laxed, または tensed) および首，腕などの機械インピーダンスを ($160Hz$以下についてのみではあるが) 測定したものである。この報告では，最終的には表で示した値を用いた近似を行なっているが，測定結果を見ると単純な LRC 素子では十分に表現できない周波数特性を示していることがわかる (第 7 章参照)。

同年，Flanagan,Ishizaka and Shipley[8] は，声帯も含めた音声生成モデルを作り，$F_{w0}$,$B_i$ 等から $Z_w$ を定めている。

現在のところ最も頻繁に使用される 1977 年の鈴木誠史[9] の値は，高圧下で発声した音声のホルマント周波数と，声道の断面積関数の等価回路から計算したホルマント周波数を比較し，両者が最も一致するように $Z_w$ の同定を行ったものである。この値は，ホルマントの帯域幅等の実測結果にも矛盾しない結果が得られるという。1985 年には Lunde[10] が 48.4 気圧におけるヘリウム混合気体中の音声の合成シミュレーションによる $F_{w0}$ や $F_i$,$B_i$ を検討し，その値を提案した。

1987 年，鈴木, 中井[11] は，1975 年に Ishizaka 等が行ったものとほぼ同様な装置で，測定周波数を $6000Hz$まで広げ，頬の機械インピーダンスの実測を行っている。

著者等は第 4 章で示すように，音圧駆動による頬の音圧反射係数の実測を行ない，その結果より声道壁インピーダンスの近似パラメータを求めた[12]。

1992 年には，党, 中井, 鈴木[13] が，口腔内音源から壁を透過する音圧の測定によって，インピーダンスの値を求めている。

## 3.3 声道壁からの放射の電気的等価回路モデル

第 2 章では，声道を均一音響管の縦続接続で近似したモデルについて述べたが，このモデルを基に，さらに声道壁からの放射を考慮した場合を考えると，図 3.1(a) のように表すことができる。すなわち，式 (2.53) で示した声道 1 区間の縦続行列と，声道壁インピーダンスの分路素子の縦続接続であり，声道を伝搬していく体積速度の一部が分路素子へ分岐していくようなモデルである。このときの第 $i$ 区間の伝搬マトリクス $\boldsymbol{F}'_i$ は，次式で表される。

$$\boldsymbol{F}'_i = \frac{\alpha_i^{-1/2} z^{1/2}}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ Z_{Ri}^{-1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1+\alpha_i z^{-1} & Z_i(1-\alpha_i z^{-1}) \\ Z_i^{-1}(1-\alpha_i z^{-1}) & 1+\alpha_i z^{-1} \end{bmatrix} \tag{3.2}$$

第 1 区間から第 $m$ 区間全体のマトリクス $\boldsymbol{F}'_{m1}$ は式 (2.62) と同様にして



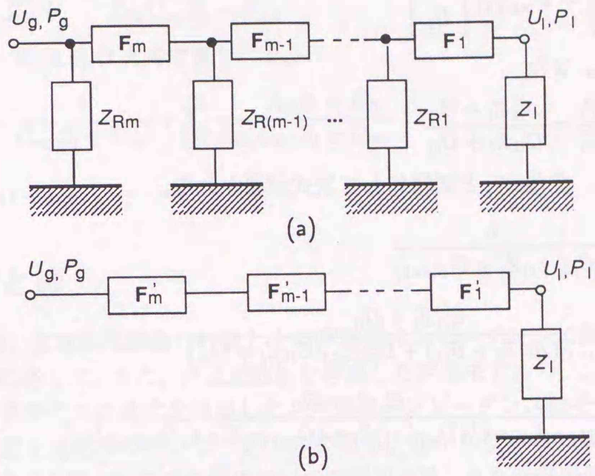



図 3.1: 声道壁放射を考慮した音声生成系の線路モデル

$$\boldsymbol{F}'_{m1} = \begin{bmatrix} A'_{m1}(z) & B'_{m1}(z) \\ C'_{m1}(z) & D'_{m1}(z) \end{bmatrix} = \boldsymbol{F}'_m \boldsymbol{F}'_{m-1} \cdots \boldsymbol{F}'_2 \boldsymbol{F}'_1 \tag{3.3}$$

となり (図 3.1(b))，口唇部における体積速度の伝達関数は次式となる。

$$H'_v(z) = \frac{1}{C'_{m1}(z) Z_l + D'_{m1}(z)} \tag{3.4}$$

第 $i$ 区間において分岐していく体積速度を $U_{wi}$ とすると，それらの総和をとり $H'_v$ を加えたものが全体の伝達関数 $H_v(z)$ となる (図 3.2)。

$$H_v(z) = H'_v(z) + H_l(z) \tag{3.5}$$

$$H_l(z) = \sum_{i=1}^{m} \frac{U_{wi}}{U_g}$$

ここで，図中の $U_iw$ は直接は求まらないので，$\boldsymbol{F}'_{im}$ の成分で表す。まず，図 3.2 に示すように，第 $i$ 区間で分岐直前の体積速度を $U_i$，破線より右側を見込むインピーダンスを $\tilde{Z}_i$ とする。点 A から左の F マトリクスは

$$\boldsymbol{F}'_m \boldsymbol{F}'_{m-1} \cdots \boldsymbol{F}'_{i+1} = \boldsymbol{F}'_{m(i+1)} \tag{3.6}$$

となり，

$$\begin{bmatrix} P_g \\ U_g \end{bmatrix} = \boldsymbol{F}'_{m(i+1)} \begin{bmatrix} P_i \\ U_i \end{bmatrix} \tag{3.7}$$

が成り立つ。また

$$\tilde{Z}_i = \frac{P_i}{U_i} = \frac{A_{i1}Z_l + B_{i1}}{C_{i1}Z_l + D_{i1}} \tag{3.8}$$

であるので、式 (2.67) と同様にして次式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{U_i}{U_g} &= \frac{1}{C_{m(i+1)}\tilde{Z}_i + D_{m(i+1)}} \\ &= \frac{C_{i1}Z_l + D_{il}}{C_{m(i+1)}(A_{i1}Z_l + B_{i1}) + D_{m(i+1)}(C_{i1}Z_l + D_{i1})} \\ &= \frac{C_{i1}Z_l + D_{il}}{(C_{m(i+1)}A_{i1} + C_{i1}D_{m(i+1)})Z_l + (C_{m(i+1)}B_{i1} + D_{m(i+1)}D_{i1})} \\ &= \frac{C_{i1}Z_l + D_{il}}{C_{m1}Z_l + D_{ml}} \end{aligned} \tag{3.9}$$

また，

$$U_{wi} = \frac{\tilde{Z}_i}{Z_{Ri}} U_i \tag{3.10}$$

であるから，これより次式が求まる。

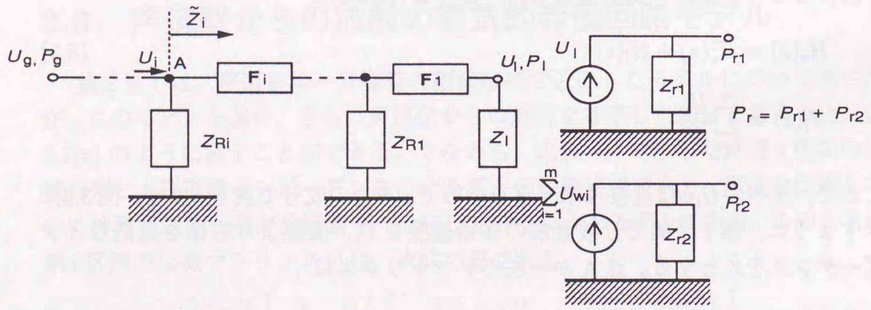



図 3.2: 声道壁放射部のモデル



$$\frac{U_w i}{U_g} = \frac{\tilde{Z}_i}{Z_{Ri}} \frac{U_i}{U_g} = \frac{1}{Z_{Ri}} \frac{A_{i1}Z_l + B_{i1}}{C_{m1}Z_l + D_{m1}} \tag{3.11}$$

したがって，式 (3.5) は次式で表される。

$$\begin{aligned} H(z) &= \frac{1}{C_{m1}Z_l + D_{m1}} + \sum_{i=1}^{m} \frac{1}{Z_{Ri}} \frac{A_{i1}Z_l + B_{i1}}{C_{m1}Z_l + D_{m1}} \\ &= H'_v(z) + H_l(z) \end{aligned} \tag{3.12}$$

## 3.4 まとめ

本章では，次章以降議論の対象となる声道壁インピーダンスに関する先行研究について記述した。また，声道壁放射を考慮した声道モデルの，分布定数線路モデルと伝達特性の計算式を導出した。声道壁インピーダンスはその定義より，声道壁上で壁を見込んだインピーダンスである。しかし壁からの放射については，壁を通過する際の生体の組織についての物理定数，また外壁表面での放射インピーダンス等が既知でなければならず，現在は正確な伝達関数を求めることは難しい。次章以降で生体の物理定数を決める場合も，声道壁振動による声道内部の音圧パワの減衰を，声道壁インピーダンスでどう評価するかという問題に絞って議論する。

# 第 4 章

# 頬の音圧反射特性の測定

## 4.1 まえがき

前章で記した，実測で得られる声道壁インピーダンス値は，その測定方法からも機械インピーダンスの形で得られるものであった。しかし，声道壁は声道内の音圧によって駆動されていると一般的に考えられることから，声道壁インピーダンスを音響的に測定する必要があると思われる。そこで本節では，均一音響管端に頬を密着させ音響管内の音圧を測定することにより，頬の表面における音圧反射特性を直接的に求める。複素数として得られる音圧反射係数は，音響インピーダンスと唯一に対応するもので，音響管を口腔内に挿入すれば頬の内側の測定が可能である。

## 4.2 頬の音圧反射特性の測定

与えられた試料の音圧反射係数および音響インピーダンスの測定は，均一音響管の管端に試料を取り付け，管内の定在波分布から求めるいくつかの手法が知られている。

周波数が高い帯域 (1 $kHz$ ～) では，定在波の節と腹が試料に接近した位置で得られるため，空気による損失，管の精度などの影響を受けにくいと考えられるので，**音響管法（定在波法）**[1]が有効である。周波数 1 $kHz$ 以下では，定在波の腹と節の間の距離が長大となり，測定限界を越えてしまう場合がある。また，管内の伝搬損失も無視できなくなる。この場合には，あらかじめ指定した 2 点間の音圧伝達特性から音響インピーダンスを求めることが可能な**伝達関数法**[2]~[4]を使用して測定を行った。



### 4.2.1 音響管法

測定に用いる均一音響管の特性インピーダンス $Z_c$，音響管内の伝搬定数$\gamma_c$はそれぞれ次式で表される。

$$Z_c = \rho c / a_0 \tag{4.1}$$

$$\gamma_c = \alpha_c + j\beta_c \tag{4.2}$$

ここで，$\rho$は空気密度,$c$ は音速,$a_0$は管の断面積で，$\alpha_c$, $\beta_c$はそれぞれ管内の減衰定数，位相定数である。音響管端に付けられる試料 ( 頬 ) のインピーダンス $Z_l$と，試料表面での音圧 $P_0(\omega)$ および体積速度 $U_0(\omega)$ の関係は，$Z_l = P_0/U_0$ であり，更に音圧反射係数 $S_p$を

$$S_p = \frac{Z_l - Z_c}{Z_l + Z_c} \tag{4.3}$$

と定めると，上記の $S_p$を使用して管内の定在波比 $R$が次式で表される。

$$R = \frac{1 + |S_p| e^{-2\alpha_c d_{max}}}{1 - |S_p| e^{-2\alpha_c d_{min}}} e^{\alpha_c \lambda/4} \tag{4.4}$$

ただし，$d_{min}$ は音響管端から音圧最小点までの距離で，$d_{max}$ は音圧最大点までの距離 ($d_{min}$ +$\lambda/4$, $\lambda$: 波長) とした。

上式より，$R$および $d_{min}$ を測定することによって，音圧反射係数の大きさ $|S_p|$及び位相$\phi$が次式で求まる[5]。

$$|S_p| = \frac{(R' - 1) e^{2\alpha_c d_{min}}}{R' + e^{-\alpha_c \lambda/2}} \tag{4.5}$$

$$R' = R e^{-\alpha_c \lambda/4}$$

$$\phi = \pi + 2\beta_c d_{min} \tag{4.6}$$

ここで注意することは，$d_{min}$ が常に $d_{max}$ より小さくなる，つまり音圧最小点は音圧最大点より管端側で測定することである。また，式 (4.3) ~ (4.5) より，試料のインピーダンス $Z_l$が次式で表される。

$$Z_l(\omega) = \frac{M - N}{M + N} Z_c \tag{4.7}$$

$$\begin{aligned} M &= R' e^{2\alpha_c d_{min}} + e^{-2\alpha_c d_{max}} \\ N &= (R' - 1) e^{j2\beta_c d_{min}} \end{aligned}$$

### 4.2.2 伝達関数法

管端 ($x = 0$) と位置 $x$ との間における均一音響管の縦続行列$\boldsymbol{F}$は次式で表される。

$$\boldsymbol{F} = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_c x) & Z_c \sinh(\gamma_c x) \\ Z_c^{-1} \sinh(\gamma_c x) & \cosh(\gamma_c x) \end{bmatrix} \tag{4.8}$$

管端から距離 $x_1$と $x_2$における複素音圧をそれぞれ $P_1$,$P_2$とし，音圧伝達特性 $H_c$ を

$$H_c \equiv P_2/P_1 \tag{4.9}$$

と定めると，$Z_l$は次式により求まる。

$$Z_l = \frac{H_c \sinh(\gamma_c x_1) - \sinh(\gamma_c x_2)}{H_c \cosh(\gamma_c x_1) - \cosh(\gamma_c x_2)} Z_c \tag{4.10}$$

反射係数は，式 (4.10) を式 (4.3) に代入することによって得られる。

### 4.2.3 測定装置

音響管法および定在波法における測定系のブロック図をそれぞれ図 4.1 (a), (b) に示す。断面が円形の均一音響管の一端に測定試料を密着させ，音響管と試料との接続面から音が漏れないようにする。他端にはスピーカを設置し，単一周波数の音源によって駆動する。音響管内の音圧測定には移動装置上に設置したプローブ・マイクロホンを使用する。

音響管はアクリル製で，内径 2.3$cm$, 外径 3.0$cm$, 断面積 4.2$cm^2$, 長さは音源まで約 70$cm$ である。管の断面積の違いによって起こる影響の有無を調べるため，断面積が 8.2$cm^2$の音響管も用意した。プローブ・マイクロホンは市販の小型コンデンサ・マイクロホンに，外径 3.0$mm$, 長さ約 72$cm$ のガラス製プローブを取りつけたものである (図 4.2(a))。音響管法による測定におけるマイクロホン出力は，直流増幅器 (日電三栄 6L06) によって増幅され，バンドパス・フィルタ (NF E3201) 通過後にデジタル電圧計でその値が測定される。伝達関数法を用いた測定では，周波数特性分析器 (analyzer,NF 社 S-5720) によって，Mic.2 からの信号の振幅, 位相をオンラインで計算機に取り込む。この場合 Mic.1 から得られる信号を，Mic.2 の信号を測定する基準となる参照信号として用いる。原理的には，分析器から出力される信号を参照信号として用いることができるが，この場合には測定開始時と終了時の室温等の測定環境が僅かに異なると，音速の変化に伴って音響管内の参照信号に対する位相分布が大きく変化する。この変化は，使用する均一音響管が長い程顕著に現れる。参照信号として Mic.1 から得られる測定試



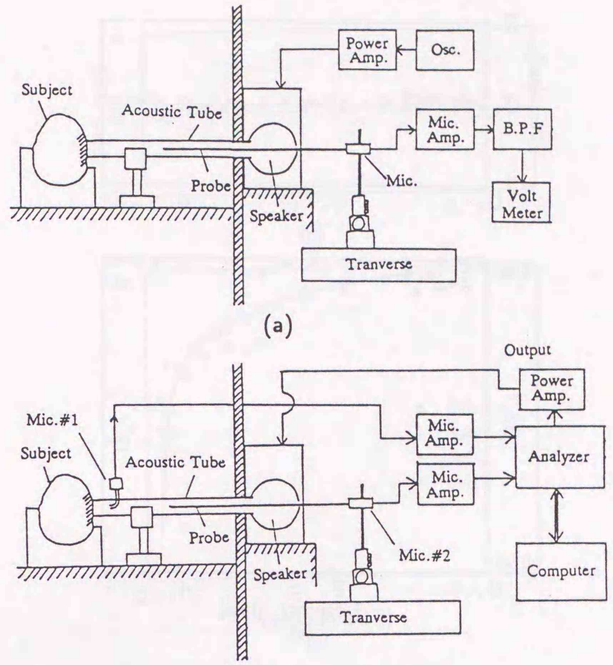



図 4.1: 測定系のブロック図

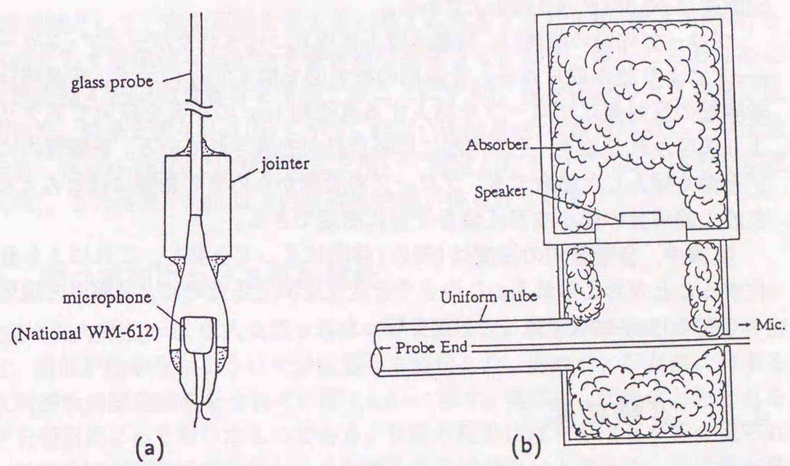



図 4.2: (a) プローブマイクロホンの構造 (b) 駆動スピーカ部分

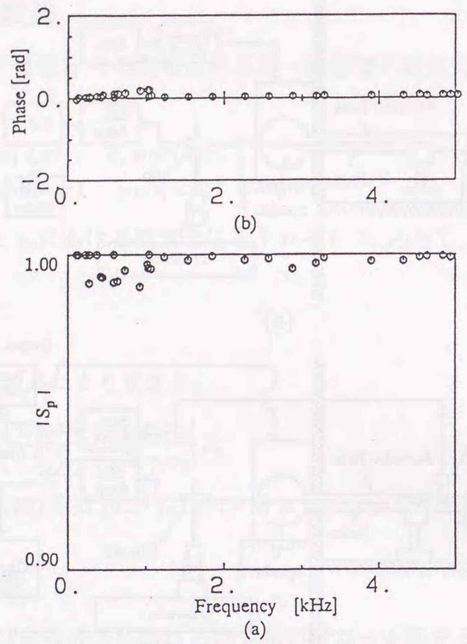



図 4.3: (予備実験) アクリル板の音圧反射特性

料近傍の音圧を用いることで，このような影響を軽減できる。なお，分析器の測定誤差は$\pm 0.03dB$, $\pm 0.05deg.$である。

プローブ先端の位置は，移動装置上に取りつけられたバーニア・スケール (0.1 $mm$) により読み取られる。音源部の拡大図を図 4.2(b) に示す。音源部は，均一音響管の反対側にプローブを挿入する直径約 $1cm$ の小孔を除いてアクリル板により密閉されており，その内部には吸音材が充填されている。音響管内にプローブを深く挿入した場合でも，プローブの管壁からの音の影響はほとんどなく，定在波の節部分の微小な音圧値を十分に測定できる。

実験中，音響管内の温度は (頬の) 体温によって上昇し，これにより音速が変化することが考えられる。このような変化を抑えるために，実験室の温度をなるべく高く (26〜27 ℃) 保って測定を行った。

## 4.3 実験結果



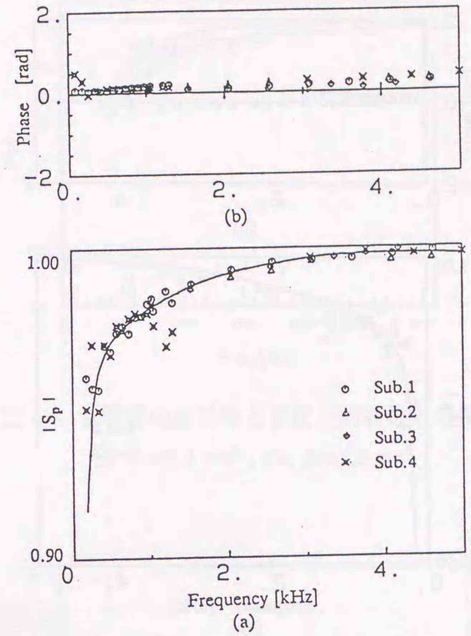



図 4.4: 頬 (男性) の音圧反射特性

### 4.3.1 予備実験

予備実験として，完全反射を呈すると考えられるアクリル板 (厚さ $10mm$) を測定試料として断面積 $4.2cm^2$の音響管端に密着させ ( 以下，特にことわりのない限り断面積 $4.2cm^2$の音響管を使用することにする)，反射係数の大きさ及び位相を求めた。結果を図 4.3(a),(b) に示す。$85Hz$〜$1.3kHz$の周波数に対しては伝達関数法を，$1kHz$〜$5kHz$では音響管法を用いて測定したものである ( 以下の実験でも同様)。この結果，0.99 以上の反射係数値が得られている。

### 4.3.2 頬の表面における反射特性

測定は成人男性 4 名, 成人女性 2 名について行った。測定中は頬を音響管に密着させ，頭部が動かないように十分注意して測定した。男性および女性に対する音圧反射係数の測定結果をそれぞれ図 4.4,4.5に示す。実線は，代表値と思われるカーブを視察によって描いたものである。女性の結果にはややばらつきが見られるが，両者共ほぼ同じ特性を示し，また個人差もほぼないと言える。周波数が低下するにつれて反射係数の値が小さくなり，測定時の最低周波数 $85Hz$では 0.9

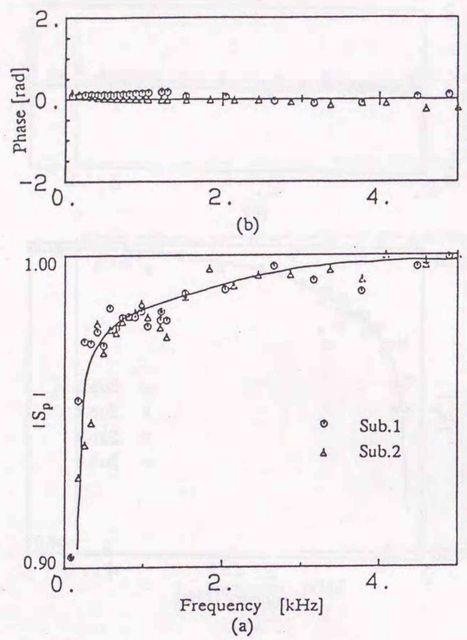



図 4.5: 頬 (女性) の音圧反射特性

付近まで低下している。

位相はほぼ零位相を示している。多少のばらつきの原因は，測定時に頬が音響管に押しつけられて多少くいこみ，管端の位置が変化するための誤差と考えられる。測定の対象となる周波数が高い音響管法において，この影響は大きいことがわかる。

音響管の断面積の違いによる反射特性の変化を調べるため，断面積が $4.2cm^2$ および $8.2cm^2$ の音響管を使用して，男性の音圧反射特性を測定した結果を図 4.6 に示す。図より，断面積が変化すると反射特性が多少影響を受けることがわかる。しかし，その影響は図 4.4, 4.5における結果のばらつきの範囲内であることから，管の断面積による影響はほとんど無視できるものとする。

### 4.3.3 頬の内側における反射特性

頬の内側は，音響管を口唇部から挿入し管端を口腔内の頬の内側に密着させた状態で測定を行った。被験者は頬の表面の測定を行った成人男性の中の一人である。結果を図 4.7 に示す。この図を見ると，反射係数の大きさ, 位相共，頬の表



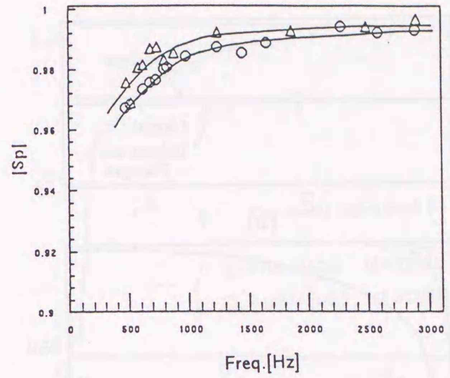



図 4.6: 音響管の断面積と音圧反射特性との関係
○: A=8.2 $cm^2$ , △: A=4.2 $cm^2$

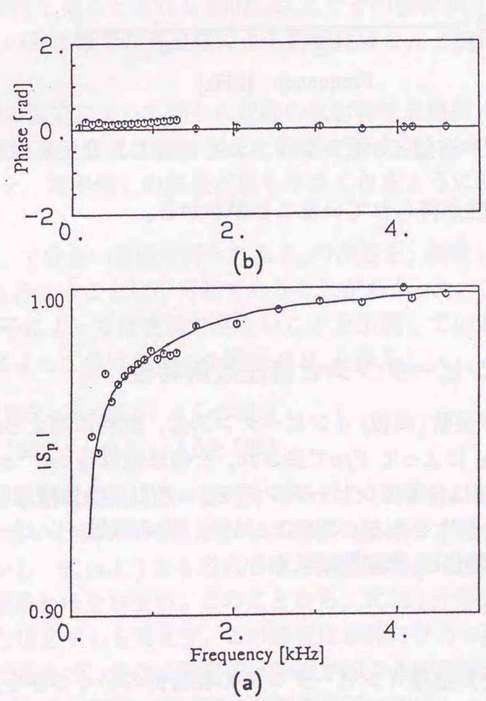



図 4.7: 頬 (内側) の音圧反射特性

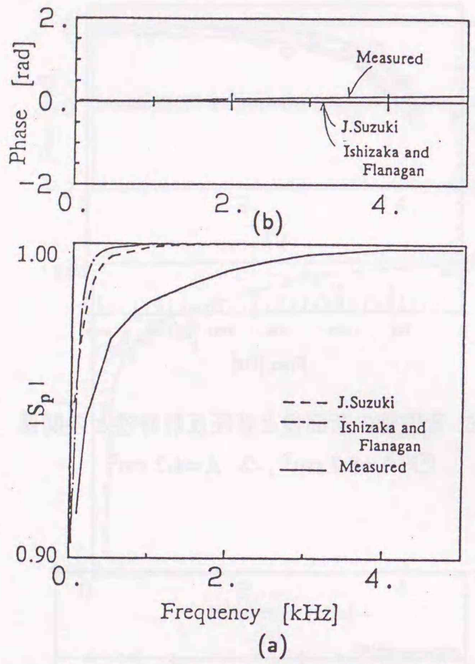



図 4.8: 声道壁インピーダンスから計算した音圧反射特性

面とほぼ同様な特性が得られていることがわかる。

## 4.4 考察

### 4.4.1 機械インピーダンスと音圧反射特性

前章で述べた声道壁 (機械) インピーダンスは，試料に加えられた圧力 $P$とその時得られる速度 $v$ によって $P/v$で表され，その単位は $[g\ sec^{-1}cm^{-2}]$ である。一方，本章で扱った値は音響インピーダンス $Z_w = P/U$, ($U$:体積速度) で表され，その単位は $[g\ sec^{-1}cm^{-4}]$ である。このことから，ある機械インピーダンス $Z_m$を持つ試料の音圧反射特性 $S_p$が容易に求まる。

$$S_p = \frac{Z_m - \rho c}{Z_m + \rho c} \tag{4.11}$$

第 3 章に記した声道壁インピーダンスの報告例のいくつかを，式 (4.11) を使用して音圧反射特性に変換してみる。図 4.8は鈴木 (1977),Ishizaka 等 (1975) による値から計算された反射係数である。機械インピーダンス上での値は異なって見



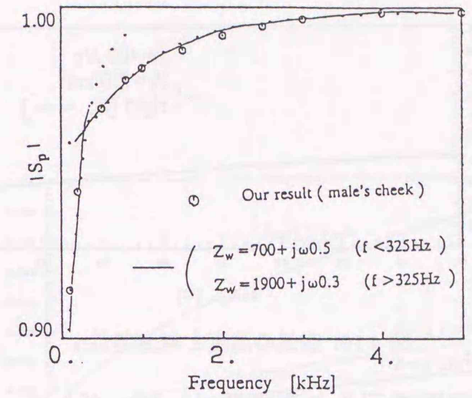



図 4.9: インピーダンスの近似パラメータによる音圧反射特性

えるが，反射特性を見るとどれも $500Hz$以上でその振幅が 0.99 以上となっており，$500Hz$以上の周波数での声道壁による影響はほとんど無視し得る結果となっている。

次に，4.3節の測定によって得られた頬の反射特性を機械インピーダンスへ変換することを試みる。ここでは，従来と同様な形式 $Z_m = R + j\omega L$ で近似可能な $R$ および $L$ を，実測値との誤差が最も小さくなるように収束計算によって求めた。

結果的には，十分良い近似が得られる $Z_m$の決定を，測定した周波数 ($\sim 5kHz$) の全域において行なうことは不可能であることがわかった。このことは実測値が単純な $R, L$ 素子によっては表現できないことを示唆している。そこで，周波数の低域と高域によって分けられる 2 種類の $Z_m$を導入し，

$$\begin{aligned} Z_m &= 700 + j\omega 0.5 \quad (f < 325) \\ Z_m &= 1900 + j\omega 0.3 \quad (f \geq 325) \end{aligned} \tag{4.12}$$

とすることで，本測定結果に近い特性が得られた (図 4.9)。$L$ は壁の等価質量 (密度) に相当するといわれ，その見地からは結果の値は小さ過ぎるのではないかと思われる。しかし，式 (4.12) なる形式では，弾性係数 $K$に当たる部分が考慮されておらず，共振系とはならない。このことから，式 (4.12) 等では $L$ の項が質量を表現しているとは必ずしも言えず，この場合は単純にひとつのパラメータであると考えるべきであろう。また，測定値は管端で起こる平面波の垂直入射によって得られたものである。実際の声道壁は声道の側面に相当し，単純な垂直入射と考えるべきか，これらの違いについても今後検討する必要がある。

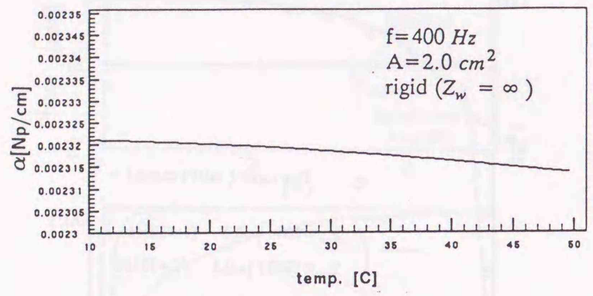



図 4.10: 空気の温度と減衰特性$\alpha$

### 4.4.2 1 次元声道モデルと声道壁インピーダンス

声道 1 区間の電気的等価回路において，声道壁による損失を考慮しない場合の，空気の温度と減衰定数$\alpha$との関係を図 4.10に示す。また図 4.11は，その区間の断面積と減衰定数$\alpha$, 位相定数$\beta$の関係を示したものである。これより，声道壁の影響を無視した場合の減衰定数は $1kHz$で $10^{-3}\ Np/cm$ 程度であることがわかる。図 4.12(a)~(e) は，声道モデルに声道壁インピーダンスを組み入れ，声道伝達特性を計算したものである。この時，声道壁インピーダンスとして $Z_w = \infty$, $Z_w = 1400 + j\omega 1.6$[6] $g/sec$ および，式 (4.12) を導入した 3 つの場合について調べた。使用した声道断面積関数は 25 区間で，声道壁の影響を考慮しない場合において実音声に近いと思われる伝達特性を示すものである (図 4.13)。

本実験の値を導入した場合，周波数の低域への影響が大きく，第 1, 第 2 ホルマントは高域にシフトし，その帯域幅は広くなる。特に，低い周波数に第 1 ホルマントを持つ/i/ についてはこのことが顕著に現れている。第 3 ホルマント以上の帯域においての影響はかなり小さくなるが，鈴木の値を導入した場合ではほとんど無視できるほど小さいのに対し，本実験による値に対してはその影響が多少なりとも確認できる。

## 4.5 まとめ

本章では，従来の声道壁インピーダンスが機械的に実測されていることに着目し，新たに音響的手法によって声道壁インピーダンスを求めることを目的とした，頬の音圧反射特性の測定を行った。結果からは，従来の値に比べて相対的に小さい声道壁インピーダンス値が得られた。また，測定結果の周波数特性は，従来の単純な $RL$ 素子では表現できず，そこで周波数の低域–高域で異なる 2 種類



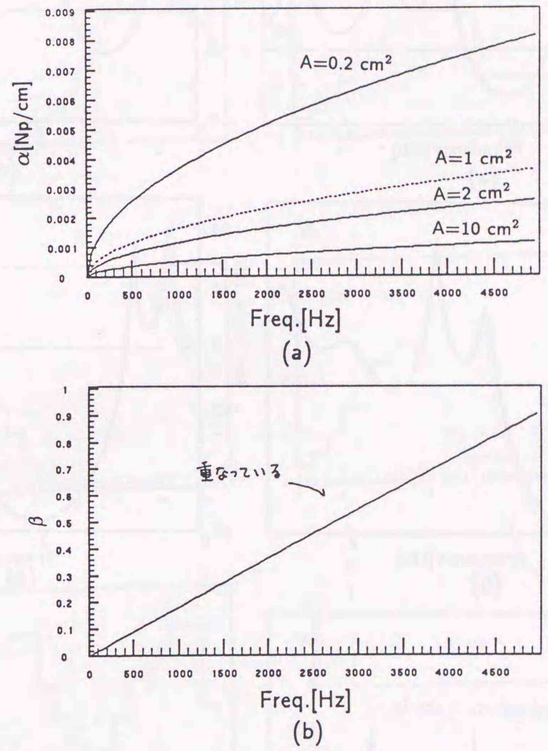



図 4.11: 音響管の断面積との関係 (a) 減衰定数$\alpha$ (b) 位相定数$\beta$

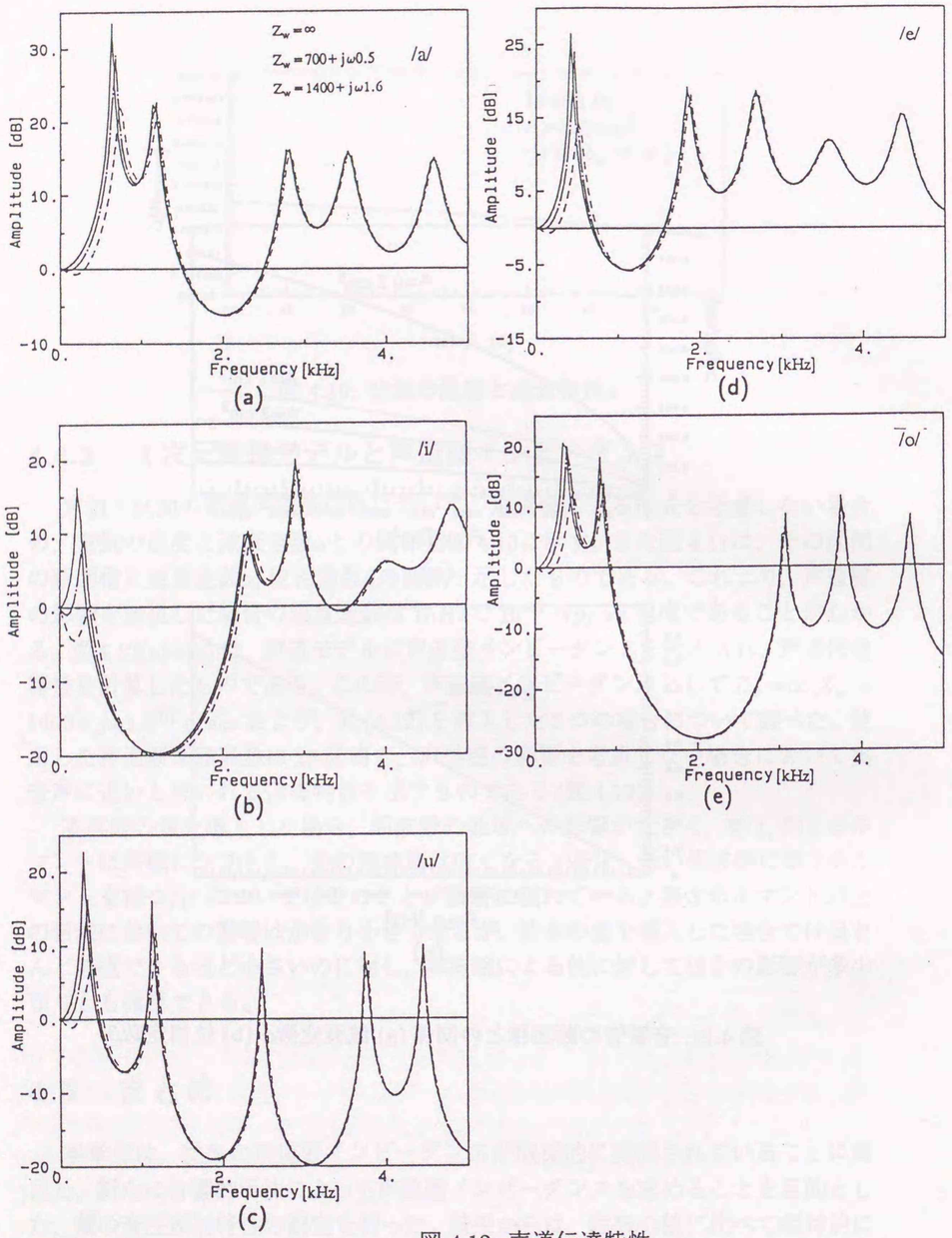



図 4.12: 声道伝達特性



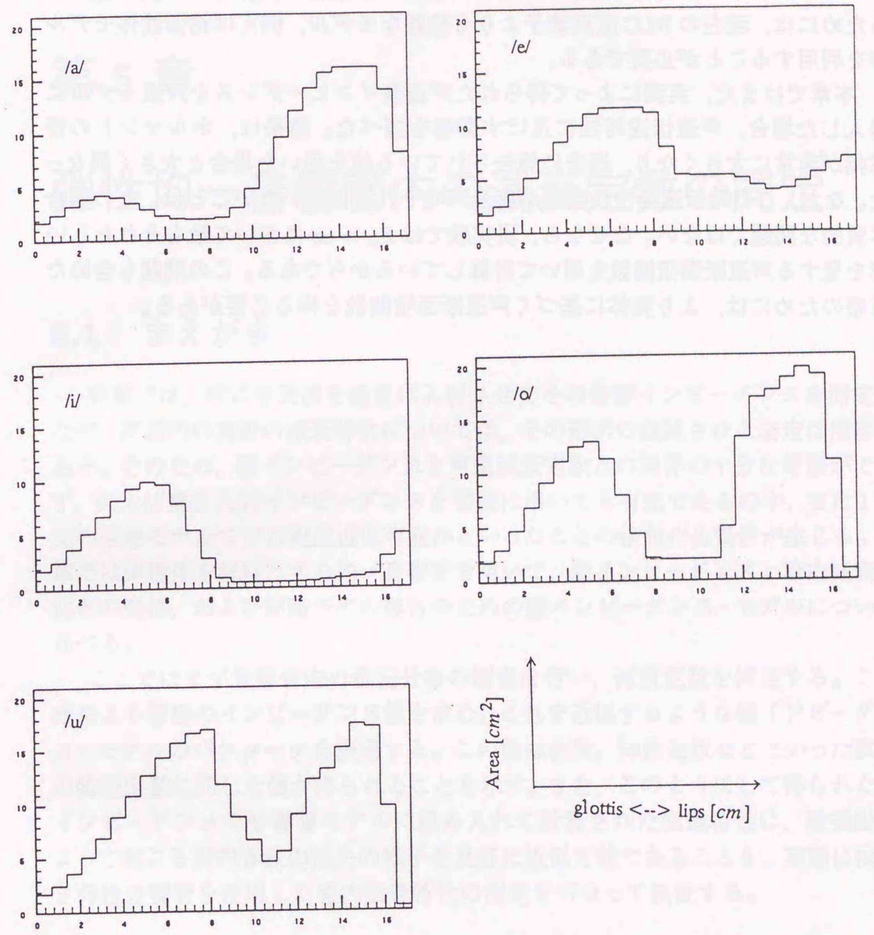



図 4.13: 使用した断面積関数

の値で近似を行なった。もとより，過去の実測例を見ると，そこから得られた壁インピーダンスのパラメータは必ずしも実測値を十分に近似するものではなく，そこでもかなりの単純化を行なっていると言える。複雑な実測結果を良く近似するためには，現在のRLC直列素子よりも複雑なモデル，例えば粘弾性体モデル等を利用することが必要である。

本章ではまた，実測によって得られた声道壁インピーダンスを声道モデルに導入した場合，声道伝達特性に及ぼす影響を調べた。結果は，ホルマントの帯域幅が非常に大きくなり，過去に報告されている値を用いた場合と大きく異なった。なお，この時伝達特性の概形が実音声のそれと似ていないことは，この場合本質的な問題ではない。なぜなら，現実験では $Z_w = \infty$ において最もそれらしい形を呈する声道断面積関数を用いて計算しているからである。この問題も含めた考察のためには，より実体に基づく声道断面積関数を得る必要がある。



# 第5章

# 弾性均一音響管内の減衰定数の同定

## 5.1 まえがき

前章では，頬に平面波を垂直に入射させてその音響インピーダンスを測定したが，声道内の実際の減衰特性については，その形状の複雑さゆえ測定は困難である。そのため，壁インピーダンスと声道減衰定数との関係の十分な考察ができず，例えば垂直入射インピーダンスを管壁に用いても有効であるのか，また1次元の回路モデルでどの程度近似可能かといったことの検討の必要性が生じる。本章では弾性体を材料とする均一音響管を用いて，壁インピーダンスと管内減衰特性との関係，および回路モデル移行のための壁インピーダンス・モデルについて述べる。

ここではまず音響管内の音圧分布の測定を行い，減衰定数を同定する。この結果より管壁のインピーダンス値を求め，これを近似するような壁インピーダンス・モデルのパラメータを決定する。この値は密度，弾性定数などといった試料の物理定数に即した値が得られることを示す。また，このようにして得られた壁インピーダンスを音響管モデルに組み入れて計算された伝達特性は，壁振動によって起こる管内音波の損失の様子を良好に近似可能であることを，実際に段付き弾性音響管を使用した管内伝達特性の測定を行なって検証する。

## 5.2 音響管の壁インピーダンスモデル

### 5.2.1 厚肉円筒管の挙動

粘弾性体より形成される厚肉円筒が，内圧によって駆動されるときの挙動を表す一般式を以下に記す。図5.1に示すように，横断面内に円筒座標系 $r, \theta$ をとると，半径方向，周方向の応力 $\sigma_r, \sigma_\theta$，および半径方向の変位 $u(t)$ について次の公

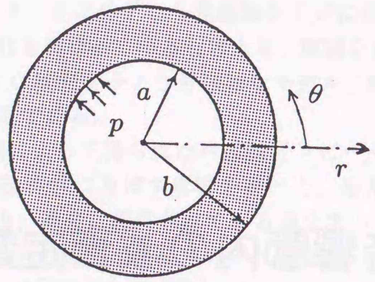



図 5.1: 厚肉円筒管

式が得られる[1]。

$$\sigma_r = A - Br^{-2} \tag{5.1}$$

$$\sigma_\theta = A + Br^{-2} \tag{5.2}$$

$$u(t) = \frac{1+\nu}{E}\left[A(1-2\nu)r + Br^{-1}\right] \tag{5.3}$$

ただし$A, B$は定数で,$E, \nu$はそれぞれYoung率, 体積弾性率である。内圧に$p(t)$が加えられ，また円筒の外側は無応力に保たれていると仮定すると，境界条件は

$$\begin{aligned} r = a: &\quad \sigma_r = -p \\ r = b: &\quad \sigma_r = 0 \end{aligned} \tag{5.4}$$

となり，これらを式(5.1)に代入すると

$$A = \frac{pa^2}{b^2 - a^2}, \qquad B = \frac{pa^2b^2}{b^2 - a^2} \tag{5.5}$$

が得られる。したがって式(5.3)は次式となる。

$$u(t) = \frac{(1+\nu)pa^2}{E(b^2 - a^2)}\left[(1-2\nu)r + \frac{b^2}{r}\right] \tag{5.6}$$

この円筒管の粘弾性体への拡張は，付録Aに示した一般対応原理による置き換えを行なえば良い。これより式(5.6)は次式で表される。

$$\bar{u} = \frac{(1+\nu)pa^2}{(b^2 - a^2)}\frac{P'}{Q'}\left[\frac{3Q'P''}{2P'Q'' + Q'P''}r + \frac{b^2}{r}\right] \tag{5.7}$$

ここで$\bar{u}$としたのは，$P', Q'$などがラプラス変数$s$を含み，一般的には$\bar{u} = u(s)$となり，$u(t)$と区別するためである。



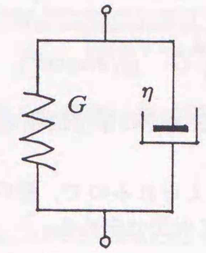



図 5.2: 音響管壁の粘弾性体モデル

### 5.2.2 測定音響管の壁インピーダンス

はじめに，測定実験に用いる音響管の微小部分の力学挙動を，粘弾性体モデル[2]~[3]で表現する。図5.2は，バネ定数$G$とダッシュポットの係数$\eta$の並列接続によるフォークト粘弾性体モデル†である。一般に粘弾性体モデルは素子数を増やすことで組合せは無数に存在し，複雑な挙動についての表現が可能となるが，測定に用いる音響管はシリコン・ゴム製で弾性体に近いと考えられるので，最も簡単な2素子で表現することにする。このモデルにおいて，応力$\sigma$と歪み$\gamma$との関係は次式となる。

$$\sigma = G\gamma + \eta\dot{\gamma} \tag{5.8}$$

ここでドット($\dot{}$)は時間微分を表す。これより付録Aの$P', Q'$に対応する値は

$$P' = 1, \qquad Q' = G + \eta s \tag{5.9}$$

となる。また，膨張に関しては弾性的であり，$\nu \approx 0.5\ dyne/cm^2$とすると，式(5.7)の第1項は無視でき，次式が得られる。

$$\bar{u}(r) = \frac{pa^2}{(b^2 - a^2)}\frac{1}{G + \eta s}\frac{b^2}{r} \tag{5.10}$$

内壁上($r = a$)での，単位面積当たりの機械インピーダンス$Z$は，その定義より変位速度$v$を用いて次式で表される。

$$Z = \frac{p}{v} = \frac{p}{su(a)} = \frac{(b^2 - a^2)}{ab^2}\frac{G + \eta s}{s} \tag{5.11}$$

$s = j\omega$として，機械インピーダンスを求めると，その実部および虚部は次式で表される。

†粘弾性体モデルについては付録Aを参照。

$$R_w \equiv Re\{Z\} = \frac{b^2-a^2}{ab^2}\eta \quad [g/sec/cm^2] \tag{5.12}$$

$$-\frac{K_w}{\omega} \equiv Im\{Z\} = -\frac{b^2-a^2}{\omega ab^2}G \quad [g/sec/cm^2] \tag{5.13}$$

ここで $R_w, K_w$はそれぞれ，内壁上での単位面積当たりの機械抵抗，およびスチフネスに相当する。

管は単一共振を行なうと考えられるので，壁の等価質量成分 (単位面積当たり) を試料の等価密度$\rho$を用いて次式で定める。

$$L_w = \rho(b-a) \quad [g/cm^2] \tag{5.14}$$

式 (5.12)~(5.14) より，粘弾性音響管の壁インピーダンスは次式となる。

$$Z_w = R_w + j(\omega L_w - K_w/\omega) \quad [g/sec/cm^2] \tag{5.15}$$

パラメータとなる $G, \eta$および$\rho$は，粘弾性体の物理定数に関係する値で，管の太さには関係しない。よってこれらの値を決定できれば，任意の内・外径を持つ音響管の壁インピーダンスが求まる。

## 5.3 粘弾性均一音響管内の減衰定数の測定

### 5.3.1 測定原理

測定を行う際の模式図を図 5.3に示す。管内に $x=0$ の点をとり，その右側に $x$ 軸をとる。右端より音源から駆動された平面波が伝搬し，左端は吸音材によって無反射終端されているものとする。いま $x=0$ における音圧を $P_0$ とし，管内の伝搬定数を$\gamma$ ($=\alpha+j\beta$, $\alpha$:減衰定数, $\beta$:位相定数) とすると，終端が完全に無反射の場合，音圧 $P(x)$ は次式で表現可能である。

$$P(x) = P_0 e^{\gamma x} \tag{5.16}$$

しかし，実際の測定における終端は完全な無反射にはならず，微小な反射が確認される。いま $x=-L$ の場所でその係数が $S_p$であるような反射が起こっているものとする (図 5.4)。また，$x=0$ における音波の前進波および後進波成分をそれぞれ $P_i, P_r$とすると，$P(x)$ は

$$\begin{aligned} P(x) &= P_i e^{\gamma x} + P_r e^{-\gamma x} \\ &= P_i e^{\gamma x}(1 + S_p e^{-2\gamma(L+x)}) \end{aligned} \tag{5.17}$$

と表され，その振幅 $|P(x)|$ は次式で得られる。



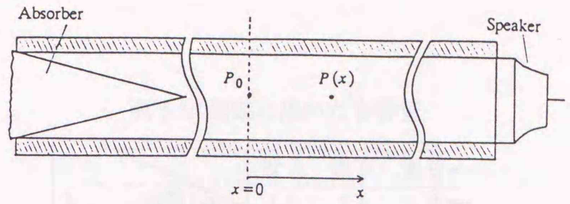



図 5.3: 実験の模式図 (1)

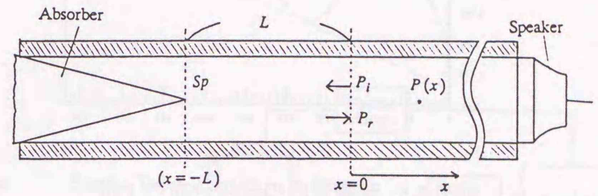



図 5.4: 実験の模式図 (2)

$$\begin{aligned} |P(x)| &= |P_i|e^{\alpha x}|1 + S_p e^{-2\gamma(L+x)}| \\ &= |P_i|e^{\alpha x}\{1 + 2|S_p|e^{-2\alpha(L+x)} \\ &\quad \cdot \cos 2\beta(L+x) + (|S_p|e^{-2\alpha(L+x)})^2\}^{1/2} \end{aligned} \tag{5.18}$$

後述の実験結果より反射係数の大きさは $|S_p| = 0.1$ 程度で，反射波は微小であるから，音響管の壁の振動は入射波の影響のみを受けると考えてよいと思われる。しかし，図 5.5に一例を示すように，音波の減衰のようすは確認できるが任意の2点間の音圧からでは$\gamma$を推定することはできない。

そこで，図にみられる音圧分布の極小値の組によって$\gamma$を近似する。極小点では式 (5.18) において $\cos 2\beta(L+x) = -1$ となるから，極小点 $x_1$,$x_2$での音圧はそれぞれ

$$\begin{aligned} |P(x_1)| &= |P_i|e^{\alpha x_1}(1 - |S_p|e^{-2\alpha(L+x_1)}) \\ |P(x_2)| &= |P_i|e^{\alpha x_2}(1 - |S_p|e^{-2\alpha(L+x_2)}) \end{aligned} \tag{5.19}$$

となり，その比は次式で表される。

$$\frac{|P(x_2)|}{|P(x_1)|} = e^{\alpha(x_2-x_1)}\frac{1 - |S_p|e^{-2\alpha(L+x_2)}}{1 - |S_p|e^{-2\alpha(L+x_1)}} \tag{5.20}$$

ここで

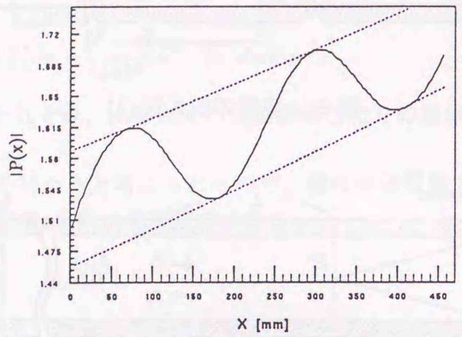



図 5.5: 音響管内の音圧分布の 1 例

$$\frac{1-|S_p|e^{-2\alpha(L+x_2)}}{1-|S_p|e^{-2\alpha(L+x_1)}} \approx 1 \tag{5.21}$$

と近似した場合の誤差は，$L = 30cm, \alpha = 10^{-3}[Np/cm]$ のとき，$1kHz$ で 1%程度である。よって，極小値から導出して得られる減衰定数$\alpha_{min}$を次式で定義する。

$$\alpha_{min} = \frac{1}{x_2 - x_1} ln(\frac{P(x_2)}{P(x_1)}) \tag{5.22}$$

極大値をとる 2 点 $x_3$,$x_4$については，$\cos 2\beta(L+x)=1$ となり，これらの点における音圧の比は

$$\begin{aligned} |P(x_3)| &= |P_i|e^{\alpha x_3}(1-|S_p|e^{-2\alpha(L+x_3)}) \\ |P(x_4)| &= |P_i|e^{\alpha x_4}(1-|S_p|e^{-2\alpha(L+x_4)}) \end{aligned} \tag{5.23}$$

となるが，同様な近似が可能で，減衰定数$\alpha_{max}$は次式で得られる。

$$\alpha_{max} = \frac{1}{x_4 - x_3} ln(\frac{P(x_4)}{P(x_3)}) \tag{5.24}$$

所望の減衰定数$\alpha$はこれらの平均値によって得られるものとする。

$$\alpha = \frac{\alpha_{min} + \alpha_{max}}{2} \tag{5.25}$$

### 5.3.2 測定試料・測定装置

測定に際して，材質が均一なシリコン・ゴム製で，断面積の異なる長さ $2m$ のチューブを 3 本用意した。管の内径，外径は表 5.1のとおりである。

測定系のブロック図を図 5.6に示す。音響管の一方に設置した音源を単一周波



表 5.1: 測定に用いた音響管

| | 管 A | 管 B | 管 C |
|---|---|---|---|
| 内径 $[cm]$ | 1.8 | 2.5 | 3.1 |
| 外径 $[cm]$ | 4.4 | 5.2 | 6.3 |
| 断面積 $[cm^2]$ | 2.4 | 4.8 | 7.4 |

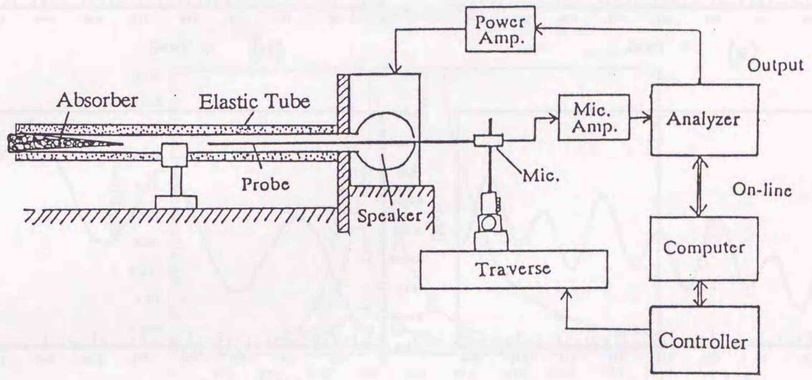



図 5.6: 測定系のブロック図

数によって駆動する。プローブ・マイクロホンを取りつけた可動パルス・ステージを，コントローラ ( 中央精機, CPC-2DN ) によって一定間隔でスライドさせ，管内の音圧の振幅，位相を周波数特性分析器 ( NF 社 S-5370 ) によりオンラインで計算機に取り込む。音響管の他方は，長さ約 $80cm$ の楔形吸音材によって終端されている。測定周波数の下限は，本実験で使用するプローブマイクロホンの測定限界の $450Hz$ とし，上限は $5000Hz$とした。少なくとも極小値および極大値がひとつずつ現れないと，音圧分布の概形を知ることができないから，3/4 波長がプローブの音響管内移動距離より短い周波数でのみ測定可能となる。

## 5.4 測定結果・考察

測定した音圧分布の一例を図 5.7(a)~(d) に示す。定在波比はほぼ 1 であるが，これらを拡大した (c),(d) を見ると，終端の反射による音圧の微小変動があるのがわかる。

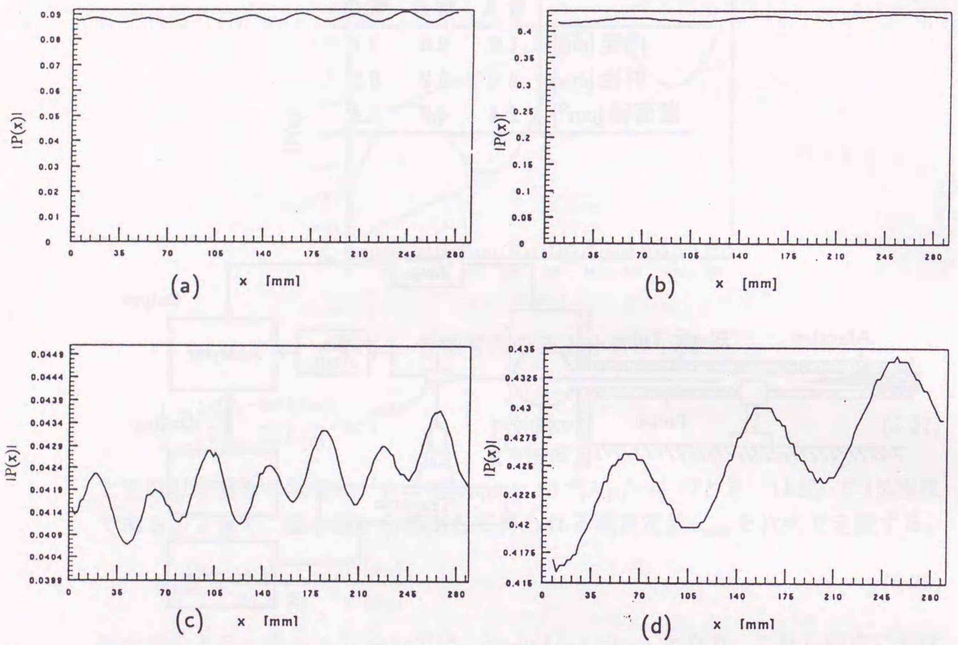



図 5.7: (a),(b) 音響管内の音圧分布の例 (c),(d) その拡大図

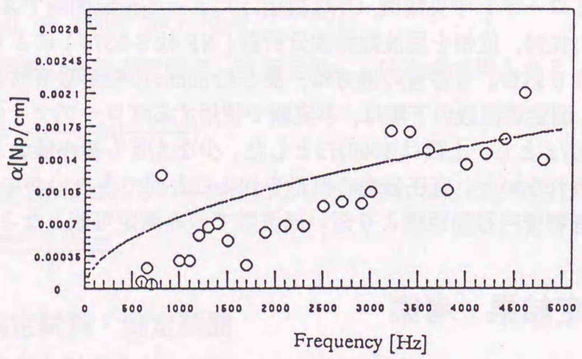



図 5.8: アクリル音響管の減衰定数



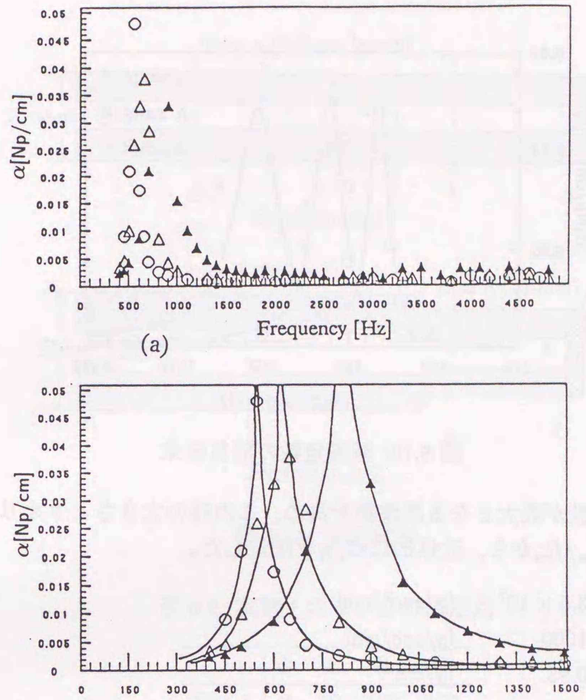



図 5.9: 弾性音響管の減衰定数 （○:管 A △:管 B ▲:管 C）
（ (b) は 0~1500$Hz$ の部分を表示したもの ）

式 (5.25) に従って減衰定数を求めた結果を図 5.8,5.9に示す。図 5.8は予備実験として長さ約 1$m$, 断面積 4.2$cm^2$のアクリル製パイプ中の音圧を測定して得た結果である。破線は空気による損失のみを考慮した声道モデルの減衰定数を示しており，実測値はこの特性にかなり一致した結果が得られている。図 5.9は管 A~C による結果である。図より，断面積の違いによってそれぞれ異なった周波数で減衰定数のピークが現れることが確認される。また，周波数の高域においては壁による影響はほとんど無視できることがわかる。

図 5.10の実線は式 (5.12)~ (5.15) を用いて求めた近似曲線である。今，音響管の物理パラメータの中で密度$\rho$は測定によって知ることができるが，$G$と$\eta$については容易には測定できない。これらは，共振周波数$\omega_0 = (K_w/L_w)^{1/2}$ であること

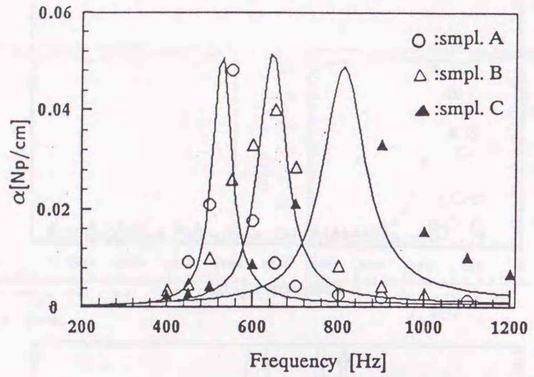



図 5.10: 減衰定数の計算結果

から，減衰定数が最大となる周波数を決め，この時の大きさとクオリティ・ファクタ $Q = \omega_0 L_w / R_w$ から，近似的に $G, \eta$ を決定した。

$$\begin{aligned} G &= 3.5 \times 10^7 \quad [g/sec^2/cm] \\ \eta &= 1000 \quad [g/sec/cm] \\ \rho &= 0.95 \quad [g/cm^3] \end{aligned} \tag{5.26}$$

$G$ については，実際のシリコン・ゴムと同等のオーダーが得られている†。このとき各試料で異なるのは内径および外径の値のみであり，図5.10を見るとこれらのパラメータの変化によってそれぞれ異なる周波数にピークが現れ，測定結果を良く近似していることがわかる。音響管 C の実測値▲は，近似曲線よりも幅が広いように見えるが，C,B,A と管が細くなるにつれて曲線が急俊になる傾向は一致している。

## 5.5 伝達特性の実測

本節では，上述した音響管内の音圧伝達特性の実測を行ない，音響管モデルの電気的等価回路に壁インピーダンスを組み入れて計算した伝達特性の結果が実測値にほぼ一致するものであることを示す。

測定系のブロック図は図5.6と同様であるが，試料の音響管は図5.11(a),(b) で示すような，管端が剛壁と見なせる厚さ $7mm$ のアクリル板で終端されているものを使用する。図5.11(b) においては，音響管 A と B を接着させることで不連続

†理科年表 (1992) による。



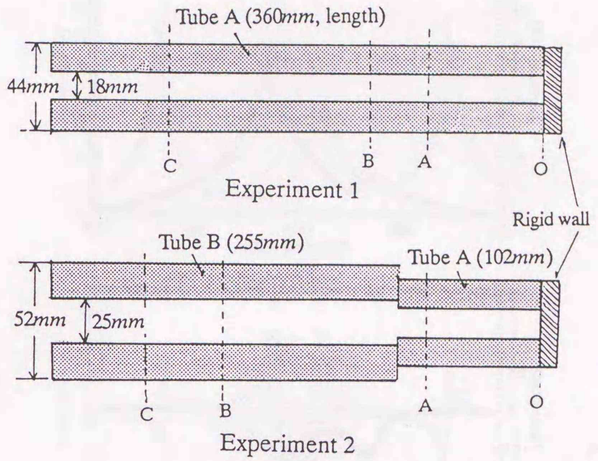



図 5.11: 測定試料

表 5.2: 実験 1 および 2 の測定点

| | O | A | B | C |
|---|---|---|---|---|
| Exp.1 | 0 | 80 | 120 | 260 |
| Exp.2 | 0 | 80 | 221 | 272 |

(distance from the tube end $[mm]$)

部を持たせてある。また，実験 1 および 2 の測定点 A,B,C の点 O からの距離を表5.2に示す。終端 O の測定は，プローブが管端に密着してしまうため実際には $0.2mm$ ほど離してある。測定は $100Hz$ より $20Hz$ 毎，$2000Hz$ までとし，各点でそれぞれ参照信号に対する振幅比と位相差を測定，その後，計算機上で 2 点間の振幅比, 位相差を計算した。サーボ・アナライザからの駆動用出力信号の大きさは，音響管の終端でのマイク出力が同レベルとなるよう調節した。なお，管内音圧は最大で $90dB$ 程度である。

図5.12~5.14に実験 1 における，OA 間, OB 間および OC 間の音圧伝達特性の実測結果を○で示す。壁の径方向の共振によると思われる影響が $750Hz$ 付近に伝達特性が小さくなるという形で現れている。

音響管モデルによって計算した伝達特性も同図に示されている。点線は壁インピーダンスは考慮せず，空気の損失のみを考慮した結果で，この場合，ピーク

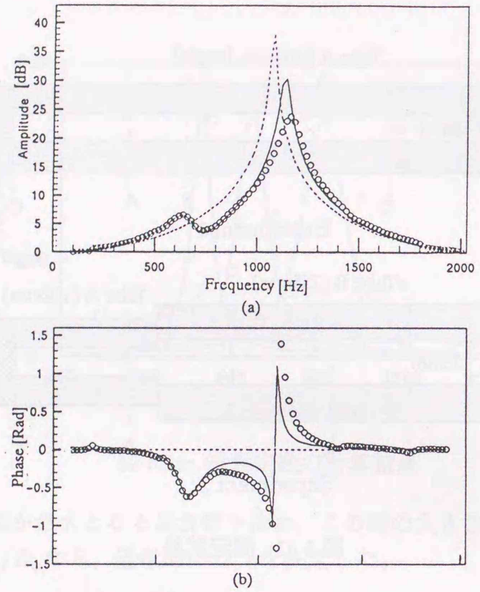



図 5.12: 実験 1: O-A 間の音圧伝達特性, (a) 振幅, (b) 位相

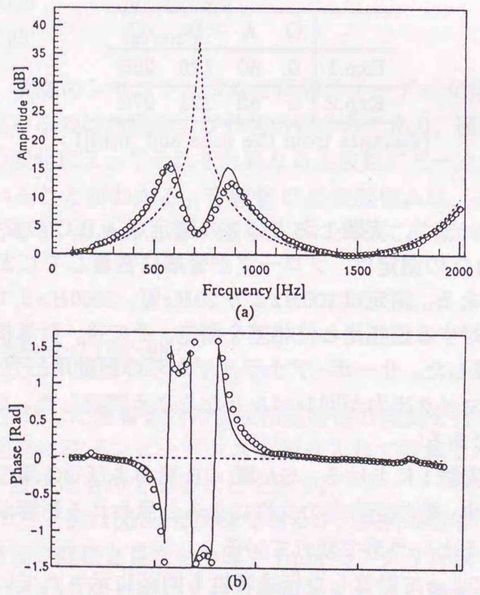



図 5.13: 実験 1: O-B 間の音圧伝達特性, (a) 振幅, (b) 位相



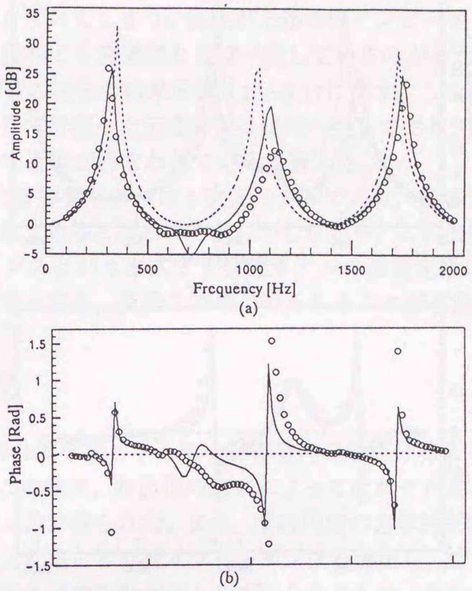



図 5.14: 実験 1: O-C 間の音圧伝達特性, (a) 振幅, (b) 位相

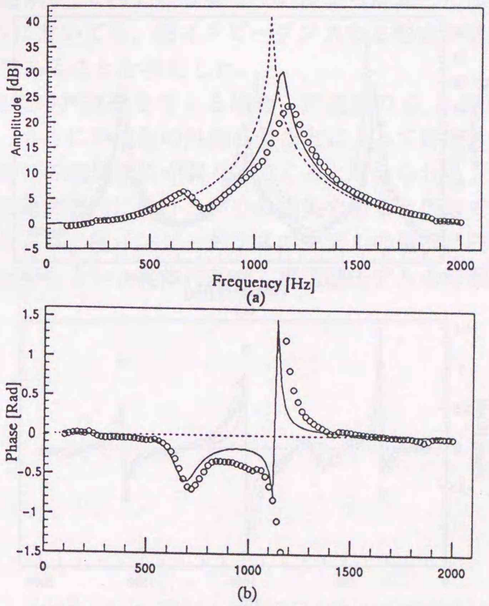



図 5.15: 実験 2: O-A 間の音圧伝達特性, (a) 振幅, (b) 位相

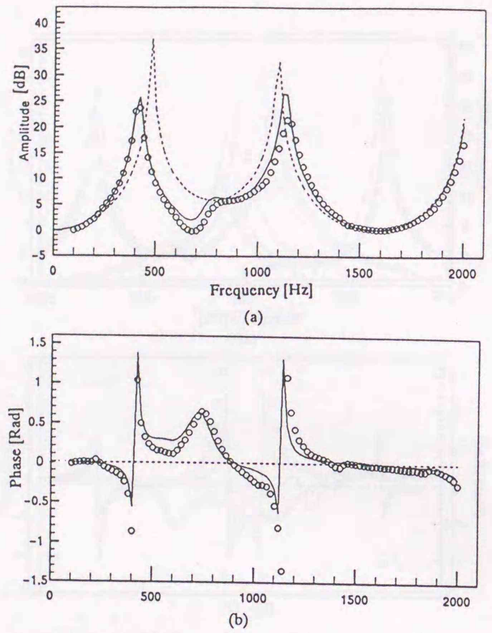



図 5.16: 実験 2: O-B 間の音圧伝達特性, (a) 振幅, (b) 位相

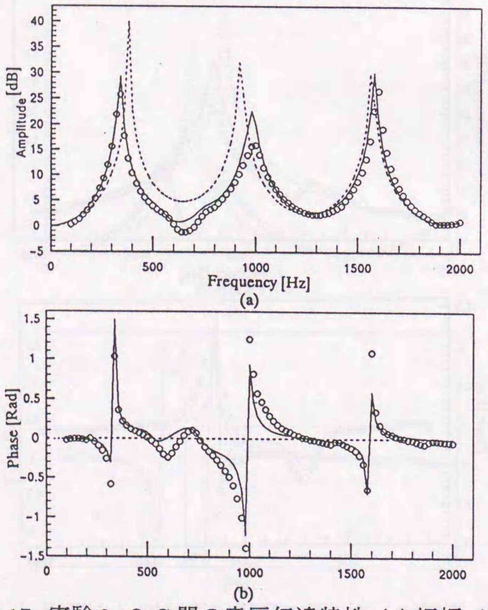



図 5.17: 実験 2: O-C 間の音圧伝達特性, (a) 振幅, (b) 位相



の位置は実測値とずれてしまう。実線が上述の壁インピーダンスを用いた計算結果であり，振幅 位相とも実測値とほぼ一致しているのがわかる。また，実験 2 の段付き弾性音響管の場合の結果を図 5.15~5.17に示す。この実測値と壁インピーダンスを組み入れて計算した伝達特性はほぼ一致しており，段付き音響管の場合についても良好な近似が行なわれていると言える。

本章で用いた音響管モデルは 1 次元モデルであり，音響管内での壁振動は本来は 3 次元的現象であると思われる。しかしながら，この振動によるパワの損失を壁インピーダンスという形式で 1 次元モデルの減衰定数に吸収させてしまうという近似を行なっても，良好な結果が得られることが本測定で示された。

## 5.6 まとめ

本章では，弾性体を壁とする均一音響管内の音圧分布より管内の減衰定数の同定を行った。この結果，断面積の違いによってそれぞれ異なった周波数にピークを有する減衰定数が得られた。また，厚肉円筒の力学的挙動を示す式に粘弾性体モデルを組み入れることで壁インピーダンスを導出し，これを用いた場合，実測値を良く近似する減衰定数が得られることを示した。さらに，弾性音響管内の伝達特性の測定結果と，1 次元の音響管モデルから計算した伝達特性の比較により，1 次元モデルにおいても，壁インピーダンスなる形式で壁振動の効果を表現することが可能であることを検証した。

ところで，実際の声道壁を考える場合，声道壁の $G, \eta$ 等に相当する値を得る必要があるが，さらに声道壁の外側が骨などによって終端されていると考えると，定式化の段階での境界条件が異なってくると考えられる。しかし本章で見てきたように，壁振動が管内におけるパワの損失であると仮定できて平面波伝搬の仮定が成り立つならば，壁インピーダンスのモデルの選択と円筒管の境界条件の決定は任意であってもよい。実体に基づく声道壁モデルの考察については第 7 章で行なう。

# 第 6 章

# MRI による声道形状の抽出

## 6.1 まえがき

MRI(Magnetic Resonance Imaging)-CT より得られた画像から声道形状を抽出することは，従来の近似法では未だ知られていない調音上の重要な特徴量を検討するための非常に有用な手段である。近年，この分野の技術の進歩による解像度の向上および測定所要時間の短縮などによって，従来では充分に得ることのできなかった母音発声時の声道形状を，より正確に映像化することが可能である。

この技術を用いて音声生成システムの考察を行なおうという試みは，既に幾つかの報告がなされている[1]~[3]。Bear 等[2]は，MR 画像データの計算機上でのボクセルによる 3 次元表示を行ない，声道断面積関数を求めたほか，実音声との比較を行なうなど膨大な計測結果をそこで示している。また松村等[3]は，主に舌形状の曲率関数を計測する目的で声道形状の計測を行なっている。

本章では，MR 画像の計測と，その結果を用いた声道断面形状の抽出法について述べ，同時に得られる周長, 潰れ度等の計測データについての考察を行なう。周長, 潰れ度のファクタは，音声生成過程においては声道壁振動の影響に直接比例するようなパラメータとなるので，これらの実測データを獲得することにより，より実体に基づく声道モデルの構築に関する考察を行なうことが可能である。

## 6.2 声道断面積関数の抽出法

声道断面形状抽出の流れ図を図 6.1に示す。この過程を簡単に述べると次のようになる。

- MRI-CT による出力画像 (フィルム) から声道輪郭形状をトレースし，ディジタイザによって計算機に取り込む。



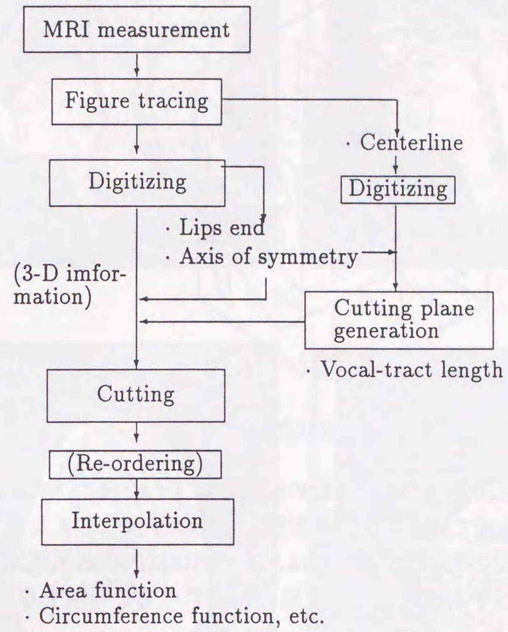



図 6.1: 抽出過程のフローチャート

- ディジタイズによって得られた複数の矢状断面データにそれぞれ奥行き成分の情報を付加し 3 次元空間での座標を与える。
- 任意に与えた切断平面と，矢状断面との交点を求め，それらを結んでできる形状を，その平面で切断した断面積とする (図 6.2)。

### A. MRI による測定

計測には，東芝メディカル 超電導 MRI システム SMT-100(静止磁場強度 0.5 T) を用いた。被験者は成人男性 1 名で，日本語 5 母音をそれぞれ発声した後，その声道形状を維持して測定された。画像はスライス厚が 5$mm$ で，スライス間隔は頭部矢状断面 (sagittal) が 5$mm$, 前頭面 (coronal) および横断面 (axial) が 10$mm$ 間隔で，各断面 10 枚ずつ計 30 枚 (1 母音に付き) を撮影した。

この 30 枚のデータを 3 次元空間に配置することで，唯一の声道形状が得られることが理想である。しかしながら，これらの画像の撮影には時間的インターバ

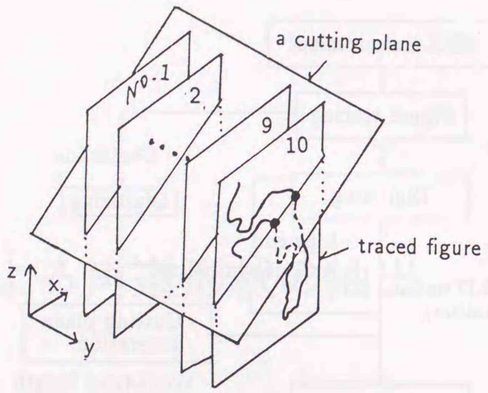



図 6.2: 形状抽出の概念図

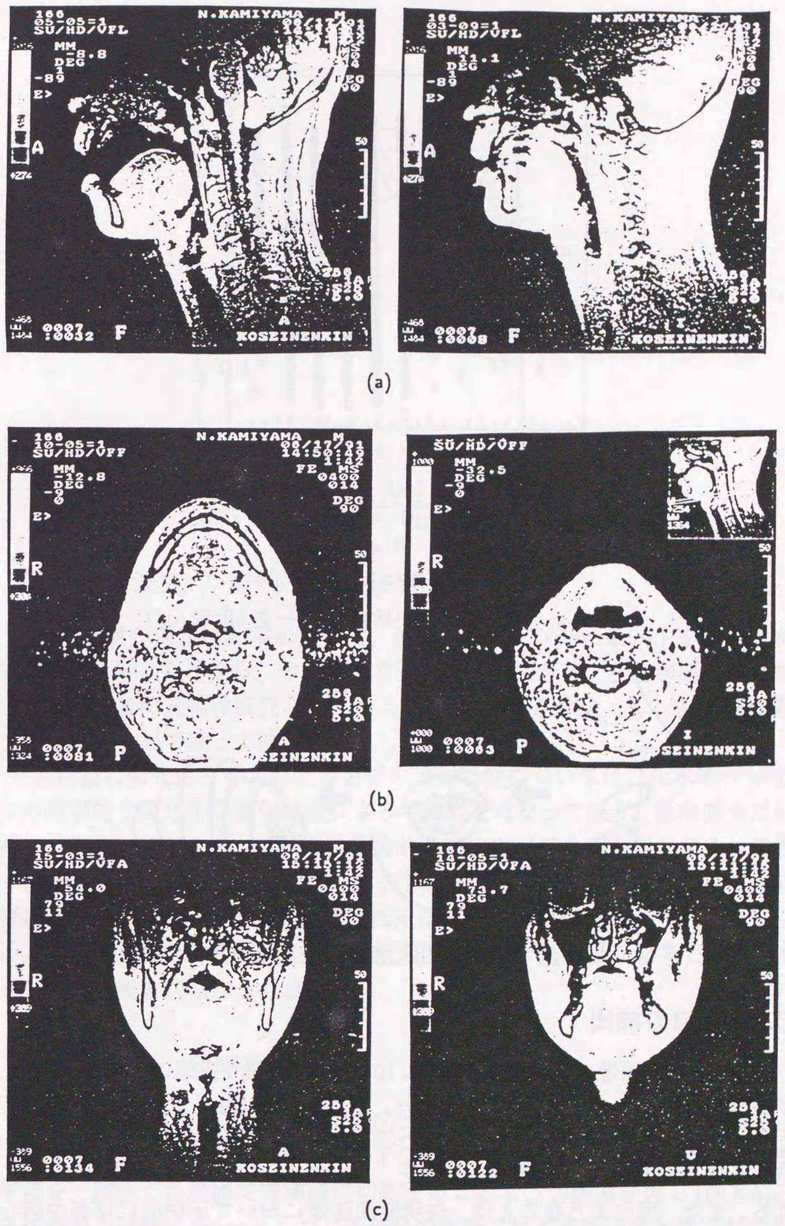
ルがある上，ある断面について5母音の測定が終了した後に，次の断面の測定に移るといった過程を経ているので，撮影段階で形状が変化してしまうことは避けられない。したがって声道形状抽出には，基本的には矢状断面画像を用いるものとし，視察を必要とする段階において他の画像データを利用することにする。

## B. 声道形状のトレース / ディジタイジング

MR 画像データは，直接汎用計算機に取り込むことができれば多量かつ正確な情報を得ることができるが，実際にはデータの変換や画像処理プログラムの必要が生じ，現段階では困難である。今回は，専用プリンタへフィルム感光形式で出力した。出力例を図6.3に示す。なお，このフィルム画像では直接ディジタイザでの取り込みが出来ないので，視察により声道部形状をバック・ライティングを行ないながら，トレーシング・ペーパーに透写してゆく。MR 画像は歯部が写り込まないので，空間であるか歯であるかは画像を見るだけでは判断しかねる箇所もあり，必要に応じて，正中，軸断面画像および人体解剖図 (Anatomical chart)[4] を参照した。特に母音/i/については歯の影響が大きいので，被験者の口腔内のレプリカを石膏で作成し，臼歯の大きさ口腔幅等の値をあらかじめ調べておいた。

トレースされた形状はディジタイザ (Logitec MYPAD-A3) によって計算機に取り込まれる。この段階で，データは実尺値に変換される。取り込みは X-Window で点をリアルタイムに表示させながら行なうことで，補正しながらの作業を可能とした。






(a)

(b)

(c)

図 6.3: MR 画像の例 (a) 矢状断面, (b) 前頭面, (c) 横断面

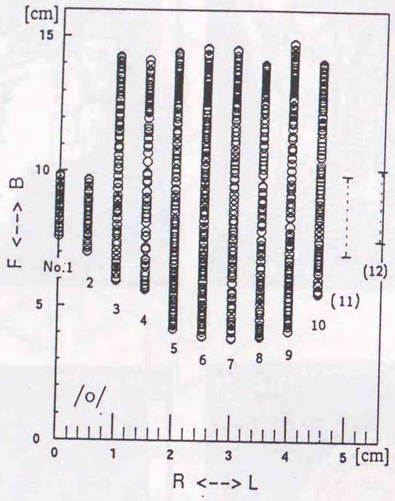



図 6.4: 上から見た矢状断面データ (母音/o/)

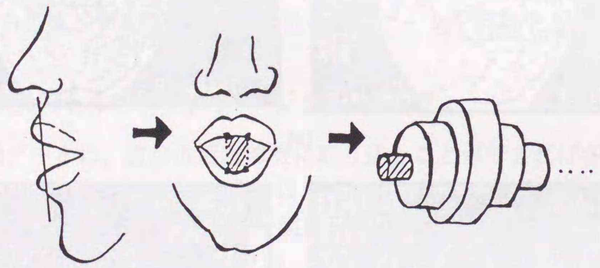


図 6.5: 突き出し部の誤った抽出例

### C. 対称軸の抽出

矢状断面の画像は各母音それぞれ 10 枚であるが，正確に正中軸対称に 5 枚ずつ測定されたとは必ずしも言えない。そこで，図 6.2のようにデータを配列した後 x-y 平面に写像し，上部から見た図 6.4を作成する。下端には口唇部のつきだした様子が見える。この図を見ると，No.6 と 7 の中間に正中線があると思われる。また，同じようなことは，矢状断面画像において正中面には鼻中隔 (nasal septum) が写り込むことからも判断可能である。このようなことから，正中断面は No.6-7 の中間であるとし，左右にほぼ対称な形状になるように No.1 と 2 の矢状断面データをそれぞれ No.12 および 11 として補充配置した (図 6.4参照)。



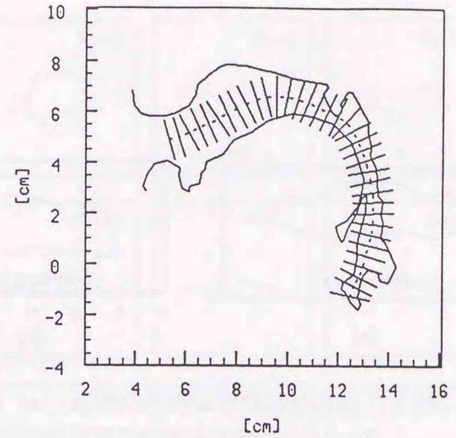



図 6.6: 切断面

### D. 口唇端の決定 / 声門下部の決定

口唇端位置の決定は非常に重要で，唇のつきだし (protrusion) を取り除かなくてはならない。なぜなら，その部分で切り出した図形は，左右が開放されもはや「管」としての近似は成立しなくなる上，図 6.5に示すように，断面積が非常に小さい区間として誤って抽出されてしまう場合がある。

くさび型に切り込みを入れた音響管の放射特性については，元木等[5] が位相成分の線形的な変化を音響的測定によって検討を行なっており，唇の突きだしの情報は，保存しておくことで今後の理論的考察に使用できると思われる。突きだしの部分を取り除いた口唇端位置は，矢状断面画像と図 6.4を見比べることで決定可能となる。一方，声門下部の位置決定はその形状の複雑さから見て非常に難しい。この場合もやはり各母音の矢状断面画像および解剖図を参考として，もっともらしい位置を視察により求めた。

### E. 中心線 (面)，切断面の抽出

声道の中心線については，先に求めた声門下部と口唇端を結ぶ声道の中心に沿った滑らかな曲線を描き，それをディジタイザで取り込む。この中心線に垂直な平面を，指定した間隔で等間隔に切断することで，切断面を得る (図 6.6)。求める切断面の間隔は $5mm$ とした。各母音の調音に対する声道長と得られた切断面数を表 6.1に示す。声道長は，中心線の長さを計算することで得られた値を用いている。

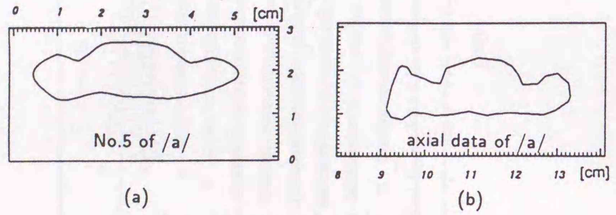



図 6.7: 抽出された断面形状の例 (a) /a/ No.5,
(b) (a) に対応する部分の横断面画像

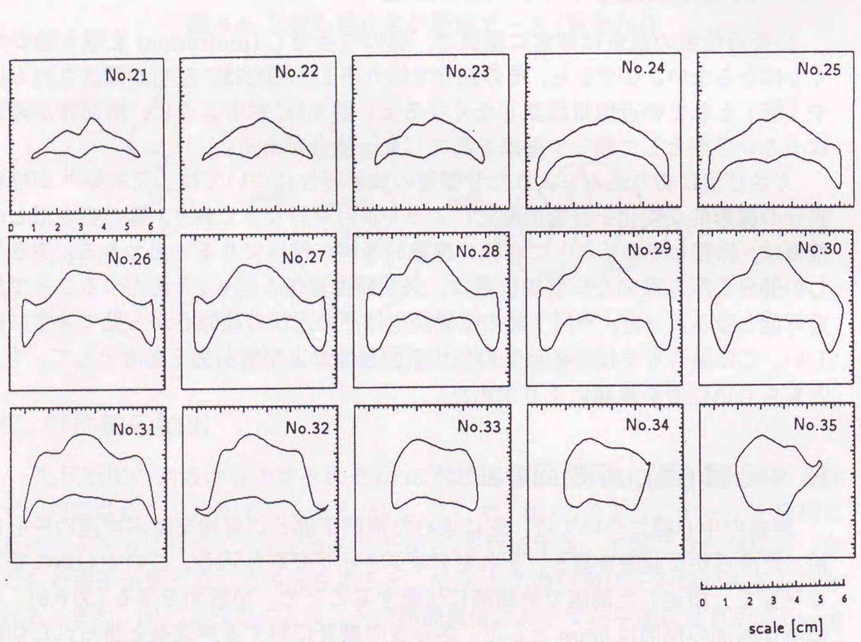
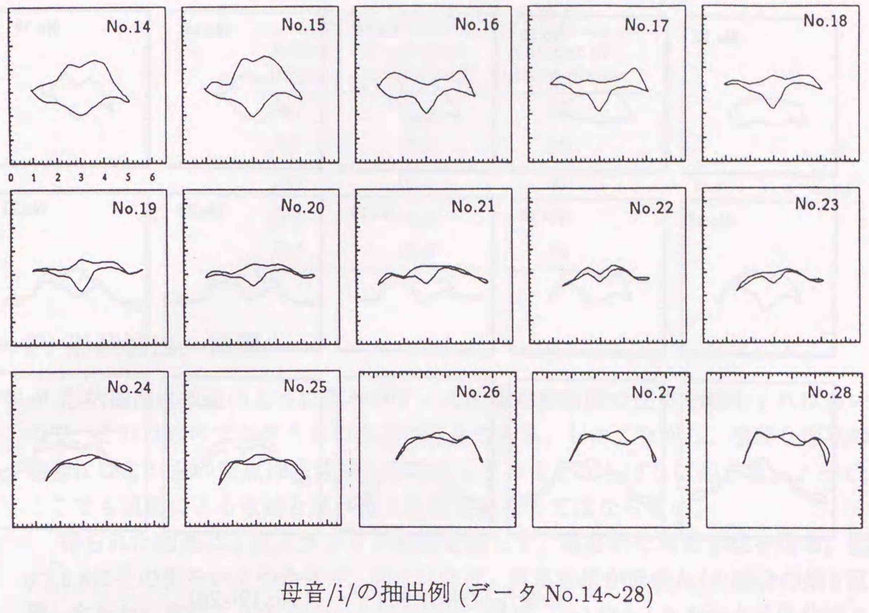
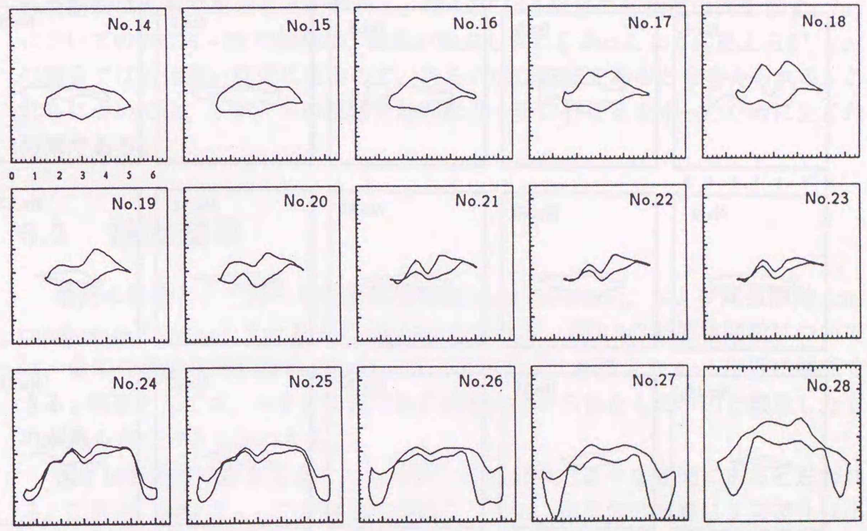



図 6.8: 母音/a/の抽出例 (データ No.21~35)

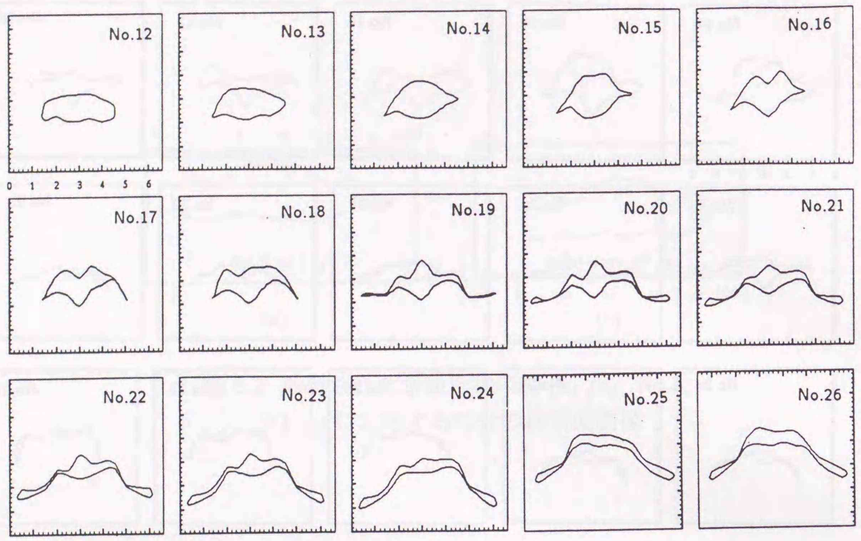




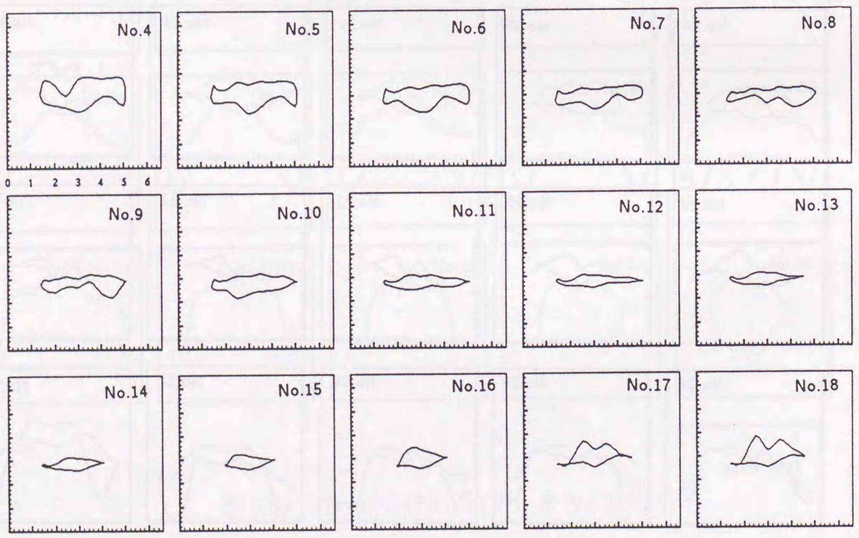

母音/i/の抽出例 (データ No.14~28)




母音/u/の抽出例 (データ No.14~28)




母音/e/の抽出例 (データ No.12~26)




母音/o/の抽出例 (データ No.4~18)



表 6.1: 抽出された声道長

| Articu-lation | Vocal-tract length [cm] | Number of cutting-planes |
|---|---|---|
| /a/ | 14.9 | 36 |
| /i/ | 15.0 | 36 |
| /u/ | 16.1 | 39 |
| /e/ | 14.9 | 36 |
| /o/ | 15.6 | 39 |

### F. 形状抽出，補間

形状抽出は前述のようにディジタイズ画像と切断面の交点を抽出すれば良いので，そのためのプログラムの作成は容易である。しかしながら，複雑な形状の場合にはこれらの交点は多数抽出されてしまうことがしばしば起こる。よって，ここでも視察による取捨と並べ換えを行なわなくてはならない。

得られた結果に 4 点スプライン補間を施して，最終的な断面形状を得る。図 6.7,6.8にその例をいくつか示す。図 6.7(a) は，声道形状が母音/a/の場合の第 5 区間，すなわち声門より 2 ~3 *cm* 上部の断面である。(b) は (a) とおおよそ同位置と思われる部分の横断面画像からトレースしたもので，両者を比較すると，抽出された断面は妥当であることがわかる。図 6.8には 5 母音の形状抽出例を示す。/u/についての No.26 ~28 の結果は，歯部が除去しきれなかったように見えるが，/u/の調音では舌は高い位置にあるので，あるいは口腔部であるとも考えられる。これらについては，トレースの段階では判断が十分に行なえなかったために生じた結果である。

## 6.3 抽出結果

前節の結果として得られた**断面積関数** (area function)，および**周長関数** (circumference function) をそれぞれ 図 6.9,6.10に示す。図 6.9の断面積関数については，全ての母音で喉頭蓋 (epiglottis) による狭めが，声門より 4*cm* 付近に確認できる。概形としては，今までに音声合成器等に用いられたもの[6],[7]と類似したものが得られていると思われる。

図 6.10の周長関数を見ると，/i/を除いてほぼ似たような傾向にあると思われる。これは，調音によって声道形状が変化しても，壁自体の伸縮による変化は小さいことを意味するものと思われ，/i/のみがが硬口蓋付近で他の母音と大きく異なった値を示しているのは，歯が噛合してしまうことで，それより外側の頬の

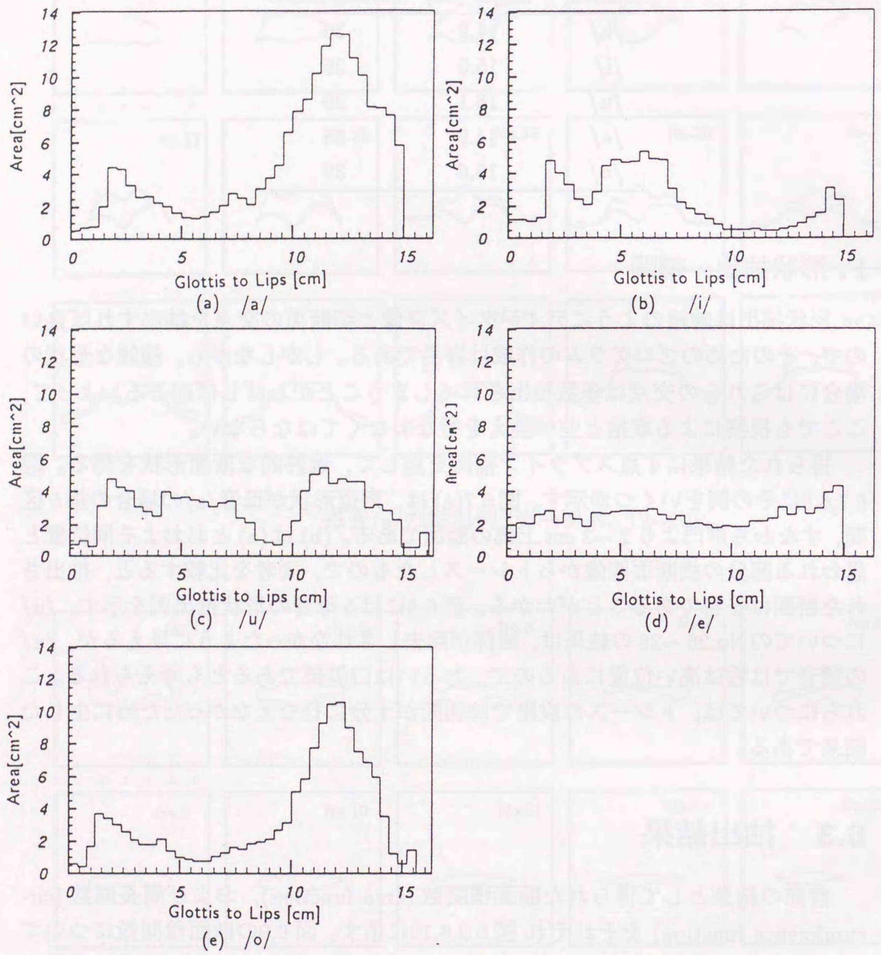



図 6.9: 声道断面積関数



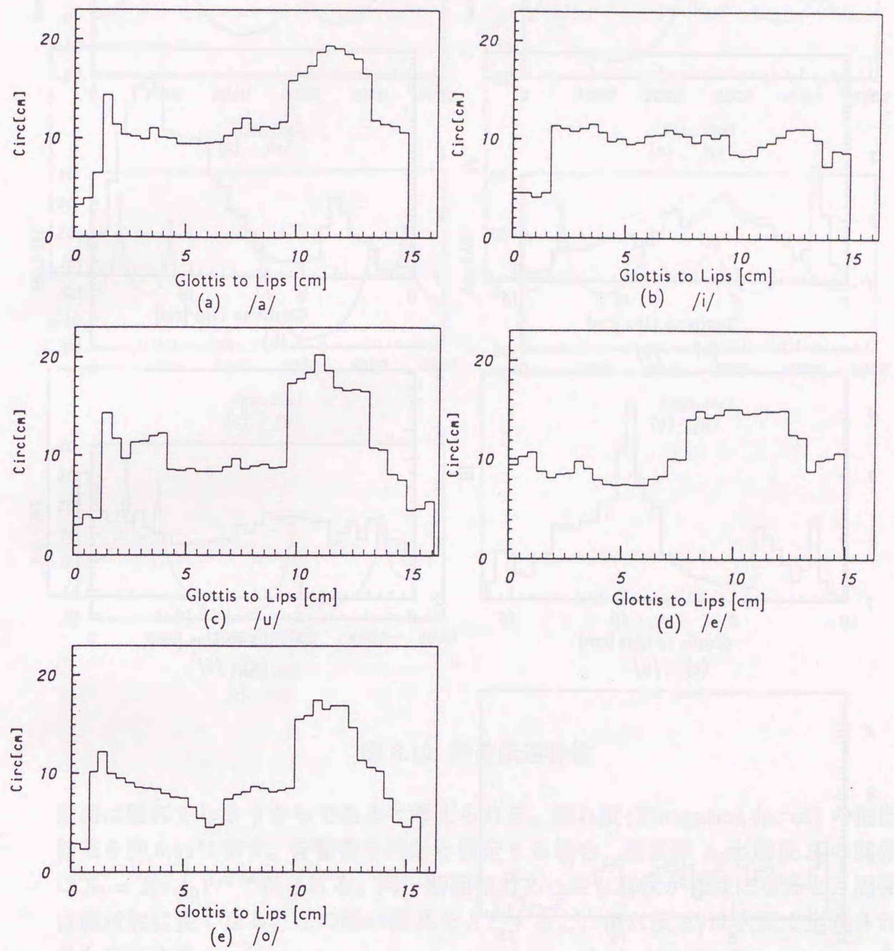



図 6.10: 周長関数

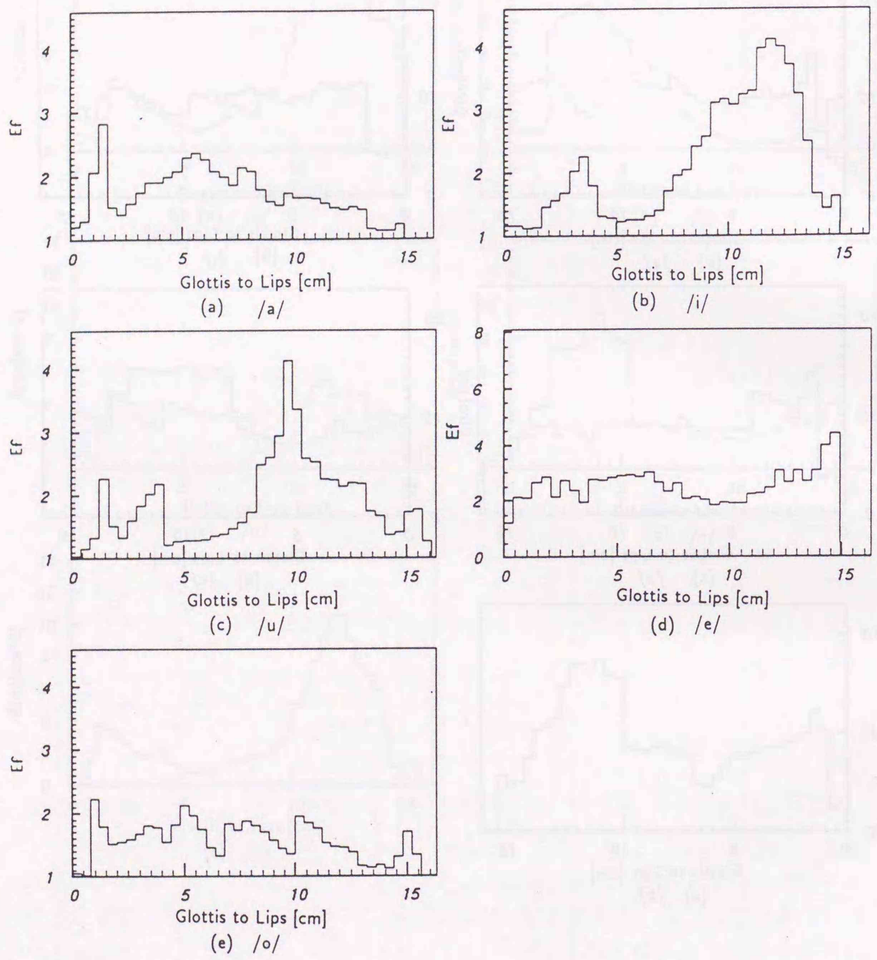



図 6.11: 潰れ度関数



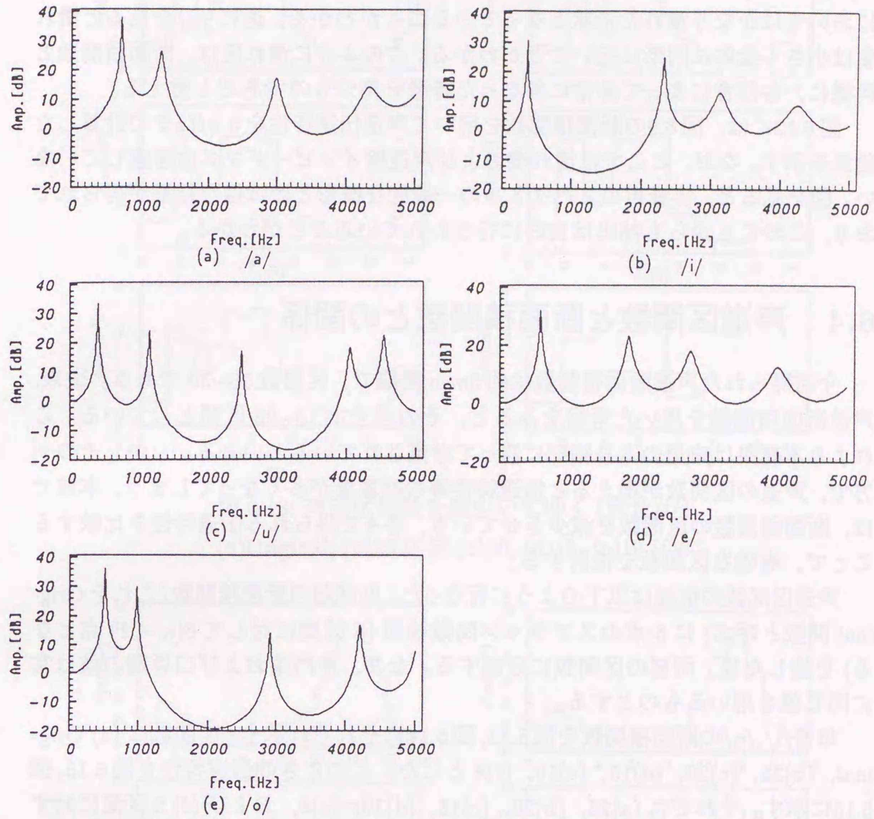



図 6.12: 声道伝達特性

壁面は隠れてしまうからであると考えられる。**潰れ度** (Elongation factor) の抽出結果を図 6.11に示す。音響管を円形と仮定する場合，断面積 $A_0$と周長 $S_0$の関係は $S_0 = 2(\pi A_0)^{1/2}$で表される。同一断面積であっても形状が複雑になると，周長は相対的に長くなる。この時の周長を $S$とすると，潰れ度 $E_f$は次式で定義されるものとする。

$$E_f = \frac{S}{S_0} \tag{6.1}$$

この値は式からわかるように，形状が複雑になるほど値は大きくなり，逆に形状が正円に近付くと値は 1 に近付く。

図6.11を見ると，母音/a/,/u/のほとんどの区間が2以下であるのに対して，/i/

と/u/では$E_f$が4を越える区間もあり，その複雑さが伺える。特に/i/の硬口蓋部においてはかなり潰れた形状となっていることがわかる。逆に/o/を見ると潰れ度は小さく全体に円形に近いことがわかる。このように潰れ度は，断面積関数と同様に，各母音によって非常に異なった特徴を持つものであると言える。

図6.12には，図6.9の断面積関数を用いて声道伝達特性を5 $kHz$まで計算した結果を示す。なお，ここでは潰れ度および声道壁インピーダンスは考慮していない。図を見ると，実音声のスペクトルの一般的な概形とほぼ似た結果が得られており，このことからも抽出は良好に行なわれていることがわかる。

## 6.4 声道区間数と断面積関数との関係

今回得られた声道断面積関数は約5$mm$間隔で，区間数36~39である。従来，声道断面積関数を用いた考察をみると，その多くは15~25区間としている。これより本結果は声道のより細部に渡って考慮されているといえる。しかしその一方で，声道の区間数が増えると伝達特性等の計算量が多くなってしまう。本節では，断面積関数の区間数を減少させていき，各々で得られる伝達特性を比較することで，有効な区間数を検討する。

声道区間数の削減は以下のように行なった。削減前の断面積関数(これをOriginal関数と呼ぶ)に5点のスプライン関数補間($n$区間に対して$6(n-1)$点となる)を施した後，所望の区間数に分割する。なお，声門端および口唇端の値は常に同じ値を用いるものとする。

母音/i/,/o/の断面積関数を図6.13, 図6.14にそれぞれ示す。区間数は(a) Original，(b)25，(c)20，(d)15，(e)10，(f)8とした。このときの伝達特性を図6.15, 図6.16に示す。それぞれ(a)25，(b)20，(c)15，(d)10，(e)8，および(f) 5区間に対する結果であり，点線はOriginalの特性である。これらを見ると，/i/，/o/ともに20区間まで減少させてもホルマント形状の大きな変化は見られないが，それ以下になると全体に変化していくことがわかる。

一般に，ホルマントの変化は調音点の変化に対して非常に敏感であると言える。図6.13, 図6.14の断面積関数を見ると，少なくとも区間数を10に減らすまでは調音点の欠落は見られない。それにもかかわらず，区間15以下でホルマントが大きく変化するのは，1区間の声道長が長くなってしまうため，伝達特性に敏感な調音点の絶対長が長くなるためであると思われる。



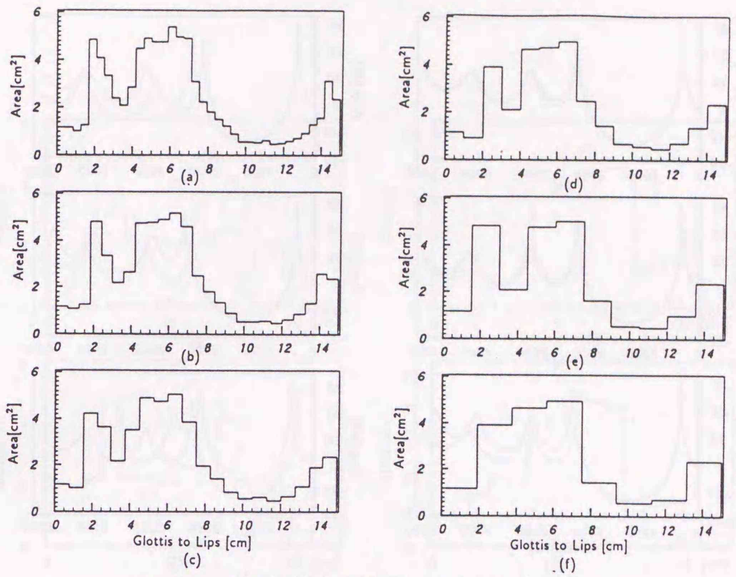



図 6.13: 声道区間数を間引いてゆく(母音/i/)
(a)Original, (b)25区間 (c)20, (d)15, (e)10 (f)8

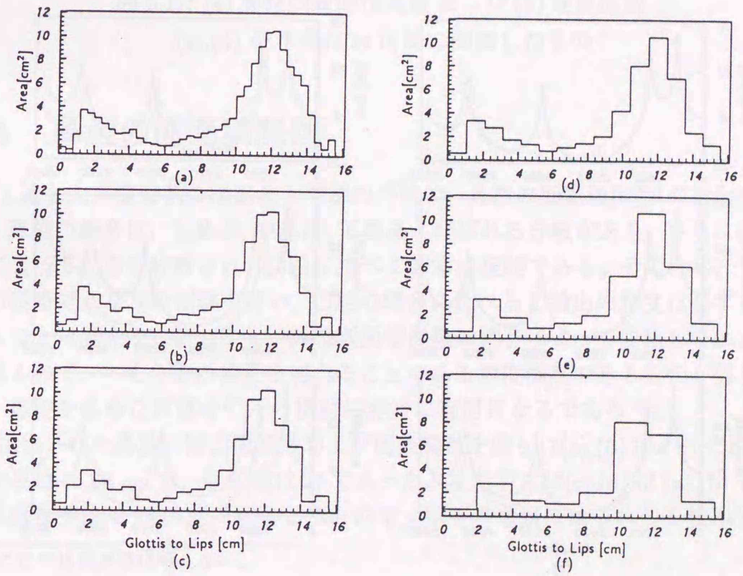



図 6.14: 声道区間数を間引いてゆく(母音/o/)
(a)Original, (b)25区間 (c)20, (d)15, (e)10 (f)8

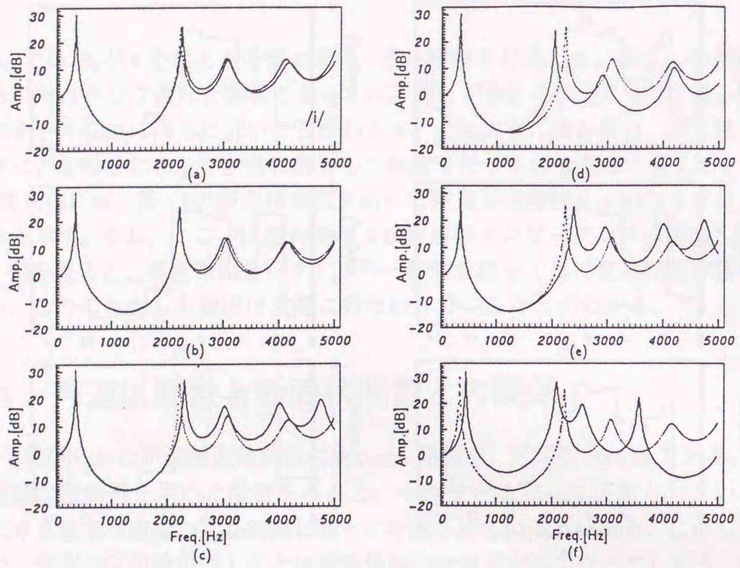



図 6.15: 伝達特性/i/

(a)25 区間 (b)20, (c)15, (d)10 (e)8 (f) 5 (点線:Original の伝達特性)

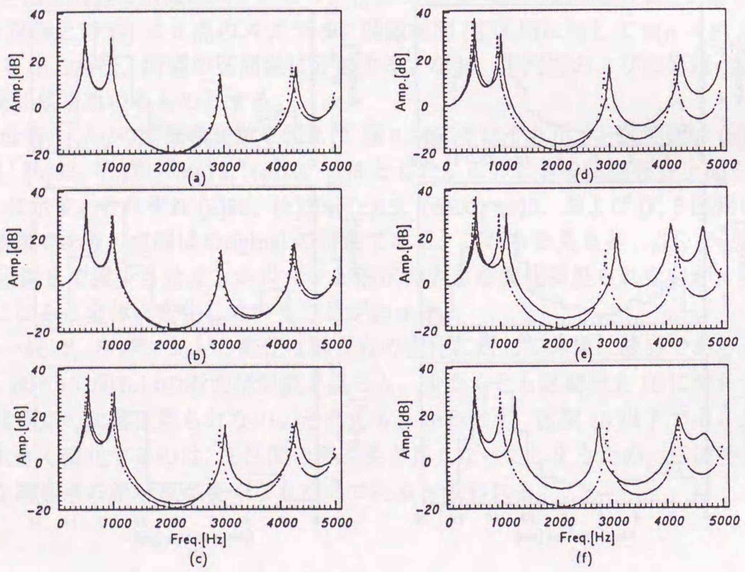



図 6.16: 伝達特性/o/

(a)25 区間 (b)20, (c)15, (d)10 (e)8 (f) 5 (点線:Original の伝達特性)



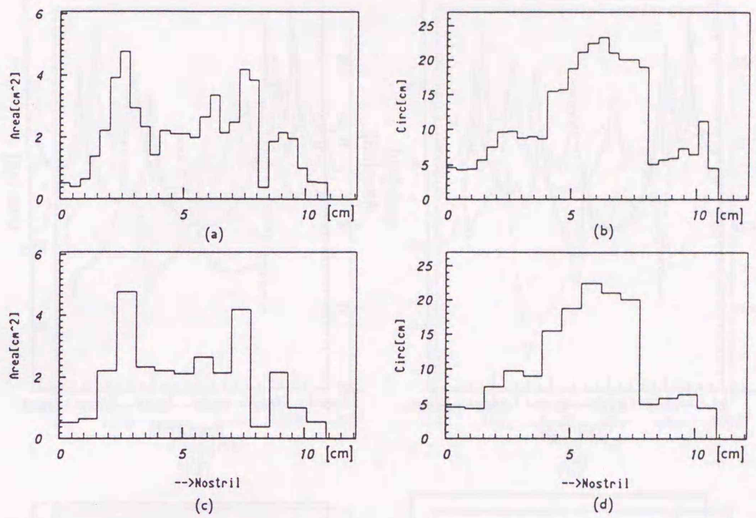



図 6.17: (a) 鼻腔の断面積関数 および (b) 周長関数

(c),(d) それぞれ 14 区間に削減したもの

## 6.5 鼻腔の断面積関数

上述した声道形状の抽出法と同様の手法で，鼻腔の断面積関数[†]の抽出を試みた。鼻腔の場合は，上鼻道, 中鼻道, 下鼻道と呼ばれる分岐があり，さらには鼻中隔によって左右が分離され，口腔に比べて非常に複雑である。そのため，トレースの段階でかなりの困難を伴い，口腔の場合に比べると抽出の精度は必ずしも良いものとは言えない。しかし，鼻腔断面積関数は調音によって変化しないと考えられるので，いくらかの修正を加えることである程度満足できるものが得られれば，鼻腔を含めた声道モデルの検討に非常に有用になるであろう。

抽出された鼻腔の断面積関数および周長関数を図6.17(a),(b) にそれぞれ示す。鼻腔長は 10.88 *cm* で，区間数は 27 であった。また図6.17(c),(d) は (a),(b) を前節と同様な手法で 14 区間に減らしたもので，以下の考察にはこれらを使用する。

[†]ここでは副鼻腔は考えない。

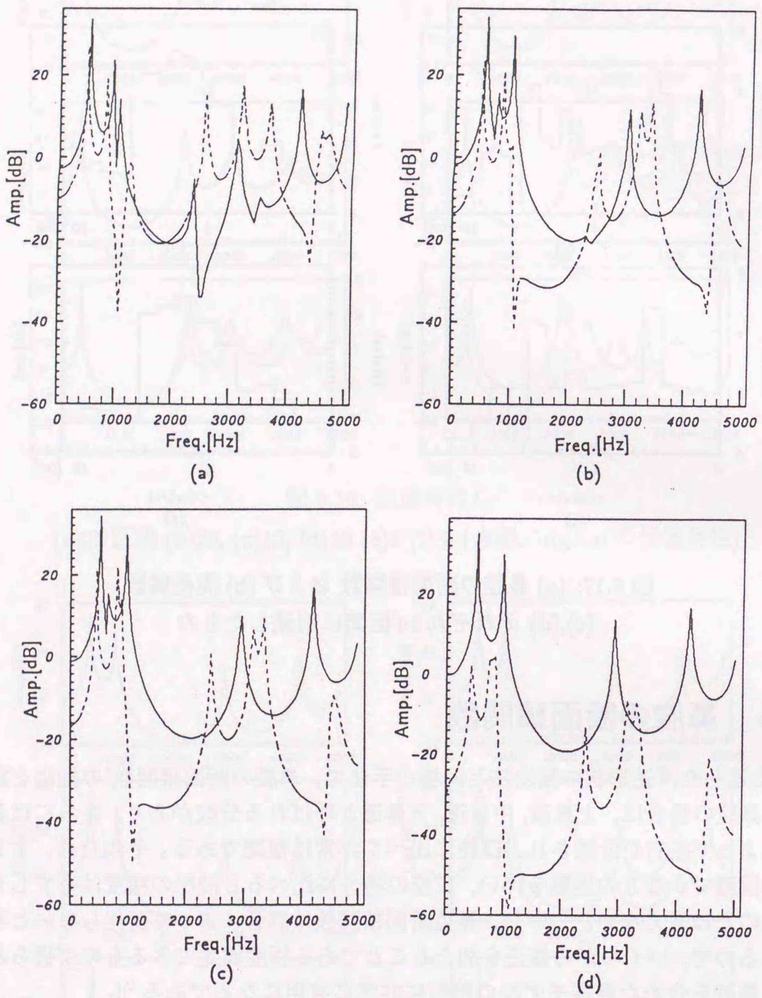



図 6.18: 鼻腔を考慮した声道伝達特性/a/. 実線:口唇部出力, 破線:鼻腔部出力
(a) 分岐部の断面積:1.0 $cm^2$, (b)0.1, (c)0.05, (d)0.01.



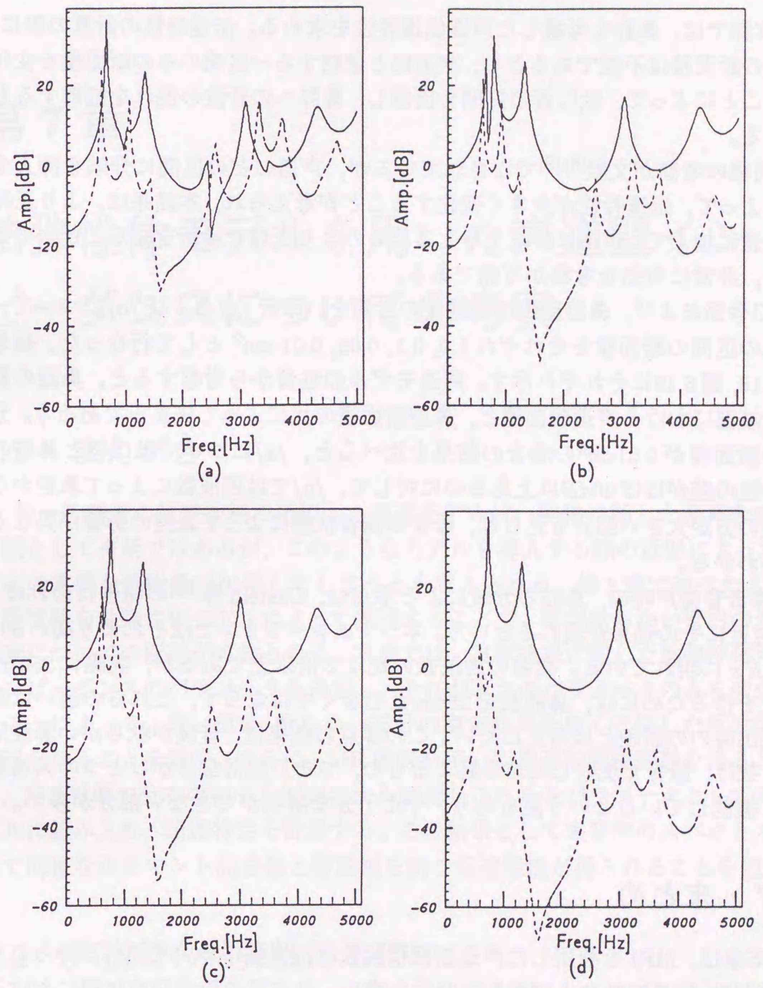



図 6.19: 鼻腔を考慮した声道伝達特性/o/. 実線:口唇部出力, 破線:鼻腔部出力
(a) 分岐部の断面積:1.0 $cm^2$, (b)0.1, (c)0.05, (d)0.01.

## 6.6 鼻腔を考慮した声道伝達特性

本節では，鼻腔を考慮した声道伝達特性を求める。伝達特性の計算の際には，鼻腔の断面積は不変であるとし，声道部と連結する一区間のみの断面積を変化させることによって，軟口蓋の開閉を模擬し，鼻腔への音波の洩れを制御するものとする。

同様の考察が文献[8],[9]でなされているが，声道のどの区間に分岐を挿入するかによって，伝達特性が大きく変化することが考えられ，本結果は，より正確な鼻腔長に加えて，声道に分岐を与えるためのより正確な場所を知ることができるため，非常に有効な考察が可能である。

口唇部および，鼻腔部の伝達特性の計算を，母音 /a/および /o/について，分岐部の区間の断面積をそれぞれ 1.0, 0.1, 0.05, 0.01 $cm^2$ として行なった。結果を図 6.18, 図 6.19にそれぞれ示す。声道モデルの性質から考察すると，鼻腔の影響は分岐部における声道断面積と，鼻腔断面積の比によって決まるであろう。分岐部の断面積が $0.01cm^2$の場合の結果を比べると，/a/については口唇と鼻腔の伝達特性の差がほぼ$20dB$以上あるのに対して，/o/では周波数によって鼻腔からの音圧の方が大きい部分も見られ，母音の調音状態によって鼻腔の影響が異なることがわかる。

鼻母音発声時の，鼻腔の分岐による零点は，Castelli 等[10]の報告によれば250 $Hz$付近にその効果が現れるという。本シミュレーションではそれより高い 600 ～ 800 $Hz$ に現れている。両者の周波数の比は 2 倍以上であるが，実際に$250Hz$に零点を作るためには，鼻腔長を $25cm$ としなくてはならず，これらの違いは鼻腔長抽出時のの誤差とは考えにくい。この零点の効果は，音波が軟らかい鼻腔隔を通り抜け，頭骨で反射した結果起こるもの，つまり頭部全体がひとつの共鳴器として機能しているという説もあり，今だ十分な解明ができない部分が多い。

## 6.7 まとめ

本章は，MRI を利用した声道断面積関数の抽出法について述べ，得られた断面積関数, 周長関数および潰れ度関数を求め，日本語の母音発声状態における特徴の違いについて検討を行なった。これらのデータは，次章以降で述べる声道壁インピーダンスについてより実体に基づく考察を行なうためのデータとして利用される。なお，これらのデータを付録 C に記載した。



# 第 7 章

# 粘弾性体モデルを用いた声道壁インピーダンスについての考察

## 7.1 まえがき

均一音響管の縦続接続で近似した声道モデルは，実体に即した音声合成の一手法として有用ではあるが，このようなモデルを導入する際の近似によって，調音上の重要な特徴量が欠落してしまうとも考えられる。第 5 章で述べたように，音響管壁を粘弾性体モデルによって表現することで，壁が軟らかい管内の音波の減衰についての記述が可能となる。本章では，実測結果に即した粘弾性体声道壁インピーダンスのパラメータを決定し，それが厚さのパラメータのみを変化させることによって，硬い部分, 軟らかい部分の測定結果を良く近似した周波数特性が得られることを示す。さらに，MR 画像を用いて声道断面積関数を得ると同時に，声道壁厚の分布の様子も同画像から観測しこれらをパラメータとして声道モデルに組み入れ，伝達特性を計算する。この結果として実音声のスペクトルと比べて同様なホルマント周波数と帯域幅を持つ伝達特性が得られることを述べる。

## 7.2 声道壁の粘弾性体モデル

図 7.1(a),(b) に引用した声道壁インピーダンスは，インピーダンス・ヘッドのついた機械振動器を用い，頬 (あるいは首，胸など) を機械的に駆動して測定された値として，文献 [1],[2] によってそれぞれ示されたものである。これらの周波数特性を見ると，40~100 [$Hz$] 付近に共振 (リアクタンス部が 0 となる周波数) がみられ，図 (a) においては，頬 (relaxed), 頬 (tensed), 手首 (wrist) と次第に硬さが増すと思われる部分で結果を比べると，その共振周波数はこの順に高くなっており，抵抗成分も増加する傾向にある。また，リアクタンス成分は周波数の高域で

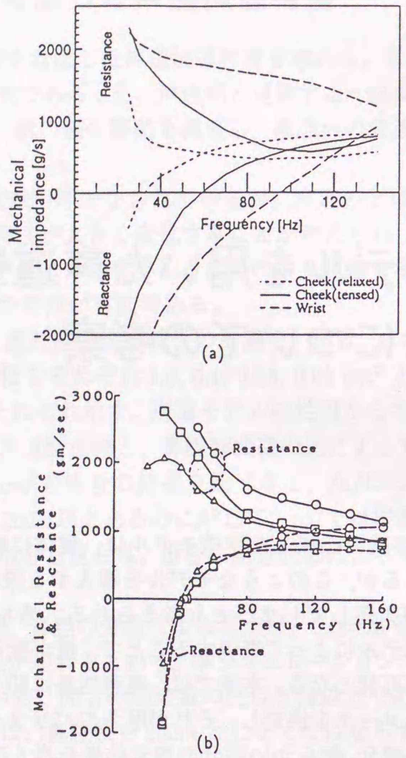



図 7.1: 声道壁インピーダンスの実測値
(a)Ishizaka, et al.[1] ,(b) 鈴木等[2]より引用

緩やかな増加となり，等価質量成分が減少していくように見える。このような特性を単純な RLC 直列回路で表現することは難しく，実際，これらの文献で求められた声道壁インピーダンスのパラメータ (表3.1 参照) は，共振周波数が一致する以外は，実測値を十分追従するようなものではなかった。

本節では，図7.1に見るような声道壁インピーダンスの実測値の周波数特性を近似可能な壁インピーダンスモデルを考え，それを含んだ声道の電気的等価回路の構成を試みる。まず声道壁の物理的性質を考慮するため，壁の粘弾性体素子[3] によるモデル化について述べ，その後電気的等価回路への変換を行う。

用いた粘弾性体モデル (単位厚さ当たり) を図7.2(a) に示す。これらのパラメータは電気素子と 1 対 1 に対応するので，近似可能な素子の組合せについて，実測



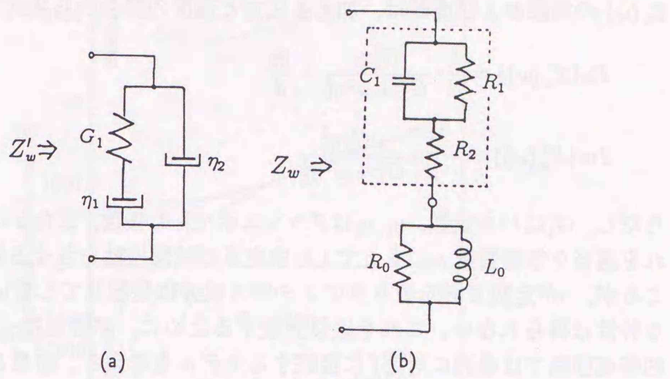



図 7.2: (a) 声道壁の粘弾性体モデル (b) 単一共振系の電気的等価回路

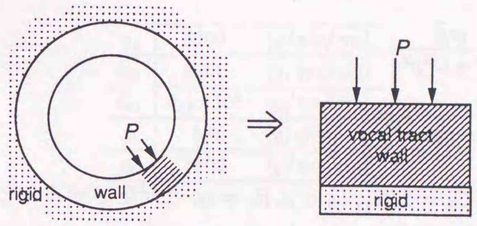



図 7.3: 声道壁近似モデルの概念図

値における周波数 30~ 40$Hz$付近の低域での値，および周波数特性のカーブを見ることでおおよその予想が可能である。ここでは，ダッシュポット 2 個, バネ 1 個からなる 3–パラメータ・モデルを用いた。

第 4 章で述べた均一音響管は，外壁の境界条件が無応力であると仮定した。ここでは，壁の外壁が骨などの硬い物質で終端されている場合を仮定する。すなわち，外壁上で変位 $u = 0$ であるとする。このとき壁厚を 0 とすると壁は完全な剛体と見なせる。さらに，声道壁はシリコンゴムに比べ，非常に軟らかい (弾性係数で約 $\frac{1}{100}$) と考えられるので，円筒管としての挙動ではなく，微小面積の挙動を求めた後，側面積で面積分することで近似を行なう (図 7.3)。

図7.2(a)において，角周波数$\omega$における単位面積当たりの機械インピーダンス$Z_w(\omega)$の実部および虚部は，加える圧力と速度の関係から次式で表される。

$$Re\{Z'_w(\omega)\} = \frac{1}{d}\cdot\frac{G_1^2\eta_1}{G_1^2+\omega^2\eta_1^2} + \frac{\eta_2}{d} \tag{7.1}$$

$$Im\{Z'_w(\omega)\} = -\frac{1}{d}\cdot\frac{\omega G_1\eta_1^2}{G_1^2+\omega^2\eta_1^2} \tag{7.2}$$

ただし，$G_1$はバネ定数，$\eta_1,\eta_2$はダッシュポットの係数，また$d$は壁厚である。これを適当な等価質量$\rho$のもとで1自由度系の強制振動をさせる場合を考える。ところが，$\rho$が定数である限りリアクタンス成分は発散してしまい，測定値と同様な特性は得られない。これを近似表現するために，粘性抵抗$\eta_0$を$\rho$に直列(電気的等価回路では並列に対応)に接続するモデルを考える。結果として，声道壁面上での機械インピーダンス$Z_w(\omega)$は，次式で表される。

$$Z_w(\omega) = R_w(\omega) + j(\omega L_w(\omega) - \frac{G_w(\omega)}{\omega}) \tag{7.3}$$

$$R_w(\omega) = \frac{1}{d}\left(\frac{G_1^2\eta_1}{G_1^2+\omega^2\eta_1^2}+\eta_2\right) + \frac{\omega^2\rho^2\eta_0}{\eta_0^2+\omega^2\rho^2} \tag{7.4}$$

$$L_w(\omega) = \frac{\rho\eta_0^2}{\eta_0^2+\omega^2\rho^2} \tag{7.5}$$

$$G_w(\omega) = \frac{1}{d}\cdot\frac{\omega^2 G_1\eta_1^2}{G_1^2+\omega^2\eta_1^2} \tag{7.6}$$

$R_1=\eta_1, R_2=\eta_2, C_1=1/G_1, L_0=\rho, R_0=\eta_0$と対応させることにより，電気的等価回路は図7.2(b)となる。

上の各素子について，適当な値を決めると，図7.4の実線にに示すような周波数特性が得られる。この時，各々のパラメータ値は表7.1のように定めた。これらの値の決定には声道壁の物理定数を考慮しており，特に$G_1$と$\rho_0$は，従来考えられているものとほぼ同じ値であると言える。なお，頬(relaxed)についての実測データを近似するパラメータとして，$d=2cm$としたので，声道壁の等価的な厚さは頬部で$2cm$と考える。

$R_w(\omega), L_w(\omega)$および$G_w(\omega)$によって表される$Z_w(\omega)$の表現式(7.3)は，従来より用いられた機械インピーダンスと同じ表現になっているが，$R_w(\omega)$, $L_w(\omega)$, $G_w(\omega)$自体は従来の表現形式とは異なり，定数ではなく周波数の関数となっていることに注目したい。

壁厚を変化させた時のインピーダンスを図7.4中に点線および破線で示す。壁厚の変化で曲線の形が変化し，共振(リアクタンス部が0となる)周波数も移動



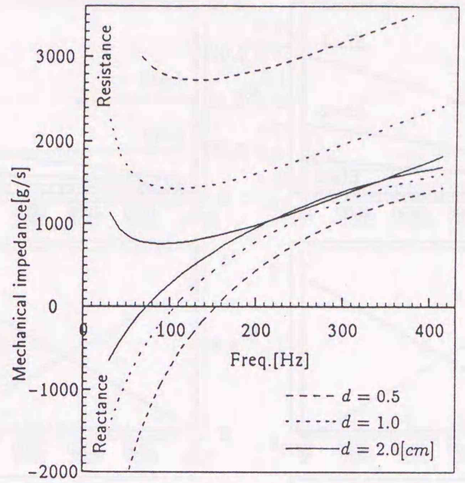



図 7.4: 声道壁インピーダンスの周波数特性

表 7.1: 声道壁インピーダンスモデルのパラメータ

| | | |
|---|---|---|
| $\eta_1$ | 3700 | $[g/sec/cm]$ |
| $\eta_2$ | 1200 | $[g/sec/cm]$ |
| $G_1$ | $4.4\times10^5$ | $[g/sec^2cm]$ |
| $\rho$ | 1.0 | $[g/cm^2]$ |
| $\eta_0$ | 3800 | $[g/sec/cm]$ |

しているのがわかる。図7.4中の共振周波数については，図7.1に示した実測値と比べると幾分高いように思われるが，これは特性の概形，特に高い周波数での値を重視したためで，これ以上共振周波数を低く定めると，高周波数での値はかなり低くなってしまう。この問題の解決としては，粘弾性体モデルの素子を増やす等の複雑化が考えられるが，母音の第1ホルマント周波数を考えると，この程度のずれがあっても不都合が生じないと思われる。

上のモデルを用いれば，厚さのパラメータのみを変化させることによって，測定する部分によって異なる壁インピーダンスの周波数特性のおおよその近似が可能となる。よって，ここで決定した$\eta_1$, $\eta_2$, $G_1$および$\rho_0$, $\eta_0$を声道壁の粘弾性体モデルにおけるパラメータ値として定める。これらの値は，壁の厚さが変わっても不変である。

図7.5,7.6に声道モデルにおける単位長当たりの減衰定数を示す。それぞれ$\gamma$の

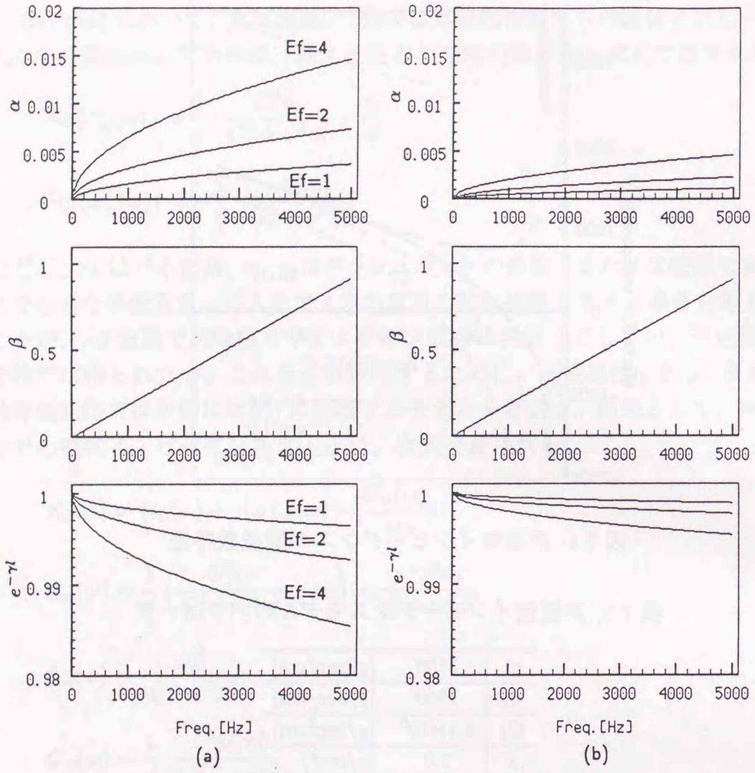



図 7.5: 声道モデルの減衰定数 (空気の損失を考慮)
$\gamma = \alpha + j\beta$ $[Np/cm]$ (a) $A = 1cm^2$, (b) $A = 10cm^2$

実部 $\alpha$, 虚部$\beta$および $e^{-\gamma l}$ の計算結果について表示した。図中の曲線は潰れ度 $E_f$ を 1,2,4 とした時の変化を示している。図7.5は声道壁インピーダンスを考慮しない場合の結果で，断面積は (a) $1cm^2$, (b) $10cm^2$ とした。このとき，減衰に影響するのは空気の粘性損失および熱損であり，これは高周波数になるにつれて増大してゆくのが確認される。また潰れ度の影響に関しては，$\alpha$の図を見ると，$E_f$の値にほとんど比例していることがわかる。

図7.6は声道壁インピーダンスを組み入れた場合の結果である。断面積は前図と同様，(a) $1cm^2$, (b) $10cm^2$ である。周波数の低域で $\alpha$にピークが見られ，声道壁インピーダンスを考慮しない時に比べて 30~40 倍大きい値となっている。潰れ度の変化に関しては，$\alpha$のピークの部分以外では $E_f$に比例していると言える。



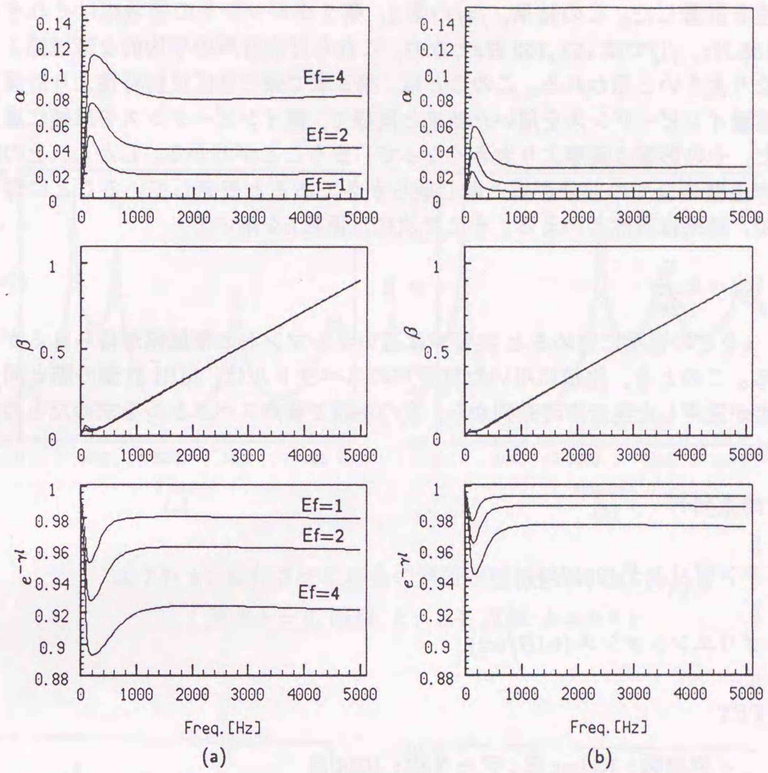



図 7.6: 声道モデルの減衰定数 (声道壁インピーダンスを考慮)
$\gamma = \alpha + j\beta$ $[Np/cm]$ (a) $A = 1cm^2$, (b) $A = 10cm^2$

## 7.3 声道伝達特性の計算

伝達特性の計算に用いる声道モデルは，第 2 章で示した均一音響管の縦続接続近似モデルで，空気の粘性損失，熱損も考慮して計算するものとする。声道壁アドミタンス $Y_{wi}$についても第 2 章と同様に，その区間の声道の周長 $S_i$に比例して $Y_{wi} = S_i/Z_{wi}$と与えるものである。ただし，$Z_{wi}$は第 $i$ 区間の声道壁インピーダンスである。なお，口唇端での放射は球形バッフル (半径 8.5cm) における放射インピーダンス (第 2 章) を用いた。

声道伝達特性の計算に用いた声道断面積関数は，第 6 章において MR 画像より得られたものである。はじめに，$S_i$をその区間の断面積に対応した周長，$Z_w$を計算する際の壁厚を一様に 2 $cm$ として上述の声道アドミタンス $Y_{wi}$を求め，伝

達特性を計算した。この結果，/a/の第 1，第 2 ホルマントの帯域幅はそれぞれ 136, 138 $Hz$，/i/では 152 ,160 $Hz$となり，これらは実音声の平均的な帯域幅よりもかなり大きいと思われる。このことは，第 5 章で頬の音圧反射特性より計算した声道壁インピーダンスを用いた結果と同様で，壁インピーダンスを単純に導入すると，その影響は実際より大きくなってしまうことがわかる。しかし，上の計算は声道壁の全ての部分が頬と同じ軟らかさであると仮定していることに等しいので，結果は当然といえる。そこで次に，係数$k$を用いて

$$Y_{wi} = k\frac{S_i}{Z_{wi}} \tag{7.7}$$

とし，$k$をどの程度に定めると 実音声に近いホルマントの帯域幅が得られるかを調べる。このとき，比較に用いた実音声のスペクトルは，MRI 計測の際と同一被験者が発声した実音声時系列から，次の手順で音声スペクトルを求めたものである。

- 時系列データ
  ⇓
- サンプリング (20$kHz$)
  ⇓
- プリエンファシス (6$dB/oct$)
  ⇓
- FFT
  - 窓関数 : Kaiser 窓 , データ数 : 1024 点
  - フレーム長 : 20 $msec$ , フレーム間隔 : 15 $msec$

  ⇓
- 分析スペクトル

図 7.7は，$k$の値を 0, 0.4 および 0.8 とした時の，母音/a/と/i/についての計算結果を示している。図より，$k$の値が大きくなるにつれて声道壁インピーダンスの影響が増大し，ホルマントの帯域幅が大きくなって行く様子が確認できる。図 7.8 には実音声/a/，/i/についての分析結果を示す。また，図中の伝達特性は (a),(b) とも $k = 0.4$ とした結果を示している。/a/における FFT による分析結果は，第 2 ホルマントがうまく求まっていないかもしくは第 1 ホルマントに接近しており，伝達特性のスペクトルのホルマントと一致はしていないが，スペクトルの包絡線を可能な限り追従させるようにして$k$の値を定めた。3 $kHz$以上を見ると，両者の違いは大きいように思える。 この理由としては，均一音響管と違い，複雑な形状を有する声道中では，3$kHz$を越えると平面波伝搬の仮定がくずれてしまう



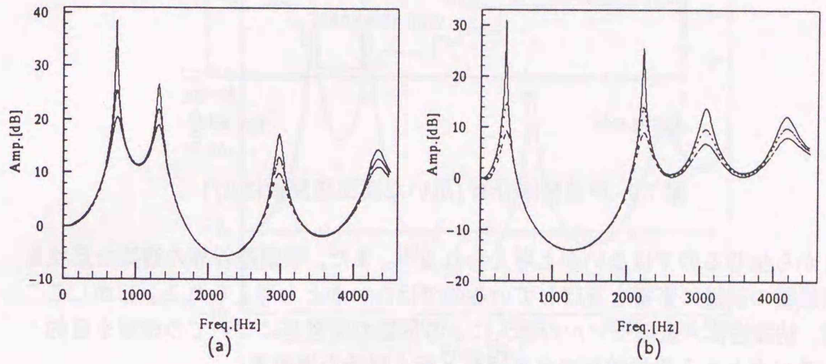



図 7.7: $k$を変化させた場合の声道伝達特性 (a) /a/ (b) /i/
( 実線:$k = 0$, 破線: $k = 0.4$, 点線: $k = 0.8$ )

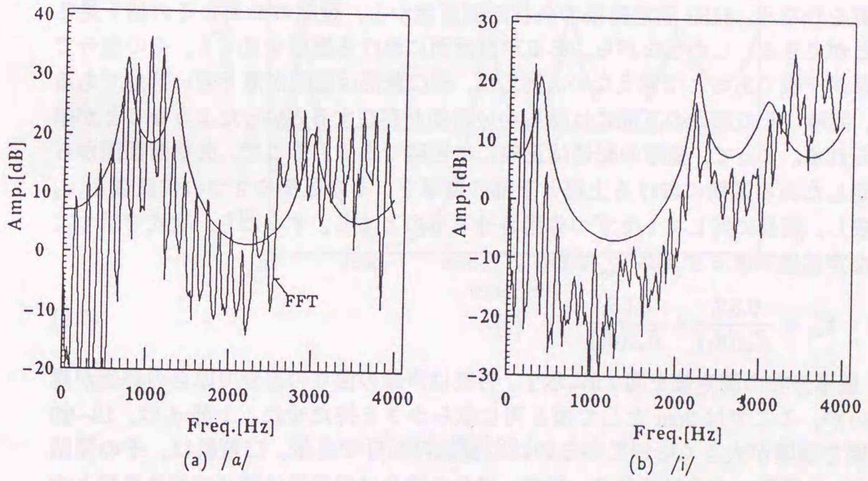



図 7.8: 実音声の FFT スペクトルおよび伝達特性

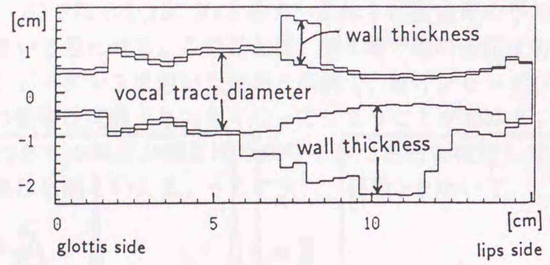



図 7.9: 声道壁厚分布 (用いた断面積関数は/i/)

ことから生じるのではないかと考えられる[4]。また，喉頭蓋谷等の複雑な形状も高周波数の伝搬に影響を及ぼしているのではないかとも考えられる。しかしここでは，粘弾性体声道壁モデルの導入による影響の有意差についての確認を目的としたスペクトル上の比較ができれば良と考え議論を進める。

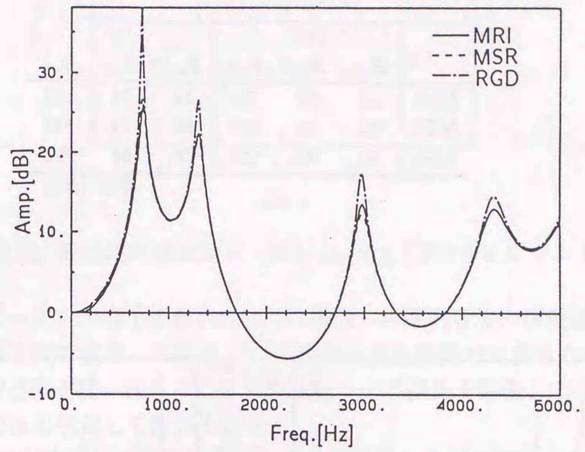
ところで，$k$の値より，巨視的に見ると壁インピーダンスはその実測結果の40%ほどが影響しているといえる。以下でもう少し詳しく調べることにするが，今，$k = 0.4$ として計算した図 7.8 の伝達特性を実音声のスペクトルに最も近い値として，以下の考察に，比較として用いる「プロトタイプ」とする。

次に，各区間の壁厚を実際の声道中の壁厚分布を模擬して定め，伝達特性の計算を行なう。MRI 測定結果の矢状断面画像から，壁厚のおおよその値を見ることができる。しかしながら，ある声道断面における壁厚を見ても，その部分で壁厚が一様であるとは言えない。例えば，硬口蓋部は壁厚が薄く硬い部分であるが，同時にその部分の下部には軟らかい舌部が存在するといったようなことが挙げられる。よって，壁厚の記述は正確には困難である。そこで，矢状断面図から測定したある区間における上部と下部の壁厚を，その区間の 2 つの代表値 $d_1, d_2$ で表し，周長に対して 1/2 ずつ作用させるものとする。すなわち，次式で示すような声道壁アドミタンス $Y'_{wi}$ で表す。

$$Y'_{wi} = \frac{0.5S_i}{Z_{wi}(d_1)} + \frac{0.5S_i}{Z_{wi}(d_2)} \tag{7.8}$$

壁厚分布の測定値を図 7.9に示す。舌部は声道の曲りの部分で厚さの評価が難しいが，ここでは 2cm として頬と同じ軟らかさを持たせた。上部 $d_1$の，18~20区間で壁厚が大きくなっているのは口蓋帆の部分である。口蓋帆は，その開閉によって鼻腔への分岐を作る。従来，母音の場合は口蓋帆は閉じており鼻腔とのカップリングはないと考えられていた。しかし最近の鈴木等の報告[5]によると，母音においてもその影響が確認されているため考慮したものである。実際には，





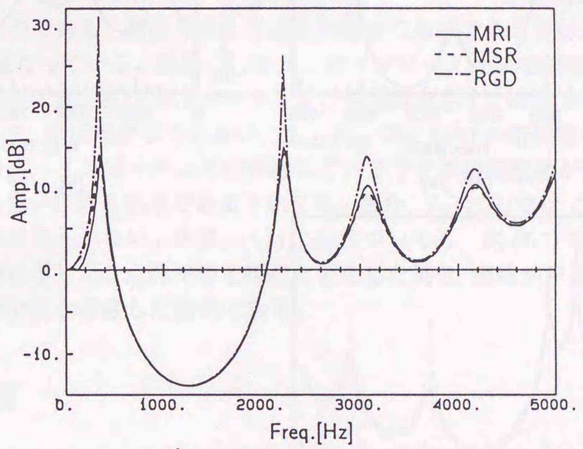




図 7.10: 声道伝達特性 (a) /a/ , (b) /i/

表 7.2: 伝達特性のホルマント帯域幅

| | /a/ | | | /i/ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $B_{w1}$ | $B_{w2}$ | $B_{w3}$ | $B_{w1}$ | $B_{w2}$ | $B_{w3}$ |
| RGD | 16 | 52 | 72 | 12 | 24 | 162 |
| MSR | 62 | 84 | 120 | 68 | 74 | 228 |
| MRI | 58 | 92 | 138 | 70 | 84 | 256 |

単位 $[Hz]$

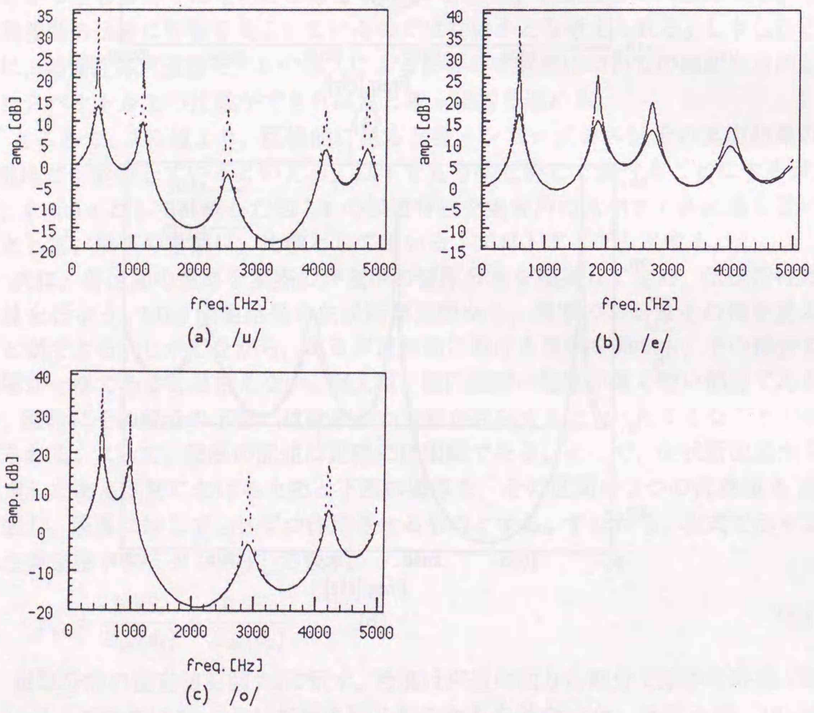



図 7.11: 母音/u/,/e/,/o/の声道伝達特性
( 破線:$k = 0$, 実線: $k = 0.4$ )



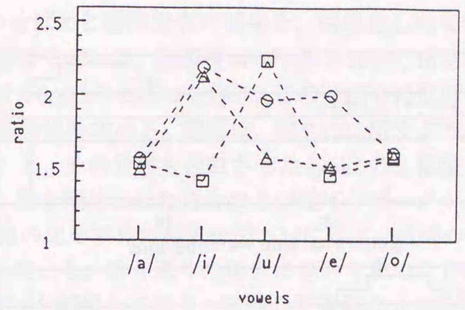



図 7.12: 帯域幅の増大比 (○:第 1, △:第 2, □:第 3 ホルマント)

声道壁インピーダンスの「分布」が生じた場合，声道内音波の体積速度の分布も区間内の半径方向で変化してしまい，単純な 1 次元回路では表せない。しかし，ここでは体積速度が壁へ漏れることで壁振動による損失を評価しているので，従来どおり平面波を仮定して計算を行なう。

MR 画像から抽出した断面積関数を用いて計算した伝達特性の結果を図 7.10 (a), (b) に示す。図中の破線:MSR は先に我々がプロトタイプと呼んだ伝達特性を再表示したものである。壁厚分布を考慮した場合の結果である実線:MRI は このMSR とほぼ重なっている。鎖線: RGD は，壁インピーダンスを無限大とした時の値である。表 7.2に 第 1~第 3 ホルマントの帯域幅を示す。MSR と MRI の結果を比べると，$B_{w1}$はほぼ同じであるが，$B_{w2}, B_{w3}$ では MRI の帯域幅が多少広い。これは，値の違うインピーダンスが分布している中で共振周波数が比較的高い，壁厚の小さな部分による効果であるといえる。また，/a/と/i/では これらの影響の大きな違いは見られない。母音/u/,/e/,/o/についても，式 (7.7) を用いた計算結果を図 7.11に示した。点線が壁を剛壁と仮定した場合, 実線が声道壁インピーダンスと壁厚分布を考慮した結果である。

## 7.4 考察

まずここでは，声道の潰れ度の影響を帯域幅の変化から考察する。図 7.12は 6 章の潰れ度の情報を導入した場合と，断面を正円として求めた伝達特性の第 1 ~第 3 ホルマントの帯域幅の比を表示したものである。それぞれ○:第 1, △:第 2, □:第 3 ホルマントを指す。潰れ度の導入によって帯域幅が約 1.5 倍から 2.3 倍ほど広くなっている。第 1, 第 2 ホルマントを見ると，/i/の値が大きく，/a/,/o/が比較的小さく，潰れ度関数の母音によって異なる特徴が直に影響している結果となることがわかる。

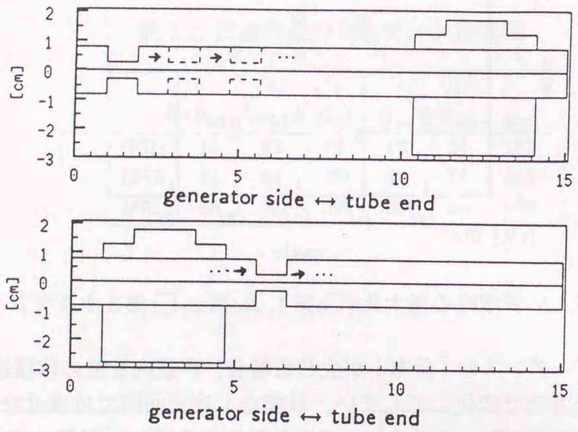



図 7.13: 音響管モデル (a)type 1 (b) type 2

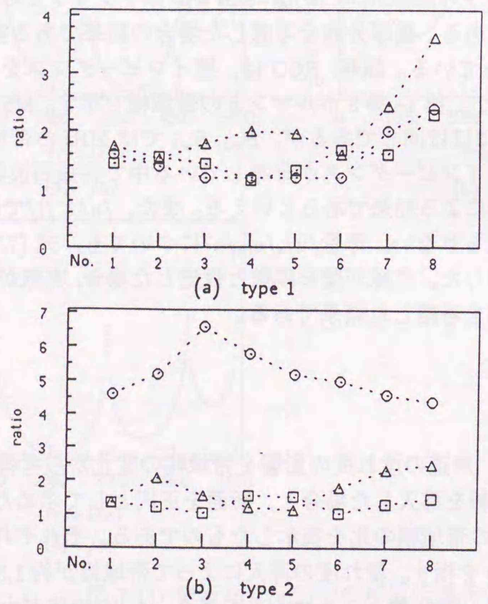



図 7.14: 帯域幅の増大比 (○:第 1, △:第 2, □:第 3 ホルマント)



次に声道のせばめと壁厚分布の関係を，簡単化したモデル実験により考察する。用いる音響管モデルは，断面積 $4cm^2$, 長さ $15cm$, 16 区間の均一音響管で，そこに 1 区間だけ $0.5cm^2$のせばめを作り，このせばめの位置を音源側から管端側へ順に変えて伝達特性を求める。壁厚は，図 7.13に示すような右端の放射部側で大きくなる type1 と，その分布を逆転させた type2 の 2 種類を用いる。この音響管モデルを基に，壁を剛体とした場合および壁インピーダンスを考慮した場合のホルマント帯域幅の比を求めた結果を図 7.14に示す。せばめの位置は，音源側より第 2, 4, ...,16 区間とし，計 8 通りの場合について求めた (No.1 ～8 とする)。

type1 は図 7.9と類似しており，実際の声道壁の分布を簡単化したものと言える。結果を見ると，帯域幅に大きく影響するのは第 14 区間より放射部側に挿入した時であることがわかる。これは歯の噛合または円唇化によって同じような声道形状が起こり得るので，これらの調音状態が生じている/i/,/o/では舌部の壁の軟らかさが減衰特性に比較的大きく影響すると考えられる。またそれは第 2 ホルマントに大きく関係する。type2 において第 1 ホルマント:○の結果を見ると，せばめが音源側から第 6 区間に至るまでは値は増大し，それ以降では減少している。/a/のように声門側にせばめのある母音では，声門に近い側の声道壁の軟らかさが比較的影響すると思われる。しかし第 1 ホルマントへの影響は全体に type1 より大きく，他の母音についても影響を及ぼしていると言える。

上述の考察のように，$k = 0.4$ とした値を代表値として導入するのも一つの方法ではあるといえるが，壁厚の分布と調音で異なる声道形状が複雑に関係することから，声道内で壁が最も軟らかいと思われる区間に，壁インピーダンスを代表させて組み入れる方が，音声生成モデルにおいてより実体に即した特徴の表現が可能となるであろう。

## 7.5 まとめ

本章では，声道アナログモデルに組み込まれる声道壁インピーダンスについて，その実測値と近似モデルとの関係を考察した。声道壁を 3–パラメータの粘弾性体モデルで近似し，適当なパラメータを与えることで従来までかなり粗い近似となっていた壁インピーダンスの実測値の周波数特性をよく近似できた。この壁インピーダンスは声道壁中で最も軟らかい部分のひとつである頬の実測結果を近似したもので，そのまま声道モデルに組み入れると影響は過大であった。しかし，声道中の壁厚の分布を考慮して伝達特性を計算したところ，実音声スペクトルと比べて妥当なホルマントの帯域幅を示した。これにより壁インピーダンスの実測結果と 壁振動による声道内音波の減衰の，実体的な関係づけについての説明を行なうことができた。また壁厚分布と調音状態との関係について，ホル

マントの帯域幅への影響を基に検討した。

本章の壁厚分布はMR画像から視察によって得たものであるが，声門付近の壁の軟らかさが相対的に大きく影響する結果から，その部分のより詳しい生理的データを得ることが望まれる。



# 第8章

# 声帯振動によって起こる声道壁強制振動の動的シミュレーション

## 8.1 まえがき

前章まで考察した声道壁の振動は，すべて声道内の音圧によって起こる現象を扱ってきた。本章では声道壁振動を扱う上で，音圧以外によって起こると思われる現象について考察する。

声道壁インピーダンスの導入によって従来に比べてより実体に即した声道内の伝搬を近似できるモデルが得られたが，それでもなお十分説明できない現象が存在する。例えば，鈴木等による咽頭壁からの放射音圧の実測[1]によると，母音/i/については他の母音と比べて大きい値が得られているが，声道モデルによるシミュレーションを試みると，咽頭付近での声道内圧が他の母音に比べて小さくなり，実測結果をうまく説明できないことがわかる。

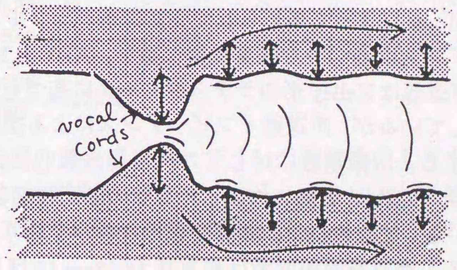



図 8.1: 声帯による壁機械振動 (横波) の概念図

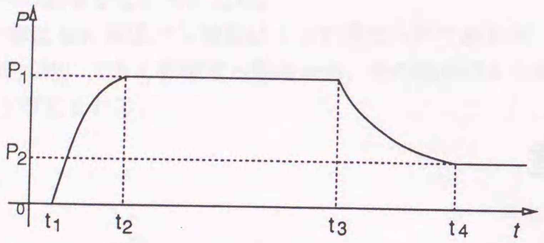



図 8.2: 肺圧の時間的変化

この原因のひとつとして考えられるのは，図8.1のように声帯の機械振動が直接声道壁を振動させているということである。もしこの現象が有意に存在するなら，その振動は声道内の音波についても影響を与えるはずである。

また，母音の発声は通常定常過程として考えられる場合が多いが，実際には非定常現象が見られることがある。その原因としてはピッチの揺らぎや声門下部の影響等が考えられているが，壁の機械振動もまた，このような現象を引き起こす要因のひとつとなることが予想される。

本章ではこのことに着目して，声帯の振動を駆動源として起こる機械的振動波が声道壁を伝搬していく現象を，声道シミュレータによって表現することを試み，合成した音声の分析結果からこの機械振動が声道内音波に及ぼす影響を調べ，また異なる母音による結果の違いについて考察を行なう。

## 8.2 音声合成シミュレータ

音声合成実験には，連続母音の合成を対象とする，文献 [2],[3] で提案された全ディジタル・シミュレータによる合成器を用いた。音源には2質量モデルを用い，口唇部ではMorseによって与えられている球形バッフル (第2章参照) における放射インピーダンスに基づいた複素反射係数を，AR1次,MA2次のフィルタで実現している。声道部はKelley形のラチスフィルタに基づき，空気の粘性損失および熱損を近似しているが，声道壁インピーダンスによる損失はこの部分には導入しないものとする。伝搬定数に対しての代表周波数 (p.24) は $3000Hz$とした。声門下部の影響は，文献 [4] を基に作成した気管の断面積関数 (20区間) を用いることで考慮している。また今回は，非鼻音化母音のみを取り扱い，鼻腔への分岐はないものとする。声道断面積関数は声道長 $16.37cm$,16区間とした。これよりサンプリング周波数は $35.0kHz$となる。

2質量モデルを駆動するためには，声帯の物理パラメータと肺圧の時変制御が



必要である。声帯筋の緊張の度合を表すパラメータはピッチ周波数を制御し，また中立時の声門断面積の値は母音–子音発声のスイッチングに関係するパラメータとなる。今回は母音についての合成を行なうので，これら2つのパラメータに対する時間的移行は起こらないものとする。一方，肺圧のパラメータは図8.2に示すような時間的移行をするものとして，各々の値を次のように定めた。

$$t_1 = 1,\ t_2 = 10,\ t_3 = 400,\ t_4 = 430\ \ [msec]$$
$$P_1 = 8000,\quad P_2 = 10\ \ [dyne/cm^2]$$

## 8.3 生体表面の物理的パラメータに基づくモデル化

本節では，2質量モデルにおける質量部分の振動変位を声道の各区間へと伝搬させるためのモデル化を，生体の物理定数を基に行なう。

生体表面における波動の伝搬速度および減衰定数は，入江等[5]によって報告されており，それによると伝搬速度 $v = 296\ cm/s$(前腕屈側), 減衰定数$\alpha = 0.576\ Np/cm$ 程度であることがわかる。声帯振動のピッチ周期 $T$を $7msec$ と仮定すると，声道壁を伝わる振動の波長$\lambda$は$\lambda = vT \approx 2.07cm$ となる。

いまここで声道の全長を $Lcm$ とし，分割数を $N$, 分割後の1区間の長さを $l$ $cm$ とする。声道シミュレータのサンプリング周期 $T_0$は1区間の音波の伝搬時間で決まり

$$T_0 = \frac{l}{c} \tag{8.1}$$

となる。ただし，$c$は空気中の音速である。また，声道壁表面波が声道1区間を伝搬する時間 $T_w$は

$$T_w = \frac{l}{v} \tag{8.2}$$

となる。声道第$i$区間における壁振動による変位 $y_i$を，その区間の声門側端での変位をもって代表させると，第$i$区間に対する第$i+1$区間の遅れは

$$\frac{T_w}{T_0} = \frac{c}{v} \approx \frac{35600}{296} \approx 120.27 \tag{8.3}$$

となり，第$i+1$区間の変位は，サンプリング周波数によらず第$i$区間の120ステップ前の変位をわたせば良いことがわかる。さらに，上で述べた減衰定数を考慮して，第$i$区間における第$n$ステップの変位 $y_i(n)$ を次式で定義する。

$$y_i(n) = e^{-\alpha l} y_{i-1}(n - 120), \quad (i = 1, 2, ..., N) \tag{8.4}$$

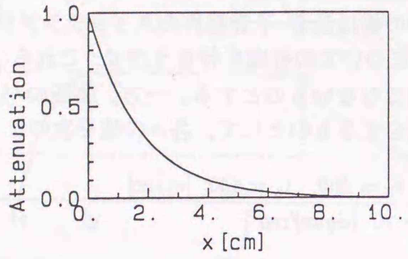



図 8.3: 声道壁の減衰特性 $e^{-\alpha x}$

ただし，$y_0(n)$ は声帯 (ここでは 2 質量モデル) の振幅で，$y_0(n) = 0, (n < 0)$ とする。$e^{-\alpha x}$の部分を図示すると図 8.3のようになる。これより，声門部から $5cm$ 以上離れた場所では減衰が非常に大きく，このため反射による後進波の影響を無視することができる。

声道モデルの 1 区間の断面積は均一であるので，壁振動の動的なシミュレーションのためには，区間長は少なくとも壁振動波の波長の 1/2 以下であることが望ましいといえる，すなわちここでは

$$l < \lambda/2 = 1.04 \ \ [cm] \tag{8.5}$$

となる。声道の全長 $L = 16.37cm$ とした場合，少なくとも 16 区間以上の分割が必要である。

合成に使用する声道断面積関数 (日本語 5 母音) を図 8.4に示す。これらは第 6 章で MR 画像より求めた声道断面形状を基に作成した。MR 画像の結果では，各母音についてそれぞれ異なった声道長が得られ，また声道断面積関数も 36 ～ 39 区間と細かい抽出を行なったが，ここでの声道シミュレータへの導入のために，各断面積関数にスプライン補間を施した後，等長な 16 区間に切断して作成した。また，すべての母音で同じ声道長 ($16.37cm$) に設定している。

図 8.5に 2 質量モデルの各質量部の振動変位を示す。また，図 8.6には声門側より第 1 ～ 3 区間における声道断面の振動による半径の時間的変化を示す。ここでは半径の変位分のみを示している。図 8.6より，振動が減衰しながら隣接区間へ伝搬していく様子が見られる。声道シミュレータは定常を仮定した伝搬を扱っているので，ステップ毎に声道断面積が変化すると，声道伝搬定数および反射係数もステップ毎に変化することになり，シミュレータの仮定に不都合が生じてしまう。そこで，声道形状の変化は図のように 24 サンプルの定常状態を持たせており，波形が不連続な階段状の変化をしているのはそのためである。



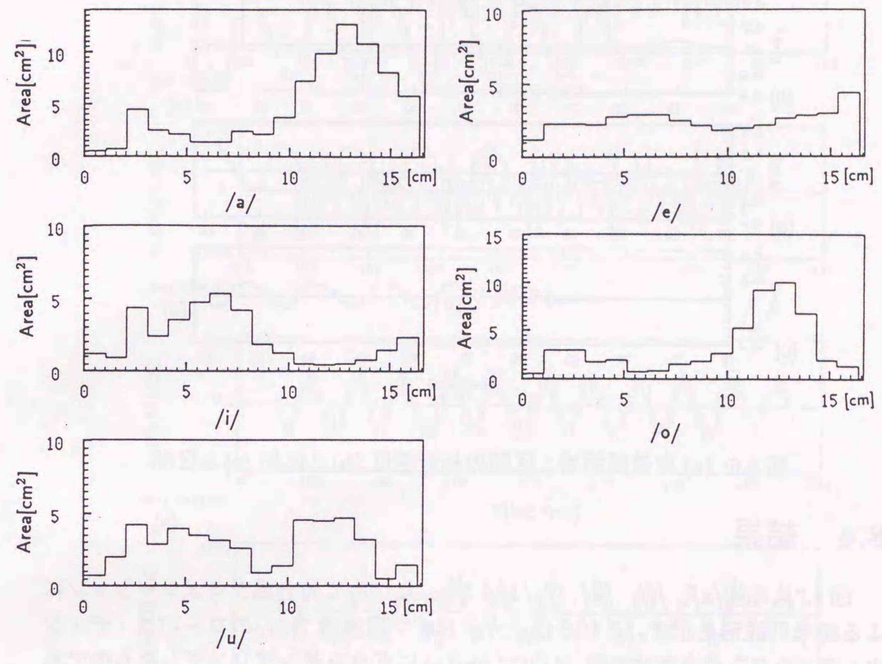



図 8.4: 声道断面積関数

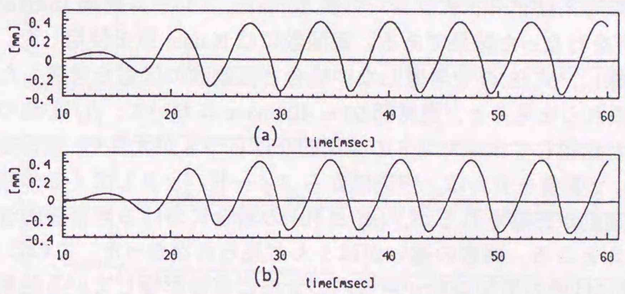



図 8.5: 2 質量モデルの変位

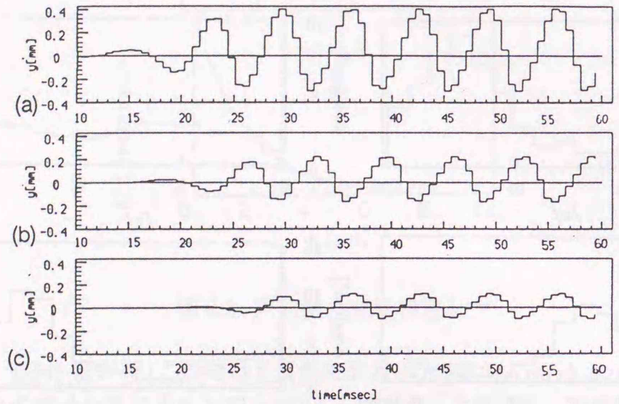



図 8.6: (a) 声道断面第 1 区間の相対変位 (b) 2 区間 (c) 3 区間

## 8.4 結果

図 8.7に母音/a/，/i/，/u/，/e/および/o/についての合成シミュレーションによる時系列波形を示す。これらは，カットオフ周波数 $7kHz$のローパス・ディジタルフィルタを通過させた後，$1/2(17.5kHz)$ にダウンサンプリングしたものである。それぞれ，(a) は式 (8.4) を考慮しない場合, (b) は振動波の伝搬を考慮した場合の結果である。/i/の結果を見ると，図 (b) では波形の高周波成分がいくぶん強くなっているように見えるが，/o/を見ると逆に高周波成分が見られなくなっているようでもある。その他の母音については，明確な違いは見られない。

図 8.8は上の時系列データにフレーム長 $20msec$, フレーム間隔 $15msec$，次数 24 で LPC 分析を行なった結果である。窓関数には Kaiser 窓を使用した。(a),(b) はそれぞれ同様に，式 (8.4) を考慮しない場合と振動波の伝搬を考慮した場合の結果である。これらを見ると，定常部 50 ～ $400msec$ において，/i/は 他の母音についての結果と比較してホルマントの時間的なばらつきが大きく，壁振動の影響が顕著である。2 質量モデルは，声道部からフィードバックしてくる体積速度によってもその運動が影響されるが，(a) と (b) の場合における声帯振動波形を取り出して比べたところ，両者の違いがほとんど見られなかった。このことから，図 (a),(b) の違いは壁の機械振動が声道内の音波に直接影響している結果生じたと思われ，またそれは異なる調音によって影響の違いがあると言える。

$400msec$ 以後肺圧は減少していき声帯振動は停止する。この時には声門下部も含めた音響管としての固有振動のみが起こっていると考えられ，音源出力もな



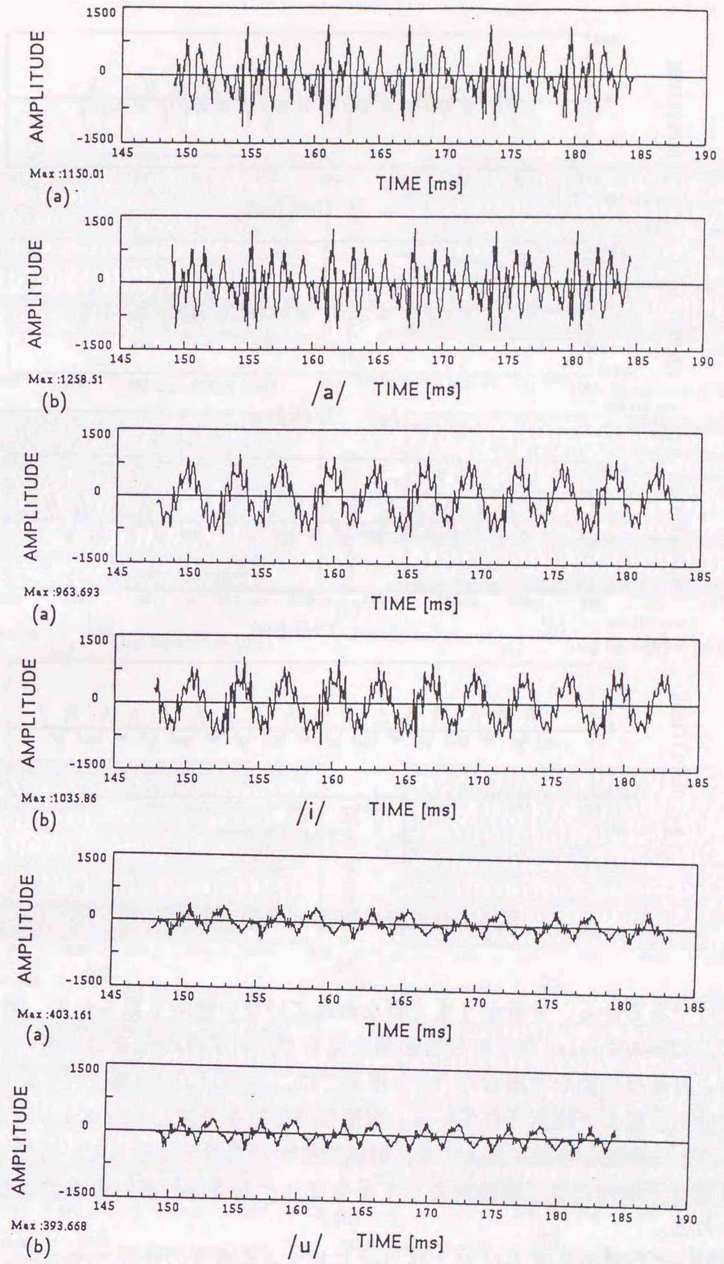



図 8.7: 合成音の時系列波形

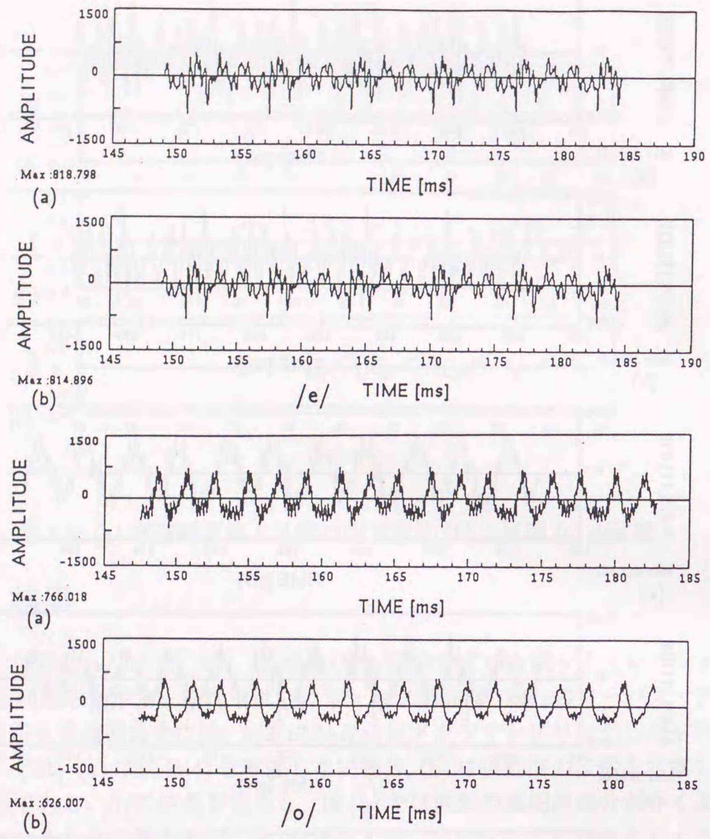



図 8.7 合成音の時系列波形 (続き)

いわけであるから，分析がうまく行なわれていない箇所も見られる。図 8.8において，400∼500 *msec* 間での分析結果を見ると，いずれの母音でも違いが確認される。声道壁振動を考慮した (b) の結果では，/a/,/i/,/u/の高次のホルマントが最終分析区間まで観測されている。声道壁の振動を考慮したシミュレーションでは，声帯の振動が急激に衰えても，機械振動が声道壁を伝搬している間声帯振動と同様な声道内の音圧駆動源として多少なりとも機能しているのではないかと思われる。

図 8.9には連続音声 /ai/ および /ia/ に対する合成音の分析スペクトルを示す。図を見ると，/ai/, /ia/ どちらの場合も時間的なばらつきは /i/の部分のみに起こっている。また，/ia/のような場合，/i/の部分で起きた影響を後続母音にまで



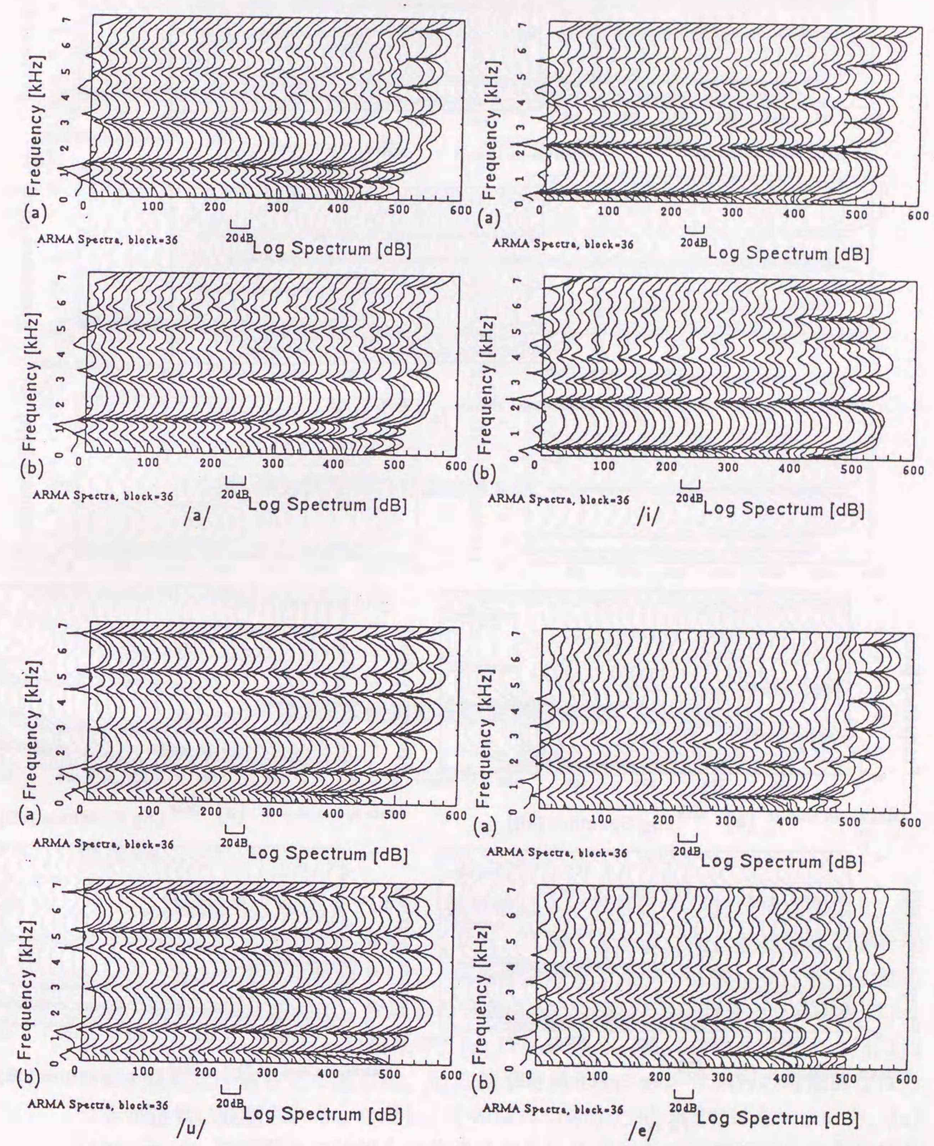



図 8.8: 合成音の分析結果

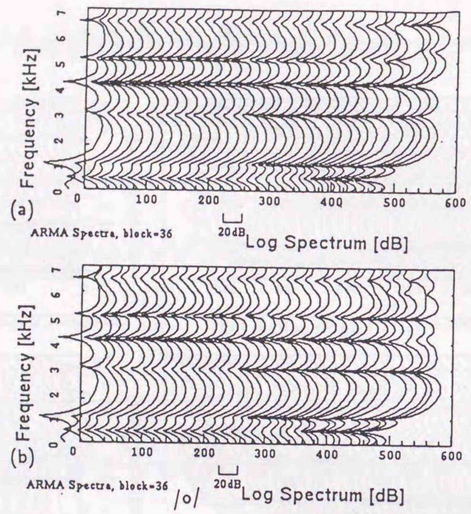



図 8.8 合成音の時系列波形 (続き)

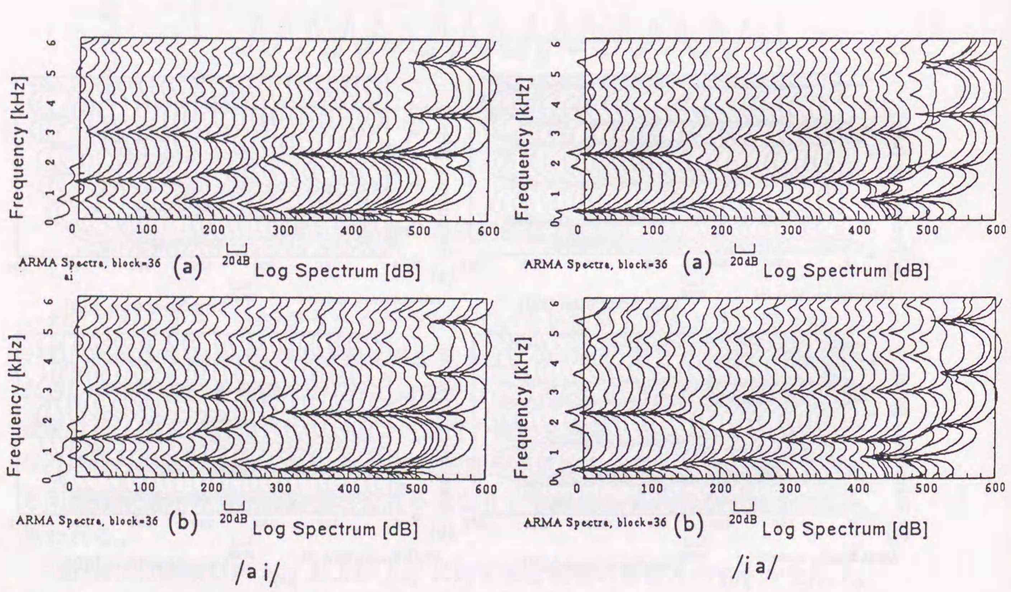



図 8.9: 連続音声についての分析スペクトル



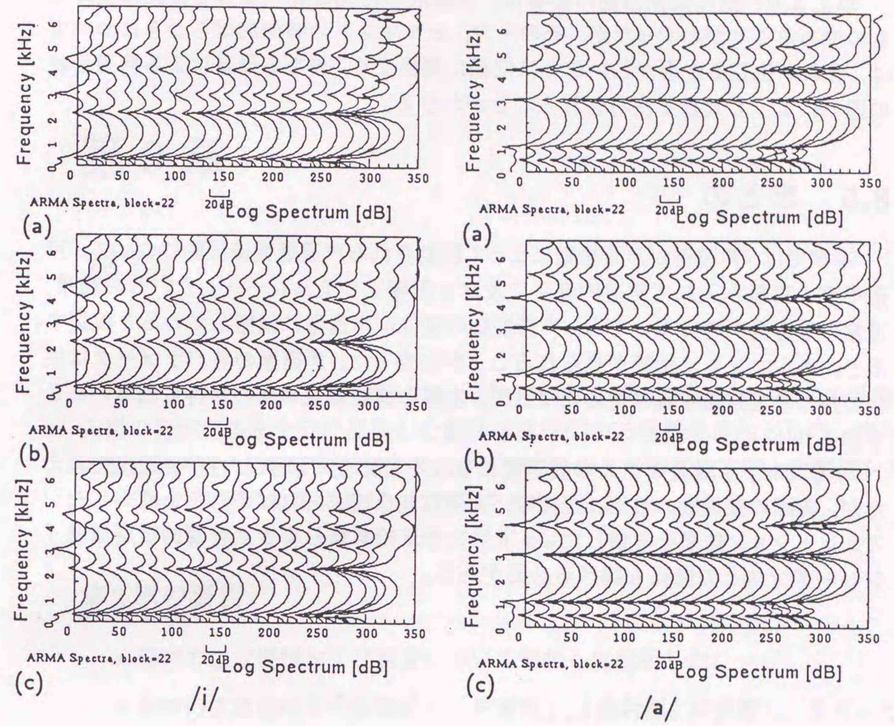



図 8.10: 壁振動波の位相の変化による違い

与えるということはないことがわかる。

## 追実験

ここで検討しているモデルは，振動波によって各区間の断面積が変化し，特性インピーダンスが時変となることから，伝搬する音波はかなり複雑な影響を受けていると思われる。追実験として，声帯振動から声道第 1 区間に受け渡す変位の時間的関係を変化させて，合成音の分析スペクトルの違いを見る。図 8.10は/a/および/i/について行なった結果で，(a) は従来通り，(b), (c) はそれぞれ 1/4, 1/2 ピッチ周期だけ遅らせて渡した。/i/の結果を見ると，ホルマントの時間的なばらつきが全てに観測される。ただし，そのばらつきかたは一様ではない。一方，/a/においては，壁振動波の位相を変化させてもホルマントの時間的ばらつきは見られないことがわかる。

以上より，壁の機械振動の影響は，振動波の位相変化によって複雑に変わるものであることがわかったが，その一方，ホルマントの時間的ばらつきについては，それが生じるか否かということは位相に関係なく，異なる母音による声道形状の違いによって大きく左右されることがわかる。

## 8.5 まとめ

本章では，声道壁が声帯振動によって駆動される声道壁機械振動について，声道モデルに組み入れて声道内音圧に及ぼす影響をシミュレートした。この結果，通常の母音発声時においても，声帯振動の変位が声道壁に伝搬していると仮定すると，ホルマントに影響が見られることがわかった。声道壁の各パラメータは生体の持つ物理定数を基に定めたことで，実際の現象と近いものが得られていると予想される。

本章では，2 質量モデルの質量部の変位を壁に受け渡すというモデルを考えたが，実際の壁振動の波形，振幅等，実測可能な値があればそれらを導入したシミュレーション結果を考察したい。また，今まで考察してきた音響的な声道壁インピーダンスとの関係も調べる必要がある。



# 第 9 章

# 結論

本論文では，音声生成過程における物理的な音響的特徴量についての考察と，人間の発声実体を十分に模擬した音声合成モデルの構築を目的として，声道壁の振動が声道内の音波の伝搬に及ぼす影響について音響測定実験と計算機シミュレーション実験の結果に基づいた議論を行なった。

以下に，各章で得られた結果を列記する。

### 第 2 章の要約

- 音声の生成機構および調音について簡約して説明した。
- 音声の生成過程を「音源部」,「声道部」,「放射部」に分離し，さらにそれぞれについて「物理的モデル」,「電気的モデル」,「ディジタル・モデル」と移行していく段階を解り易く示した。

### 第 3 章の要約

- 本論文で主として扱う声道壁インピーダンスの基本的な説明と，過去に報告された声道壁インピーダンスの研究について要約した。
- 声道壁からの音の放射を考慮した声道モデル，およびその声道伝達関数の計算法について述べた。

### 第 4 章の要約

- 声道壁の音圧反射特性を音響実験により測定した。得られた結果は，男性，女性の有意差は見られず，また頬の外側および内側による違いもほとんど見られないことを示した。

- 結果を基に頬の声道壁インピーダンスの同定を試みたが，従来通りの RL 直列素子では，結果の特性を測定周波数の全域で十分近似することはできず，声道壁の挙動は簡単なものではないことを示した。
- 結果的には測定した周波数のうち低域 (325 $Hz$以下) と高域 (325 $Hz$以上) で異った値を持つ 2 種類のインピーダンスによって近似を行ない，それぞれについてパラメータを決定した。

## 第 5 章の要約

- 弾性体を壁とする均一音響管を用いて，管内の音圧分布を測定し，管内の減衰定数を同定した。
- 同じ材質で作られた段付き音響管内の音圧伝達特性の実測を行ない，減衰定数がピークとなる周波数において伝達特性が大きく影響を受けることを確認した。
- 試料に用いた管の壁を粘弾性体モデルによって表現し，この時得られるインピーダンスを壁インピーダンスとして音響管モデルへ組み入れ伝達特性を計算した結果，管壁の共振によって伝達特性が影響を受ける様子を 1 次元の伝搬モデルによっても十分近似可能であることを示した。

## 第 6 章の要約

- MRI-CT を使用して声道部の断面画像を測定し，得られた画像のうち矢状断面データの 3 次元的情報を計算機に取り込むことによって，声道の中心線に沿った声道断面形状を抽出した。
- 結果として得られた声道の断面積関数, 周長関数および潰れ度関数に対して，母音による違いを比較検討し，ここで得られた潰れ度関数は，断面積関数と同様に各母音によって非常に異なった特徴を持つものであることを示した。
- 鼻腔の断面積関数の抽出を行ない，声道断面積と結合させて鼻母音の声道伝達特性を計算した。MR 画像データを基にすることによって，鼻腔分岐部も含めたより正確なデータを基に計算が可能であることを述べた。また，鼻腔の分岐によって生じる零点については，このような過程で得られた伝達特性であっても十分な説明ができず，この結果が鼻腔の複雑さを示唆するものであることを述べた。



## 第 7 章の要約

- 実測された声道壁インピーダンスの周波数特性を近似可能なモデルを，粘弾性体モデルの素子によって構成した。この声道壁モデルは，壁厚のパラメータを変化させることで軟らかさを調節でき，より実体に即したモデルであることを示した。
- 得られた声道壁モデルと，MR 画像から抽出した声道断面積関数，さらには声道内の壁厚分布を視察して，実際の声道と同様な壁の状態を模擬するような声道モデルを作成し，声道伝達特性を求めた。結果として，実音声スペクトルと比較してほぼ同様な特性が得られ，より実体的な声道内減衰特性が良好に表現可能となることを示した。
- 声道内において，壁インピーダンスの影響が大きい部分がどこに位置するかによって，声道伝達特性は変化し，またその影響の度合は母音の調音状態によって異なることを検討した。

## 第 8 章の要約

- 有声音発声時に，声帯振動によって直接引き起こされる壁の機械的振動について，声道ディジタル・シミュレーション実験による考察を行なった。このモデルとしては，振動する声帯の変位が振動波として声道の区間を伝搬してゆくような現象を，生体の物理パラメータを基にして声道シミュレータに取り入れた。
- 合成音の分析スペクトルを基に壁振動の影響について検討した。結果としては，分析スペクトルのホルマントの時間的なばらつきが定常母音においても生じるという形で確認された。
- 各母音間の比較を行なった結果，このような現象もまた，/i/で最も大きいといった調音状態による明確な違いがあることを示した。

本論文で行なった声道伝達特性の計算は，すべて 1 次元の回路モデルに基づくものであったが，実測によって得られた結果のいくつかは，1 次元あるいは線形モデルでは十分表現できないものであった。このような問題の解決として，今後は発声の 3 次元的な振るまいについての考察が必要であると考える。具体的には，声帯音源生成時に空気の乱流によって生じる渦が音声波にどう関係するかといった空力学的問題，または口腔内の複雑さを 3 次元的にとらえた伝搬問題等が挙げられる。現在は有限要素法によって音声生成機構の物理現象を 3 次元的にシミュレートしようという試み[1],[2]が進行中であるが，いずれにせよこのような問題の解決は複雑さを伴うものである。

最後に著者が強調したいのは，これらの研究は最終的には音声合成モデルの構築に系統することを忘れてはならないということである。我々がここで生成過程のより複雑な現象に着目し，それを分析して新たなパラメータを抽出することは，一見すると高品質化の代償として複雑なシステムを必要とする結果となるように思える。これはある程度事実である。しかしながら，発声実体に基づく特徴量は，ターミナルで観測される音声時系列波形を観測するだけでは十分な説明ができない，いくつかの複雑な現象の解明につながり，声道内で起こる多くの現象のうち，どのようなものをパラメータとして取捨選択すれば近似モデルとして有効であるかを示唆することが可能である。またそのような結果が得られれば，聴覚における特徴量としても有効となり得るので，話者認識におけるパラメータの決定にも必要な情報を提供するといった可能性が考えられる。

以上のことから，我々が求める音声合成モデルは，パラメータの激的な増加による複雑さによって支配されるべきものではないことがわかるであろう。



# 謝辞

本研究は，筆者が北海道大学大学院工学研究科電子工学専攻在学中に，北海道大学電子科学研究所・信号処理研究室 (旧応用電気研究所・電子回路部門) において 1988 年より約 5 年間に行なったものである。

◇

本研究を進めるにあたり，終始御指導，御支援を頂いた北海道大学電子科学研究所 信号処理研究室，永井信夫教授に謹んで感謝致します。

本研究の全面的な御指導を頂き，また学会活動および他大学研究室との交流等，有益な知識を獲得するための多くの機会を与えて下さった北海道大学電子科学研究所 信号処理研究室，三木信弘助教授に心より感謝致します。

本論文をまとめるにあたり，御指導頂いた北海道大学工学部電子工学科 電波応用工学講座，小柴正則教授，同電子回路工学講座，小川吉彦教授，同電子機器工学講座，栃内香次教授に感謝致します。

本研究テーマを扱う上での御討論，ならびに音響実験に関する御助言，さらには学会活動等他方面にわたって多くの御支援を頂いた，北海学園大学情報電子工学科，元木邦俊講師に感謝致します。

筆者の研究期間中，多岐にわたる御討論により豊富な知識を与えて下さった，北海道大学電子科学研究所 信号処理研究室， 鈴木正清助手に感謝致します。また，本大学卒業後においても学会等で本研究テーマに関する多くの御助言を頂いた，(株) セコム IS 研究所，飯嶋弘久博士に感謝致します。

本研究に対し，日頃から御助言を頂いた北海道大学電子科学研究所 信号処理研究室， 長谷山美紀助手に感謝致します。また実験装置等の作製において適切な御助言を頂いた同信号処理研究室， 鎌田清春技官に感謝致します。

MRI-CT の測定実験に御協力頂いた登別厚生年金病院の皆様に感謝致します。また，種々の測定実験に快く御協力して下さった北海道大学電子科学研究所 信号処理研究室の大学院学生諸氏および職員の皆様に御礼申し上げます。

# 付録 A

# 基本素子 バネとダッシュポットについて

応力が加えられた粘弾性物質の挙動は，弾性および粘弾性基本素子によって近似可能である。ここでは，これら基本素子となるバネおよびダッシュポットについての定義式と，それらの組合せによって表現される粘弾性体モデルの定式化について述べる[1]。

物質が線形な弾性体と見なすことができる時，応力 (stress)$\sigma$と歪み (strain) $\epsilon$との関係は Hooke の法則より次式で表され，図 A.1(a) で示した 1 次元のバネで一般化可能である。

$$\sigma = E\epsilon \tag{A.1}$$

ここで$E$は Young 率である。

次にダッシュポットについて述べる。ダッシュポットとはもともとピストン付きのシリンダであり，ピストンを引いて中に空気を入れる動作を想定している (図 A.1 (b))。ピストンとシリンダの壁には粘性摩擦が生じてピストンを変移さ

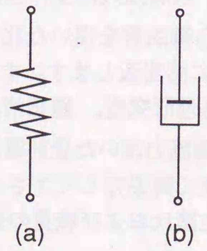



図 A.1: 粘弾性体モデルの素子



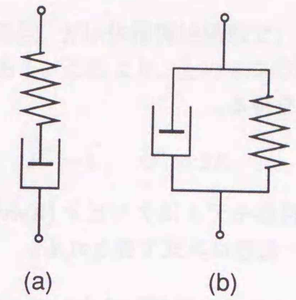



図 A.2: (a) Maxwell model, (b) Kelvin model

せるのにはある力$P$が必要となるであろう。ピストンが動く速さは加える力に比例して速くなる。これを stress-strain の関係式で表すと以下のようになる。

$$\sigma = F\frac{d\epsilon}{dt} = F\dot{\epsilon} \tag{A.2}$$

$F$はダッシュポットの係数と呼ばれる値で，ドット ($\dot{}$) は時間微分を表す。

より複雑な粘弾性体モデルを構築しようとするとき，これらを組み合わせることで，可能な限りの粘弾性体の挙動パターンを得ることができる。簡単な例として，図 A.2(a) に示すようなバネとダッシュポットの直列接続によるモデルを考える。応力$\sigma$が与えられた時，各素子の変位をそれぞれ$\epsilon', \epsilon''$とし，全体の変位を$\epsilon$とすると，

$$\sigma = E\epsilon', \qquad \sigma = F\dot{\epsilon}'' \tag{A.3}$$

$$\epsilon = \epsilon' + \epsilon'' \tag{A.4}$$

式 (A.3),(A.4) を微分して，$\epsilon', \epsilon''$ を消去すると次式が得られる。

$$\frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma}{F} = \dot{\epsilon} \tag{A.5}$$

上式で表される非常に基本的な構造の粘弾性体モデルは，マクスウェル (Maxwell) のモデルと呼ばれ，一般形を次のように書き表す。

$$\sigma + p_1\dot{\sigma} = q_1\dot{\epsilon} \tag{A.6}$$

他の例として，バネとダッシュポットの並列接続によるモデルを考える (図 A.2(b))。全体に加えられる応力$\sigma$はバネとダッシュポットとに分散してしまうので，それらを$\sigma', \sigma''$とすると，

$$\sigma' = E\epsilon \qquad \sigma'' = F\dot{\epsilon} \tag{A.7}$$

$$\sigma = \sigma' + \sigma'' \tag{A.8}$$

$\sigma', \sigma''$を消去して，次式を得る。

$$\sigma = E\epsilon + F\dot{\epsilon} \tag{A.9}$$

このような構造の粘弾性体モデルはケルビン (Kelvin) またはフォークト (Voigt) モデルと呼ばれ，その一般形は次式で表される。

$$\sigma = q_0\epsilon + q_1\dot{\epsilon} \tag{A.10}$$

より複雑なモデルについても，同様の手続きで stress-strain の関係式が得られる。それは，一般的に次式で表現可能であろう。

$$\sum_{k=0}^{m} p_k \frac{d^k\sigma}{dt^k} = \sum_{k=0}^{n} q_k \frac{d^k\epsilon}{dt^k} \tag{A.11}$$

あるいはもっと簡単に次式で表現する。

$$P\sigma = Q\epsilon \tag{A.12}$$

## A.1 粘弾性法則

粘弾性物質が等方性であると仮定する場合，せん断歪みを生じさせるせん断応力系と，膨張を生じさせる静水圧応力系は完全に独立である。よって，各々について式 (A.11) と同様な形式で書き表すことが可能である。

$$\sum_{k=0}^{m} p_k' \frac{d^k S}{dt^k} = \sum_{k=0}^{n} q_k' \frac{d^k E}{dt^k} \tag{A.13}$$

$$\sum_{k=0}^{m} p_k'' \frac{d^k s}{dt^k} = \sum_{k=0}^{n} q_k'' \frac{d^k e}{dt^k} \tag{A.14}$$

あるいは

$$P'S = Q'E \tag{A.15}$$

$$P''s = Q''e \tag{A.16}$$

ここで，$s$,$e$ は静水圧応力とそれによる変位，$S$,$E$はせん断応力と歪みの偏差テンソルの成分である。また，通常 $p_0' = p_0'' = 1$ となるよう演算子を標準化する。物質が弾性体の場合、次式が成り立つ。



$$\tau_{xy} = G \cdot 2\epsilon_{xy}\ , \quad s = K \cdot 3e \tag{A.17}$$

ここで、$G$ はせん断弾性係数、$K$は体積弾性係数で、$\tau_{xy}$, $\epsilon_{xy}$はせん断応力、せん断歪みテンソルの成分である。これより、上の 4 つの演算子は単なる定数となることがわかる。

$$P' = 1\ , \quad Q' = 2G\ , \quad P'' = 1\ , \quad Q'' = 3K \tag{A.18}$$

## A.2 対応原理

弾性体の場合は荷重が一定であれば時間に依存するものはない。しかし，粘弾性体では，式 (A.15),(A.16) は時間に依存する。この場合，ラプラス変換を適用し，

$$P'(s)\bar{S} = Q'(s)\bar{E} \tag{A.19}$$

$$P''(s)\bar{s} = Q''(s)\bar{e} \tag{A.20}$$

と表すことができる。さらに，

$$2G \leftrightarrow \frac{Q'(s)}{P'(s)} \tag{A.21}$$

$$3K \leftrightarrow \frac{Q''(s)}{P''(s)} \tag{A.22}$$

なる置き換えをするならば，弾性体の場合とそっくり対応可能な式となる。

また，Young 率 $E$と Poisson 比$\nu$が，Lame の定数を介して $G$,$K$で表現できることを利用し[2]，対応の式を求めると，

$$E = \frac{9KG}{3K+G} \leftrightarrow \frac{3Q'Q''}{2P'Q'' + Q'P''} \tag{A.23}$$

$$\nu = \frac{1}{2} \cdot \frac{3K-2G}{3K+G} \leftrightarrow \frac{P'Q'' - Q'P''}{2P'Q'' + Q'P''} \tag{A.24}$$

となる。

# 付録 B

# プローブ・マイクロホンの周波数特性

実験に使用したマイクロホンの周波数特性を無響室で測定した結果を図 B.1 に示す。約 $72cm$ のガラス製プローブを取り付けてあるため，プローブの共振が見られる。正確な音圧レベルを求めるには以下に示す式を計算すれば良い。

$1kHz$におけるマイクロホン感度は $-84.2\ dB$ (ここでは $0\ dB = 10\ V/Pa$ [†]) であった。つまり $10\ V$の入力に対する音圧は $10^{84.2/20}\ Pa$ であることを意味する。他の周波数において，入力電圧 $x$ に対する音圧 $P$を求めるには，$1\ kHz$との相対音圧 $d$ を図より読みとれば，次式で計算可能である。

$$P = \frac{x}{10} 10^{\frac{84.2+d}{20}} = x \cdot 10^{\frac{64.2+d}{20}} \quad [Pa] \tag{B.1}$$

音圧レベル $I$は，$P$ と基準音圧 $P_0$との比の対数によって定義される。

$$I = 20 \log_{10} \frac{P}{P_0} \quad [dB] \tag{B.2}$$

ただし $P_0 = 2.0 \times 10^{-5}\ Pa$ である。入力電圧 $x$ から $I$を計算するには

$$I = 20 \log_{10} \frac{x}{2} + 64.2 + d + 100 \quad [dB] \tag{B.3}$$

通常の実験では入力を$\nu$ミリボルト $[mV]$ としているので

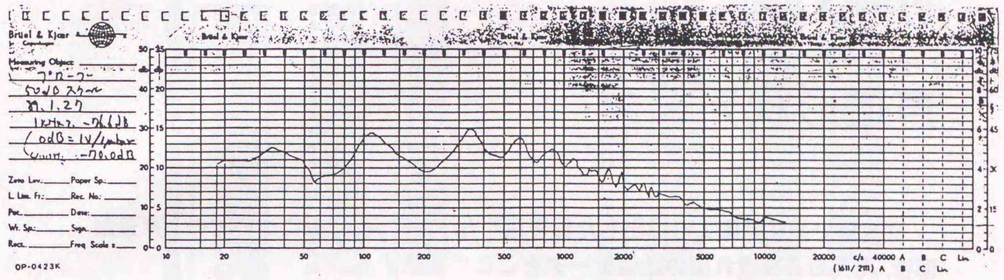
$$I = 20 \log_{10} \frac{\nu}{2} + 104.2 + d \quad [dB] \tag{B.4}$$

によって音圧レベルを知ることができる。

周波数に対して同じ音圧のもとで測定を行なうには，まず基準とする周波数の出力音源電圧でのマイクロホン入力電圧値を測定する。次にその入力電圧と同様になるような音源電圧をそれぞれの周波数で求め，それらにマイクロホンの相対感度をかけた値を出力とすれば良い。

[†] $1\ Pa = 1\ N/m^2 = 10\ \mu b$






| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 100.00 | 27.7400 | 1050.00 | 12.5600 | 2100.00 | 4.6000 | 4100.00 | -8.3650 |
| 150.00 | 24.2700 | 1100.00 | 11.5250 | 2200.00 | 3.1700 | 4200.00 | -7.1600 |
| 200.00 | 23.5500 | 1150.00 | 11.3300 | 2300.00 | 8.5650 | 4300.00 | -7.7000 |
| 250.00 | 25.7350 | 1200.00 | 8.3450 | 2400.00 | 6.8500 | 4400.00 | -7.2450 |
| 300.00 | 24.0500 | 1250.00 | 9.1450 | 2500.00 | 6.7550 | 4500.00 | -5.0550 |
| 350.00 | 20.5250 | 1300.00 | 11.4400 | 2600.00 | 5.9700 | 4600.00 | -4.6050 |
| 400.00 | 20.1000 | 1350.00 | 9.9550 | 2700.00 | 5.8100 | 4700.00 | -2.6000 |
| 450.00 | 21.0600 | 1400.00 | 9.7100 | 2800.00 | 7.1800 | 4800.00 | -3.4200 |
| 500.00 | 20.0250 | 1450.00 | 6.4250 | 2900.00 | 1.6850 | 4900.00 | -4.0000 |
| 550.00 | 19.2950 | 1500.00 | 7.4100 | 3000.00 | 2.9000 | 5000.00 | -4.9250 |
| 600.00 | 17.3700 | 1550.00 | 7.3200 | 3100.00 | 1.3050 | | |
| 650.00 | 15.9550 | 1600.00 | 8.7400 | 3200.00 | -1.7350 | | |
| 700.00 | 15.7800 | 1650.00 | 10.2700 | 3300.00 | -2.2000 | | |
| 750.00 | 14.8250 | 1700.00 | 7.2700 | 3400.00 | -1.7600 | | |
| 800.00 | 14.4350 | 1750.00 | 7.7850 | 3500.00 | -5.2650 | | |
| 850.00 | 14.5150 | 1800.00 | 6.3900 | 3600.00 | -5.0250 | | |
| 900.00 | 13.6000 | 1850.00 | 5.5750 | 3700.00 | -7.9150 | | |
| 950.00 | 11.3050 | 1900.00 | 6.6150 | 3800.00 | -7.3900 | | |
| 1000.00 | 12.3600 | 1950.00 | 8.3000 | 3900.00 | -7.1200 | | |
| | | 2000.00 | 5.8550 | 4000.00 | -8.9800 | | |

図 B.1: プローブ・マイクロホンの周波数特性
$-84.2dB$ ($0dB = 10V/Pa, 1kHz$における)

# 付録 C

# 声道形状データ

第6章でMR画像より抽出した母音/a/, /i/, /u/, /e/, /o/についての，声道断面積, 周長および潰れ度の数値データをここに記載する。

Vowel: /a/
vocal-tract length: 14.9 [$cm$]

| No. | Area[$cm^2$] | Circ.[cm] | Ef |
|---|---|---|---|
| 1 | 0.58284 | 3.28827 | 1.21503 |
| 2 | 0.73271 | 3.93817 | 1.29785 |
| 3 | 0.79072 | 6.48957 | 2.05873 |
| 4 | 2.05050 | 14.37599 | 2.83206 |
| 5 | 4.45485 | 11.38899 | 1.52217 |
| 6 | 4.35596 | 10.41636 | 1.40789 |
| 7 | 3.34325 | 10.18448 | 1.57126 |
| 8 | 2.57617 | 9.96062 | 1.75063 |
| 9 | 2.67209 | 11.01164 | 1.90030 |
| 10 | 2.23602 | 10.08223 | 1.90201 |
| 11 | 2.02951 | 10.06064 | 1.99216 |
| 12 | 1.66123 | 9.49830 | 2.07886 |
| 13 | 1.35397 | 9.48209 | 2.29877 |
| 14 | 1.26968 | 9.47263 | 2.37148 |
| 15 | 1.40715 | 9.52350 | 2.26476 |
| 16 | 1.71712 | 9.68592 | 2.08514 |
| 17 | 2.09404 | 10.25823 | 1.99975 |
| 18 | 2.83396 | 11.08403 | 1.85736 |
| 19 | 2.51218 | 12.03903 | 2.14270 |
| 20 | 2.16243 | 10.81510 | 2.07470 |
| 21 | 3.11649 | 11.19569 | 1.78901 |
| 22 | 3.78404 | 11.04501 | 1.60171 |
| 23 | 4.55047 | 11.70504 | 1.54789 |
| 24 | 6.62105 | 15.79011 | 1.73108 |
| 25 | 7.90213 | 16.56691 | 1.66251 |
| 26 | 8.61406 | 17.32218 | 1.66492 |
| 27 | 10.19616 | 18.69941 | 1.65198 |
| 28 | 11.88250 | 19.28241 | 1.57798 |
| 29 | 12.67086 | 19.05327 | 1.50995 |
| 30 | 12.61389 | 18.51474 | 1.47058 |
| 31 | 11.18974 | 18.04234 | 1.52152 |
| 32 | 10.08659 | 16.56315 | 1.47118 |
| 33 | 8.19331 | 11.84209 | 1.16706 |
| 34 | 8.13332 | 11.53634 | 1.14111 |
| 35 | 7.69188 | 11.27390 | 1.14671 |
| 36 | 5.82581 | 10.68423 | 1.24871 |

Vowel: /i/
vocal-tract length: 15.0 [$cm$]

| No. | Area[$cm^2$] | Circ.[cm] | Ef |
|---|---|---|---|
| 1 | 1.19532 | 4.56890 | 1.17886 |
| 2 | 1.19532 | 4.56890 | 1.17886 |
| 3 | 1.04556 | 4.11205 | 1.13443 |
| 4 | 1.28369 | 4.61393 | 1.14878 |
| 5 | 4.86217 | 11.45290 | 1.46520 |
| 6 | 4.07299 | 11.12548 | 1.55510 |
| 7 | 3.35497 | 10.88827 | 1.67691 |
| 8 | 2.41533 | 11.15080 | 2.02401 |
| 9 | 2.10122 | 11.59368 | 2.25621 |
| 10 | 2.87829 | 10.75754 | 1.78871 |
| 11 | 4.49571 | 9.88861 | 1.31562 |
| 12 | 4.90630 | 10.09340 | 1.28545 |
| 13 | 4.76469 | 9.52287 | 1.23068 |
| 14 | 4.77195 | 9.71749 | 1.25488 |
| 15 | 5.40569 | 10.36848 | 1.25801 |
| 16 | 4.96748 | 10.45289 | 1.32301 |
| 17 | 4.91146 | 11.05523 | 1.40721 |
| 18 | 3.09849 | 10.65522 | 1.70759 |
| 19 | 2.25676 | 10.41892 | 1.95648 |
| 20 | 1.83768 | 9.75375 | 2.02970 |
| 21 | 1.53429 | 10.59709 | 2.41339 |
| 22 | 1.25028 | 10.17498 | 2.56699 |
| 23 | 0.92430 | 10.58663 | 3.10632 |
| 24 | 0.57822 | 8.53309 | 3.16560 |
| 25 | 0.58740 | 8.34719 | 3.07234 |
| 26 | 0.54640 | 8.45259 | 3.22573 |
| 27 | 0.64077 | 9.33906 | 3.29116 |
| 28 | 0.48551 | 9.78959 | 3.96333 |
| 29 | 0.51119 | 10.41545 | 4.10942 |
| 30 | 0.62236 | 11.16376 | 3.99195 |
| 31 | 0.73531 | 11.25204 | 3.70162 |
| 32 | 0.94950 | 11.20177 | 3.24290 |
| 33 | 1.31396 | 10.16066 | 2.50049 |
| 34 | 1.59525 | 7.41124 | 1.65528 |
| 35 | 3.12845 | 9.01868 | 1.43838 |
| 36 | 2.37395 | 8.84550 | 1.61950 |



Vowel: /u/
vocal-tract length: 16.1 [$cm$]

| No. | Area[$cm^2$] | Circ.[cm] | Ef |
|---|---|---|---|
| 1 | 0.72687 | 3.14097 | 1.03927 |
| 2 | 1.01115 | 4.11098 | 1.15327 |
| 3 | 0.64823 | 3.78662 | 1.32673 |
| 4 | 3.16247 | 14.32312 | 2.27206 |
| 5 | 4.81558 | 11.77134 | 1.51320 |
| 6 | 4.30182 | 9.74967 | 1.32605 |
| 7 | 4.03562 | 11.45068 | 1.60795 |
| 8 | 3.11239 | 11.50162 | 1.83911 |
| 9 | 2.83991 | 12.09472 | 2.02460 |
| 10 | 2.52799 | 12.28290 | 2.17926 |
| 11 | 3.97990 | 8.60850 | 1.21727 |
| 12 | 3.62742 | 8.58055 | 1.27090 |
| 13 | 3.66982 | 8.73256 | 1.28592 |
| 14 | 3.48085 | 8.50449 | 1.28588 |
| 15 | 3.40688 | 8.49702 | 1.29862 |
| 16 | 3.09356 | 8.44715 | 1.35480 |
| 17 | 3.30326 | 8.92486 | 1.38524 |
| 18 | 3.46797 | 9.75875 | 1.47826 |
| 19 | 2.44111 | 8.73764 | 1.57759 |
| 20 | 2.13369 | 8.97193 | 1.73267 |
| 21 | 1.08940 | 9.19028 | 2.48387 |
| 22 | 0.92688 | 8.85564 | 2.59479 |
| 23 | 0.73873 | 8.95754 | 2.93996 |
| 24 | 1.41088 | 17.38685 | 4.12925 |
| 25 | 2.25403 | 17.86622 | 3.35698 |
| 26 | 4.07325 | 18.48010 | 2.58303 |
| 27 | 5.08365 | 20.21591 | 2.52930 |
| 28 | 5.45003 | 18.64775 | 2.25332 |
| 29 | 4.50831 | 16.90149 | 2.24550 |
| 30 | 4.81303 | 16.62423 | 2.13760 |
| 31 | 4.63432 | 16.71434 | 2.19024 |
| 32 | 4.61038 | 16.58279 | 2.17863 |
| 33 | 3.06457 | 10.88282 | 1.75369 |
| 34 | 3.21503 | 10.69647 | 1.68284 |
| 35 | 2.85053 | 8.23339 | 1.37566 |
| 36 | 2.29372 | 7.64261 | 1.42353 |
| 37 | 0.56052 | 4.61165 | 1.73762 |
| 38 | 0.56795 | 4.75187 | 1.77870 |
| 39 | 1.50468 | 5.51943 | 1.26931 |

Vowel: /o/
vocal-tract length: 15.6 [$cm$]

| No. | Area[$cm^2$] | Circ.[cm] | Ef |
|---|---|---|---|
| 1 | 0.61390 | 2.95351 | 1.06337 |
| 2 | 0.45029 | 2.43343 | 1.02298 |
| 3 | 1.68040 | 10.20351 | 2.22044 |
| 4 | 3.73284 | 12.25559 | 1.78941 |
| 5 | 3.45420 | 10.04388 | 1.52448 |
| 6 | 3.07000 | 9.57703 | 1.54190 |
| 7 | 2.58758 | 9.09328 | 1.59466 |
| 8 | 2.09043 | 8.62420 | 1.68266 |
| 9 | 1.77905 | 8.55457 | 1.80925 |
| 10 | 1.82285 | 8.47592 | 1.77095 |
| 11 | 2.12801 | 8.01285 | 1.54951 |
| 12 | 1.39213 | 7.64278 | 1.82729 |
| 13 | 1.00821 | 7.54984 | 2.12108 |
| 14 | 0.88937 | 6.58721 | 1.97041 |
| 15 | 0.79161 | 5.51766 | 1.74942 |
| 16 | 0.78778 | 4.61797 | 1.46772 |
| 17 | 1.06901 | 4.90307 | 1.33774 |
| 18 | 1.30938 | 7.47171 | 1.84197 |
| 19 | 1.66007 | 7.92142 | 1.73434 |
| 20 | 1.50655 | 8.17227 | 1.87822 |
| 21 | 1.86447 | 8.76615 | 1.81103 |
| 22 | 1.97004 | 8.51451 | 1.71126 |
| 23 | 2.15447 | 8.19189 | 1.57438 |
| 24 | 2.68311 | 8.36209 | 1.44009 |
| 25 | 3.14666 | 8.52667 | 1.35597 |
| 26 | 5.04970 | 15.57151 | 1.95476 |
| 27 | 5.85016 | 15.87574 | 1.85159 |
| 28 | 7.78559 | 17.50142 | 1.76939 |
| 29 | 9.28325 | 16.59152 | 1.53614 |
| 30 | 10.46896 | 16.91558 | 1.47479 |
| 31 | 10.58638 | 16.92787 | 1.46765 |
| 32 | 8.99989 | 14.75085 | 1.38705 |
| 33 | 7.54726 | 11.38738 | 1.16930 |
| 34 | 6.86536 | 10.64313 | 1.14586 |
| 35 | 5.99769 | 10.28812 | 1.18506 |
| 36 | 3.53106 | 7.50868 | 1.12721 |
| 37 | 1.21760 | 5.15841 | 1.31874 |
| 38 | 0.60188 | 4.68398 | 1.70316 |
| 39 | 1.44003 | 5.70255 | 1.34054 |

Vowel: /e/
vocal-tract length: 14.9 [$cm$]

| No. | Area[$cm^2$] | Circ.[cm] | Ef |
|---|---|---|---|
| 1 | 1.23364 | 9.43521 | 2.39637 |
| 2 | 2.13146 | 10.29833 | 1.98986 |
| 3 | 2.11337 | 10.71838 | 2.07987 |
| 4 | 2.64417 | 8.87213 | 1.53914 |
| 5 | 2.85755 | 8.18990 | 1.36671 |
| 6 | 2.14978 | 8.54060 | 1.64318 |
| 7 | 2.72341 | 8.67491 | 1.48287 |
| 8 | 2.35332 | 9.87124 | 1.81521 |
| 9 | 1.93280 | 9.08781 | 1.84400 |
| 10 | 2.74091 | 7.98880 | 1.36122 |
| 11 | 2.73466 | 7.55112 | 1.28812 |
| 12 | 2.82137 | 7.46675 | 1.25400 |
| 13 | 2.89173 | 7.57022 | 1.25581 |
| 14 | 2.90289 | 7.40907 | 1.22671 |
| 15 | 2.85642 | 7.47316 | 1.24735 |
| 16 | 3.01401 | 8.05293 | 1.30851 |
| 17 | 2.64733 | 8.39677 | 1.45581 |
| 18 | 2.34618 | 10.11505 | 1.86287 |
| 19 | 2.61945 | 9.99751 | 1.74254 |
| 20 | 2.07280 | 14.08113 | 2.75902 |
| 21 | 2.14664 | 14.90032 | 2.86887 |
| 22 | 2.02788 | 14.25626 | 2.82410 |
| 23 | 1.85063 | 14.54306 | 3.01572 |
| 24 | 1.95115 | 15.06957 | 3.04334 |
| 25 | 1.91500 | 15.10939 | 3.08005 |
| 26 | 1.89997 | 14.60575 | 2.98914 |
| 27 | 2.24858 | 14.69085 | 2.76368 |
| 28 | 2.25347 | 14.92987 | 2.80560 |
| 29 | 2.45318 | 14.85952 | 2.67630 |
| 30 | 3.08465 | 15.03820 | 2.41539 |
| 31 | 2.65234 | 12.59891 | 2.18229 |
| 32 | 3.07860 | 12.30766 | 1.97876 |
| 33 | 2.70218 | 8.95024 | 1.53593 |
| 34 | 3.06397 | 10.03098 | 1.61658 |
| 35 | 3.97831 | 10.25109 | 1.44983 |
| 36 | 4.40329 | 10.78585 | 1.44998 |

# 文献

## 第 1 章


[1] Flanagan,J.L.: “Voices of men and machines”, J. Acoust. Soc. Am., **5O1**, 5, pp. 1375–1387 (1972).

[2] ヤーコブソン,R.: “一般言語学”, 第 5 部, 言語学と隣接諸科学, みすず書房 (1973).

[3] Stewart,J.Q.: “An electrical analogue of the vocal organs”, Nature, **110**, pp. 311–312 (1922).

[4] Dudley,H., Riesz,R.R. and Watkins,S.A.: “A synthetic speaker”, J. Flanklin Inst., **227**, pp. 739–764 (1939).

[5] Fant,G.: “On the predictability of formant levels and spectrum envelopes from formant frequencies”, In: For Roman Jacobson.'s- Gravenhage: Mouton & Co. (1956).

[6] Flanagan,J.L.: “Note on the design of “terminal-analog” synthesizers”, J. Acoust. Soc. Am., **29**, pp. 206-310 (1957).

[7] Itakura,F. and Saito,S.: “An analysis-synthesis telephony based on the maximum likelihood method”, Proc. Int. Congr. Acoust., C–5–5, Tokyo (1968).

[8] Atal,B.S. and Schroeder,M.R.: “Predictive coding of speech signals”, Proc. Int. Congr. Acoust., C–5–4, Tokyo (1968).

[9] Dunn,H.K.: “The calculation of vowel resonances, and an electrical analog of the vocal tract”, J. Acoust. Soc. Am., **22** pp. 740–753 (1950).

[10] Stevens,K.N., Kawasaki,S. and Fant,C.G.M.: “An electrical analog of the vocal tract”, J. Acoust. Soc. Am., **25**, pp. 734–742 (1953).





[11] Cocker,C.H.: “Speech synthesis with a parametric articulatory model”, Proc. Kyoto Speech Symposium, Kyoto, Japan, A–4–1 – A–4–6 (1968).

[12] Ishizaka,K. and Matsudaira,M: “Fluid mechanical considerations of vocal cord vibration”, SCRL Molograph No.8, Speech Commun. Res. Labo., Inc. (1972).

[13] Flanagan,J.L.: “Speech analysis synthesis and perception”, Springer-Verlag, 1965, 2nd Ed. (1972).

[14] 本多清志: “音声生成の生理学的背景”, 音響学会誌, **48**–1, pp. 9–14 (1992).

[15] 三木信弘: “音声生成過程の音響理論の最近の進歩”, 音響学会誌, **48**–1, pp. 15–19 (1992).


## 第 2 章


[1] 古井貞熙: “ディジタル音声処理”, 東海大学出版会 (1985).

[2] 佐賀聡人: “音声生成系の実体モデルに基づく音声の合成および分析に関する研究”, 学位論文, 北海道大学 (1987).

[3] 日本音声言語医学会 編: “声の検査法”, 医歯薬出版株式会社 (1979).

[4] 柴谷方良, 影山太郎, 田守育啓: “言語の構造: 音声・音韻篇”, くろしお出版 (1981).

[5] Fant,G.: “Acoustic analysis and synthesis of speech with applications to Swedish”, Ericson Tech., **15**, 1, pp. 21–23 (1959).

[6] Ishizaka,K. and Flanagan,J.L.: “Synthesis of voiced sounds from two-mass model of the vocal cords”, Bell Syst. Tech. J.,61, pp. 1232–1268 (1972).

[7] 石坂謙三, フラナガン,J.L.: “声帯音源の自励振動モデル”, 音響学会誌, **34**, pp. 122–131 (1978).

[8] 飯嶋弘久: “声帯の物理現象に関する有限要素法シミュレーションの研究”, 学位論文, 付録 A, pp. 161–164, 北海道大学 (1991).

[9] Motoki,K. and Miki,N: “Measurement of intraoral sound pressure distributions of Japanese vowels”, Proc. 1992 Int. Conf. on Spoken Language Process., Banff, Canada, Fr.sAM.1.3, pp. 851–854 (1992.10).

[10] Flanagan,J.L.: “Speech analysis, synthesis and perception”, pp. 28–35, Springer -Verlag, 1965, 2nd Ed. (1972).

[11] 元木邦俊: “物理的音響特徴量に基づく音声生成過程のモデル化に関する研究”, 学位論文, 北海道大学 (1989).

[12] Morse,P.M. and Ingard,K.U.: “Theoretical Acoustics”, McGraw-Hill, pp. 332 –356 (1968).

## 第 3 章

[1] van den Berg,J.W.: “Calculation on a model of the vocal tract for vowel /i/ (meat) and on the larynx”, J. Acoust. Soc. Am., **27**, pp.332–338 (1955).

[2] Fant,G. and Sonesson: “Speech at high ambient air-pressure”, STL-QPSR, 2/1964, p.9 (1964).

[3] Flanagan,J.L.: “Speech analysis, synthesis and perception”, pp. 65–69 Springer-Verlag, 1965, 2nd Ed. (1972).

[4] Dunn,H.K.: “Methods of measuring vowel formant bandwidths”, J. Acoust. Soc. Am. **33**, pp. 1737–1746 (1961).

[5] 鈴木誠史, 中津井 護: “声道伝達特性に及ぼす声道壁の効果”, 音響学会講論集, 2–4–3, pp. 319–320 (1974–10).

[6] Atal, B.S.: “Towards determinating articulator positions from the speech signal ”, Speech Com. Seminar, Stockholm, Vol.1, p.1 (1974).

[7] Ishizaka,K., French, J.C. and Flanagan, J.L.: “Direct determination of vocal tract wall impedance”, IEEE Trans. ASSP, 23, pp. 370–373 (1975).

[8] Flanagan,J.L., Ishizaka, K. and Shipley, K.L.: Bell. Syst. Tech.J., 54, p. 485 (1975).

[9] 鈴木誠史: “声道壁インピーダンスの検討”, 音響学会誌, **34**–3, pp. 149–156 (1978.3).

[10] Lunde,P.: “Acoustic Transmission Analysis of Formants in Hyperbaric Helium Speech”, ICASSP 85, 29–15–1, pp. 1141–1144 (1985).



[11] 鈴木久喜, 中井孝芳: “声道壁インピーダンスとその音声パラメータへの影響” , 文部省科研費補助金 重点領域「音声言語」(昭和 62 年度), N0. PASL 62–11–1 (1987).

[12] Kamiyama,N., Miki,N. and Nagai,N.: “Measurement of acoustic reflection characteristics of the human cheek”, J. Acoust. Soc. Jpn. (E) **11**, pp. 207–214 (1990).

[13] 党 建武, 中井孝芳, 鈴木久喜: “声道内音圧及び頬の振動加速度による頬インピーダンス”, 音響学会誌, **48**–9, pp. 621–628 (1992).

## 第 4 章

[1] “管内法による建築材料の垂直入射吸音率測定法”, 日本工業規格, JIS A1405 (1963).

[2] Saybert,A.F. and Ross,D.F.: “Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique”, J. Acoust. Soc. Am., **61**, pp. 1362–1370 (1977).

[3] Chung,J.Y. and Blaser,D.A.: “Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. 1. Theory”, J. Acoust. Soc. Am., **68**, pp. 907–913 (1980).

[4] Chung,J.Y. and Blaser,D.A.: “Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. 2. Experiment”, J. Acoust. Soc. Am., **68**, pp. 914–921 (1980).

[5] 元木邦俊: “物理的音響特徴量に基づく音声生成過程のモデル化に関する研究”, 学位論文, p.44, 北海道大学 (1989).

[6] 鈴木誠史: “声道壁インピーダンスの検討”, 音響学会誌, **34**–3, pp. 149–156 (1978.3).

## 第 5 章

[1] Flügge,W.: “Viscoelasticity”, Springer-Verlag, 2nd. Ed., pp. 180–185 (1975).

[2] 中川鶴太郎: “レオロジー”, 第 5 章, 岩波全書 249 (1960).

[3] 岡 小天: “レオロジー入門”, pp. 137–152, 工業調査会 (1970).

## 第 6 章


[1] Rokkaku,M., Hashimoto,K., Imaizumi,S., Niimi,S. and Kiritani,S.: "Measurements of the three-dimensional shape of the vocal tract based on the magnetic resonance imaging technique", Ann. Bull. Res. Inst. Logop. Phonaiatr. 20, pp. 47–54 (1986).

[2] Baer,T., Gore,J.C., Gracco,L.C. and Nye, P.W.: "Analysis of vocal tract shape and dimensions using magnetic resonance imaging: Vowels", J. Acoust. Soc. Am. **90**, No.2, pp. 799–828 (1991).

[3] 松村雅史, 杉浦淳: "磁気共鳴映像法 (MRI) による声道形状の計測", 信学論 (A), **J75–A**,7, pp.1115–1123 (1992–6).

[4] McMinn,R.M.H. and Hutchings,R.T. : "人体解剖カラーアトラス", 南江堂 (1979).

[5] 元木邦俊: "物理的音響特徴量に基づく音声生成過程のモデル化に関する研究", 学位論文, pp. 53–55, 北海道大学 (1989).

[6] 佐賀聡人: "音声生成系の実体的モデルに基づく音声の合成および分析に関する研究", 学位論文, 北海道大学 (1987).

[7] 大村 浩: "音声合成と分析のための声道モデルに関する研究", 電総研研究報告 第 905 号, UDC 524.24 : 534.78 (1989).

[8] Flanagan,J.L.: "Speech analysis synthesis and perception", Springer-Verlag, 1965, 2nd Ed., pp. 65–69 (1972).

[9] Hecker, M.H.L.: "Studies of nasal consonants with an articulatory speech synthesizer", J. Acoust. Soc. Am., **34**, pp. 179–188 (1962).

[10] Castelli,E., Perrier,P. and Badin,P.: "Acoustic considerations upon the low nasal formant based on nasopharyngeal tract transfer function measurements", Proc. Eurospeech 89, Vol.2, pp. 412–413, (1989).


## 第 7 章


[1] Ishizaka,K., French, J.C. and Flanagan, J.L.: "Direct determination of vocal tract wall impedance", IEEE Trans. ASSP, 23, pp. 370–373 (1975).





[2] 鈴木久喜、中井孝芳: "声道壁インピーダンスとその音声パラメータへの影響", 文部省科研費 重点領域「音声言語」研究報告,PASL 62–11–1 (1987).

[3] Flügge, W.: "Viscoelasticity", Springer-Verlag, 2nd. Ed., pp.159–185 (1975).

[4] 元木邦俊, 三木信弘, 永井信夫: "口腔内部の音圧分布特性について", 音響学会講論集, 3–6–6, pp. 277–278 (1990–9).

[5] 鈴木久喜, 党 建武, 中井孝芳: "音声発声時の口唇, 鼻孔, 咽頭部の音と振動の測定および非鼻音化音声における鼻腔口腔間の音響漏えいのシミュレーション", 信学論 (A), **J74–A**, 12, pp. 1705–1714 (1991).


## 第 8 章


[1] 中井孝芳, 党 建武, 鈴木久喜:"閉鎖軟口蓋の振動による鼻腔口腔結合モデルを考慮した音声生成モデル", 信学技報, **SP89**–145 (1989).

[2] 佐賀聡人, 三木信弘, 永井信夫: "連続音声合成のための動的声道シミュレータの構成法", 信学論 (A), **J68–A**, 3, pp.332–339 (1985).

[3] Miki,N.: "Appriction of ARMA digital lattice filter to speech analysis and reconstruction," in Ed. Nobuo Nagai; Linear Circuit, System and Signal Proccessing: Advanced Theory and Apprications, Marcel Dekker, New York (1990).

[4] 大村 浩: "音声合成と分析のための声道モデルに関する研究", 電総研研究報告 第 905 号, UDC 524.24 : 534.78 pp.69–70 (1989).

[5] 入江隆, 岡久雄, 山本辰馬 : "衝撃応答法による生体表面の力学特性の計測," 信学論 (D–II), **J75–D–II**, No.4, pp.799–807 (1992).


## 第 9 章


[1] Iijima,H., Miki,N. and Nagai,N.: "Glottal impedance based on a finite element analysis of two-dimensional unsteady viscous flow in a static glottis", IEEE Trans. Signal Process., 40–9, pp. 2125 –2135 (1992).

[2] 広奥暢, 飯嶋弘久, 三木信弘, 永井信夫: "声道形状の 3 次元有限要素モデル作成法", 信学論 (A), **J75–A**, No.3, pp.483–490 (1992).


## 付録


[1] Flügge, W.: "Viscoelasticity", Springer-Verlag, 2nd. Ed., pp159–185 (1975).

[2] 松信八十男: "変形と流れの力学", p.72, 朝倉書店 (1981).

## 著者の発表論文

### 学会誌


[1] Kamiyama, N., Miki, N. and Nagai, N.: "Measurement of acoustic reflection characteristics of the human cheek", J. Acoust. Soc. Jpn. (E), **11**, pp. 207–214 (1990–6).

[2] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "粘弾性体モデルを用いた声道壁インピーダンスについての考察", 信学論 (A), **J75–A**, No.11, pp.1600–1600 (1992–11).


### 国際会議


[3] Kamiyama, N., Miki, N. and Nagai, N.: "measurement of acoustic reflection characteristics of the human cheek", Joint Tech. Conf. on Circuits, Syst. Comput. and Commun., '89, pp. 93–98 (1989–6).


### 技術研究報告


[4] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "頬の音圧反射特性の測定", 信学技報, **SP89**–6 (1989–5).

[5] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "弾性壁を持つ均一音響管内部の減衰定数の同定", 信学技報, **SP90**–5 (1990–5).

[6] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "粘弾性声道壁の声道モデルへの導入と声道伝達特性に及ぼす影響について", 信学技報, **SP91**–43 (1991–7).

[7] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "声帯振動によって起こる声道壁強制振動の動的シミュレーション", 信学技報, **SP92**–42 (1992–7).


### 講演論文


[8] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "口唇以外から放射される音声の特徴について", 昭和 63 年 電気関係学会北海道支部連合大会, 146 (1988–10).

[9] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "音圧駆動によって得られた声道壁インピーダンスについての検討", 平成元年 電気関係学会北海道支部連合大会, 262 (1989–10).





[10] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "音圧駆動によって得られた声道壁インピーダンスについての検討", 音響学会秋期研究発表会, 2–3–2 (1989–10).

[11] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "音圧特性が既知である弾性均一音響管の減衰定数の同定", 音響学会春期研究発表会, 2–4–18 (1990–3).

[12] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "粘弾性挙動を示す声道壁インピーダンスモデルについての考察", 平成 2 年 電気関係学会北海道支部連合大会, 146 (1990–10).

[13] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "声道壁の粘弾性体近似モデルについて", 音響学会秋期研究発表会, 3–6–5 (1990–10).

[14] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "粘弾性声道壁の影響について", 音響学会秋期研究発表会, 1–6–12 (1991–10).

[15] 神山直久, 三木信弘, 元木邦俊, 永井信夫: "MRI-CT による声道の 3 次元的特徴量の抽出", 平成 3 年 電気関係学会北海道支部連合大会, 175 (1991–10).

[16] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "声帯振動によって直接駆動される声道壁振動について", 音響学会秋期研究発表会, 1–P–21 (1992–10).

[17] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "音声生成モデルにおける声道形状の複雑さの考察", 平成 4 年 電気関係学会北海道支部連合大会, 348 (1992–10).


### その他


[18] 神山直久, 三木信弘, 永井信夫: "音圧反射特性の実測により得られた声道壁インピーダンスの声道伝達特性に及ぼす影響", 第 44 回応用電気研究所 研究発表会, II–3 (1989–9).