機械力学モデルによる発声の解析

松崎 雄嗣・池田 忠繁

An Analysis of Phonation Using a Mechanical Model

Yuji Matsuzaki and Tadashige Ikeda

A two-dimensional vocal cords model coupled with a one-dimensional unsteady flow model is presented for an analysis of phonation. The vocal cords model consists of distributed springs and dampers covered with a massive elastic membrane. The flow model includes energy loss of flow separation and reattachment. Using this analytical model the effect of the stiffness of the vocal cords on the sound quality of speech is examined. The numerical results show that as the stiffness increases, the fundamental frequency of the vocal cords' oscillation increases except around the stiffness at which the vocal cords start to oscillate without contact. In the case of very low stiffness, the vocal cords oscillate non-periodically.

Key words: 発声, 声帯振動, 機械力学モデル

1. 序 論

声は、肺から出て気道を伝わってきた空気の流れと声帯が相互に干渉して生じる自発的な振動（自励振動）が音源となり、そこで発生する空気圧の変動が、咽頭、口腔、鼻腔などから成る声道で共鳴し、その特定の周波数成分が増幅され、口唇や鼻孔から大気中に放射されることにより発生する。従って、基本的に空気流、声帯、声道の機械力学的特性、幾何学的形状によって決定される全く力学的な現象である。

発声のメカニズムの解明のために、古くから発声器官や空気の流れを力学的に表したモデルを用いて解析が行われており、解析モデルを大別すると、声帯を1) 集中質量または、2) 連続体として扱う二種類のモデルに分けることが出来る。

代表的な集中質量モデルは、Ishizaka-Flanagan¹⁾により提案された二質量モデルで、そこでは一対の声帯のそれぞれを流れの方向に並べた二組の質量-減衰器-ばね系で置き換えている。また、声帯に作用する空気力は、声門内で流量が一定であるとした準定常一次元流空気力を用いている。声帯の挙動を精度良く表すためには二質量モデルでは十分とは言えないが、合成音の音源や発声の基本的な事柄を理解するための道具としては有用であり、より実際に近い声帯の挙動が得られるよう、モデルの改良が行われている^{2, 3)}。

連続体モデルとしては、加川ら⁴⁾の二次元有限要素モデルや、Tize-Talkin⁵⁾の三次元有限要素モデルがある。加川らのモデルでは、声帯振動のみを考えており、気管や声

道での共鳴は考慮されていない。Tize-Talkin のモデルでは、声帯は三次元的に表されているが、声帯に作用する空気力に関しては、二質量モデルと同様な準定常一次元流空気力を用いており、声帯モデルと空気力モデルの整合性に欠けている。

著者らは、これまでに、内部に流体を伝える柔らかい管の自励振動について、多くの理論的・実験的研究を行っている^{6~10)}。特に声門流れに関する研究では、振動する狭窄を持つ流路内の圧力分布の計測、および、流れが剥離・再付着している声門下流の圧力分布を精度良く表すことができる非定常一次元流モデルの導出と実験によるそのモデルの有効性の確認を行っている¹¹⁾。また、声帯の上皮を弾性的な膜、固有層および声帯筋を分布ばね-減衰器系で表した二次元連続体モデルを提案し、前述した著者らの非定常一次元剥離再付着流モデルから得られる空気力を用いて、音声生成の基礎的解析を行っている^{12~14)}。

本報では、声帯の衝突が考慮された著者らのモデル¹⁴⁾を用いて声帯のスチフネス変化が音声波形に与える影響を調べるとともに、互いの声帯が衝突しながら振動する表声と互いの声帯が衝突しない裏声の音声波形について力学的考察を行う。

2. 気道モデルと支配方程式

図1に示すように、気道モデルは、肺、気管支・気管、声帯部、仮声帯部、声道、口唇より構成される。X軸を気道の軸方向に取り、X軸に垂直にZ軸を取る。また、図には示していないが、X-Z面に垂直にY軸を取る。肺の内圧を P_L 、気管支・気管を断面積 $A(X)$ の一次元管、声帯

図1 気道モデル

部および仮声帯部を X 軸に関して対称な幅 $2B(X, T)$ 、奥行き W の矩形断面流路、声道を断面積 $A(X)$ の一次元管とし、気道内部の流れは非定常一次元流とする。ここで、 T は時間を表す。

2.1 声帯の運動方程式

声帯は Z 軸方向にのみ振動すると仮定すると、声帯の運動方程式は以下のように与えられる。

$$\rho_m \frac{\partial^2 B}{\partial T^2} + C \frac{\partial B}{\partial T} + F = P + kEh\epsilon \quad (1)$$

ただし、 C 、 $F(B, B_0)$ 、 ρ_m 、 k 、 E 、 h 、 ϵ はそれぞれ、声帯をモデル化した、ばね・減衰器系の粘性減衰係数および復原力、弾性膜の単位面積当たりの質量、曲率、スチフネス、厚さ、および、伸び歪であり、 $P(X, T)$ 、 $B_0(X)$ はそれぞれ声帯に作用する空気の圧力および声帯の初期形状である。

本来、声帯の形状は三次元であり、声門の幅は図1で X - Z 面に垂直な Y 軸方向にも変化している。従って、声帯が互いに近づき、衝突する時、 Y - Z 面では、 Y 軸方向のある点から接触が始まり、徐々に接触範囲が広がる。一方、接触した後声帯が離れていく時には、その逆の挙動をする。また、ここでは声門は完全には閉じず、背中側の端には必ず隙間が存在する場合を考える。二次元流路モデルでは、声門の幅の Y 軸方向の平均値を流路幅 $2B$ として表している。そこで、二つの閾値 B_p 、 B_w を設け、前述の声帯の三次元的な衝突を近似する。即ち、 $B > B_p$ の時、 Y - Z 面において、声門は完全に開いており、 $B_w < B \leq B_p$ の時、声門の一部分が接触しており、 $B \leq B_w$ の時、声門は背中側の端の隙間 B_w 以外は完全に閉じている状態と仮定する。これらの領域で、声帯の復原力 F および粘性減衰係数 C を以下のように与える。

$$\begin{aligned} B > B_p \text{ の時,} \\ F &= K(B - B_0) \{1 + \eta(B - B_0)^2\} \\ C &= 2\zeta \sqrt{\rho_m K} \\ B_w < B \leq B_p \text{ の時,} \\ F &= K(B - B_0) \{1 + \eta(B - B_0)^2\} \\ &\quad + K_p(B - B_p) \{1 + \eta_p(B - B_p)^2\} \\ C &= 2(1 + \zeta) \sqrt{\rho_m K} \end{aligned} \quad (2)$$

$B \leq B_w$ の時、

$$\begin{aligned} F &= K(B - B_0) \{1 + \eta(B - B_0)^2\} \\ &\quad + K_p(B - B_p) \{1 + \eta_p(B - B_p)^2\} \\ &\quad + K_w(B - B_w) \{1 + \eta_w(B - B_w)^2\} \\ C &= 2(1 + \zeta) \sqrt{\rho_m K} \\ B &= B_w \end{aligned}$$

ただし、 K_p 、 η_p 、 K_w 、 η_w はそれぞれ、声帯が部分的に接触している時の線形スチフネス係数と非線形スチフネス係数、声帯が完全に接触している時の線形スチフネス係数と非線形スチフネス係数を表す。粘性減衰に関しては、二質量モデル^{1, 2)} の場合と同様に、声帯が接触している場合は減衰比が1だけ増加すると仮定する。また、 $B \leq B_w$ の時、流れに関してのみ $B = B_w$ とする。

2.2 声門流れ

声帯部および仮声帯部の X 軸方向の長さは、声の波長に比べ十分に短いので、それらを通る流れの支配方程式は、非定常一次元非圧縮剥離再付着流モデル¹¹⁾ を用いて、以下の式で与えられる。

$$\frac{\partial B}{\partial T} + \frac{\partial BU}{\partial X} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial BU}{\partial T} + \frac{\partial \{(BU)^2/B_D\}}{\partial X} = -\frac{B}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} - BG_1 \quad (4)$$

ただし、 $U(X, T)$ 、 ρ は流速、空気の密度である。 $G_1(U, B)$ は声門流れの粘性抵抗で、剥離領域では $G_1 = 0$ とし、付着領域では $G_1 = 3\nu U/B^2$ とする。ここで、 ν は空気の動粘性係数である。 $B_D(X, T)$ は、流れの剥離領域では剥離したジェットとその両側の澱んだ領域を分ける分割流線の形状を表し、付着領域では流路形状 B と等しい。また、流れは声帯部下流端より剥離し、仮声帯部下流端で再付着すると仮定する。

2.3 気管支・気管、声道流れ

気道内では、音速、密度の変化量はそれらの絶対値に比べ微小であることより、気管支・気管および声道内の流れは、以下の非定常一次元圧縮流の式で表すことができる。

$$A \frac{\partial P}{\partial T} + \rho c^2 \frac{\partial AU}{\partial X} + AU \frac{\partial P}{\partial X} = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial T} + \frac{1}{2} \frac{\partial U^2}{\partial X} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X} - G_2 \quad (6)$$

ただし, c は音速であり, $G_2(U, A)$ は気管支・気管および声道流れの粘性抵抗で, ここでは $G_2 = 8\pi\nu U/A$ と仮定する.

2.4 境界条件と初期条件

肺と気管支の接続部, 気管と声帯部の接続部, 仮声帯部と声道の接続部では, 全圧と流量が保存されると仮定する.

口唇での圧力は, 平板に組み込まれた円形のピストンに作用する負荷に基づいて, 以下の式で与える¹⁵⁾.

$$P = \rho \frac{8}{3} \sqrt{\frac{A}{\pi^3}} \frac{\partial U}{\partial T} \quad (7)$$

発声の開始は, 気道内の圧力と流速が0の状態から, 肺の内圧 P_L を, 式(8)に基づき, 0 から P_{LN} に時間 T_p で変化させることにより行う.

$$P_L = \begin{cases} \frac{P_{LN}}{2} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{\pi T}{T_p}\right) \right\} & (0 \leq T < T_p) \\ P_{LN} & (T \geq T_p) \end{cases} \quad (8)$$

3. 数値計算結果と考察

3.1 パラメータの値と計算方法

気管支・気管は長さ23cm, 一様断面積2.46cm²の管とする. 声帯部の初期形状は, 長さ1.04cm, 流入角49度, 流入部の幅1.64cm, 流出角0度, 流出部の幅0.04cmとなる様な三次曲線で表し, 対称軸より片側半分の形状を仮声帯部の形状と合わせて図2に示す. 声道の形状は, Baerら¹⁶⁾のMRIによる母音/a/の計測データを参考にして決め, その概形を図3に示す. ここで, X_T は声道の上流端からの距離である.

空気, 気道などに関するパラメータの値は以下のようにした.

$$\begin{aligned} P_{LN} &= 8 \text{ kdyn/cm}^2, \\ K &= eK_0, K_0 = 100 \text{ kdyn/cm}^3, \eta = 100 \text{ cm}^{-2}, \\ K_p &= 1.5K, \eta_p = 5\eta, K_w = 1.5K, \eta_w = 5\eta, \\ \rho_m &= 10 \text{ g/cm}^3, \zeta = 0.3, \\ E &= eE_0, E_0 = 4000 \text{ kdyn/cm}^2, h = 0.05 \text{ cm}, \\ W &= 1.5 \text{ cm}, B_p = 0.02 \text{ cm}, B_w = 0.01 \text{ cm}, \\ \rho &= 0.0011 \text{ g/cm}^3, c = 35000 \text{ cm/s}, \\ \nu &= 0.17 \text{ cm}^2/\text{s}, \\ T_p &= 10^{-3} \text{ s} \end{aligned}$$

ただし, e はスチフネスの変化の影響を調べるためのパラメータである.

声帯の運動方程式および流体の支配方程式は, 著者らが提案した計算手法¹⁴⁾を用いて数値積分した. その際, 気管支・気管, 声帯部, 声道をそれぞれ, 10, 10, 17分割し, 時間ステップは 10^{-5} sとした.

3.2 計算結果と考察

スチフネスパラメータ e を0.6から2.0まで変化させ, 声

帯のスチフネスの変化が音声波形に与える影響を調べた.

最初に, 声帯のスチフネスが基本振動数に与える影響を調べた. 図4に, 声道への入力となる喉頭原音の成分である声門下流端での流量 Q_{sp} のスペクトルを示す. $e=0.6$ から0.8までは基本振動による明らかなピークが現れず, 非

図2 声帯部の初期形状と仮声帯部の形状¹⁶⁾

図3 声道の断面積分布¹⁶⁾

図4 声帯スチフネスの増加に対する声門下流端流量 (Q_{sp}) のスペクトルの変化

図5 $e=0.8$ の場合の音声波形

- (a) 声門上・下流端流量 (Q_{sb} , Q_{sp}) と声門下流端流
路半幅 (B_{sp}) の波形
(b) 口唇全圧 (TP) と声門上・下流端圧力 (P_{sb} , P_{sp})
の波形
(c) 声門下流端流量 (Q_{sp}) と口唇全圧 (TP) のスペ
クトル

周期的な振動であることが分かる。 $e=0.9$ 以上ではスペクトルに明らかなピークが存在し、150Hz から250Hz の間にある最大のピークが基本振動数である。また、 e の増加に伴い、基本振動数は増加していくが、 $e=1.3$ と1.4の間では減少している。

図6 $e=1.0$ の場合の音声波形

- (a) 声門上・下流端流量 (Q_{sb} , Q_{sp}) と声門下流端流
路半幅 (B_{sp}) の波形
(b) 口唇全圧 (TP) と声門上・下流端圧力 (P_{sb} , P_{sp})
の波形
(c) 声門下流端流量 (Q_{sp}) と口唇全圧 (TP) のスペ
クトル

次に、前述のスペクトルの性質から、スティフネスに対する声帯の振動挙動は $e \leq 0.8$, $0.9 \leq e \leq 1.3$, $1.4 \leq e$ の三領域に大別することができると考え、それぞれの領域の音声波形を調べた。

図5, 6, 7 に三領域の代表として $e=0.8, 1.0, 2.0$ と

図7 $e=2.0$ の場合の音声波形

- (a) 声門上・下流端流量 (Q_{sb} , Q_{sp}) と声門下流端流路半幅 (B_{sp}) の波形
- (b) 口唇全圧 (TP) と声門上・下流端圧力 (P_{sb} , P_{sp}) の波形
- (c) 声門下流端流量 (Q_{sp}) と口唇全圧 (TP) のスペクトル

した時の音声波形をそれぞれ示す。図において、(a)は声門上、下流端での流量 Q_{sb} , Q_{sp} と声門下流端での流路半幅 B_{sp} , (b)は口唇での全圧 TP と声門上、下流端での圧力 P_{sb} , P_{sp} , (c)は Q_{sp} と TP のスペクトルを示す。ここで、矢印で示した振動数は、用いた声道モデルの共鳴振動数を

表す。

まず、 $e=1.0$ について説明する。図6(a)において、 B_{sp} の波形は最小値 B_w で切られた形になっており、声帯が衝突していることを示している。また、この波形から B_{sp} は高周波数成分まで含むことが分かる。 Q_{sb} および Q_{sp} は、 B_{sp} が狭くなると抵抗が大きくなるので減少し、 B_{sp} が広がると逆に増加しているが、流体の慣性力の影響のため、 B_{sp} よりも少し位相が遅れている。また、声帯振動による Q_{sb} と Q_{sp} の差は、0.002s 当たりで $40\text{cm}^3/\text{s}$ を越えており、それ以外でも、図からは確認できないが、声門部の容積変化量が大きい時刻では $30\text{cm}^3/\text{s}$ 以上となっていた。図6(b)より、 P_{sb} と P_{sp} とは、基本振動は逆位相で、共鳴成分は同位相で振動している様に見える。この事は以下のように説明できる。基本振動において、 P_{sb} は Q_{sb} の減少率に比例して増加し、 P_{sp} は B_{sp} の増加に伴って増加する。また、前述したように Q_{sb} は B_{sp} よりやや位相が遅れているので、 P_{sb} と P_{sp} の基本振動は逆位相で振動している様に見える。一方、共鳴は定在波によるものなので、共鳴成分は同位相で振動している。図6(c)より、声帯の衝突のため喉頭原音の成分である Q_{sp} のスペクトルが高周波数成分まで含むため、 TP のスペクトルには高次フォルマント成分まで現れることが示されている。

$e=2.0$ では、図7(a)の B_{sp} の波形より、声帯は互いに衝突していないことが分かる。このために、原音が高周波数成分まで含まず、 TP のスペクトルにも高次フォルマント成分は現れない。また、声帯の衝突により声帯のスチフネスが大きくなる効果が得られなくなるので、図4のスペクトルで $e=1.3$ と 1.4 の間で、基本振動数が一旦減少したのと考えられる。

$e=0.8$ では、図5(a)の B_{sp} の波形より、声帯の振動が非周期的であり基本振動が存在しないため、図4のスペクトルで明らかなピークが現れなかったと考えられる。しかし、原音は高周波数成分まで含むので、 TP のスペクトルには高次フォルマント成分まで現れる。また、この様に声帯のスチフネスが小さい場合に生ずる非周期的な振動は池田・松崎¹²⁾ や Berry¹⁷⁾ によっても報告されている。

4. 結 論

著者らの提案する二次元流路声帯モデルを用いて音声生成の数値シミュレーションを行い、声帯のスチフネスが音声波形に与える影響を調べた。その結果をまとめると、以下の通りである。

(1) 声帯振動により声門内で流量は一定とはならないが、その影響は大きくない。

(2) 声帯のスチフネスを徐々に大きくしていくと声は高くなっていくが、表声から裏声に変わる時に声が一旦低くなる。また、スチフネスが小さい時には声帯は非周期的な振動をする。

(3) 表声に現れる音声波形の高次フォルマント成分は、声帯の衝突により喉頭原音の波形が高周波数成分まで含む

ため発生する。

謝 辞

本研究の一部は文部省科学研究費補助金（基盤研究（B）課題番号08455090）により実施された。記して感謝の意を表す。

文 献

- 1) Ishizaka K & Flanagan JL: Synthesis of Voiced Sounds from a Two-Mass Model of the Vocal Cords. Bell Syst. Tech. J. 51-6: 1233~1268, 1972.
- 2) Koizumi T et al: Two-Mass Models of the Vocal Cords for Natural Sounding Voice Synthesis. J. Acoust. Soc. Am. 82-4: 1179~1192, 1987.
- 3) Story BH & Titze IR: Voice Simulation with a Body-Cover Model of the Vocal Folds. J. Acoust. Soc. Am. 97-2: 1249~1260, 1995.
- 4) 加川幸雄ほか: 声帯自励振動の有限要素シミュレーション. シミュレーション 1-2: 44~50, 1982.
- 5) Titze IR & Talkin DT: A Theoretical Study of the Effects of Various Laryngeal Configurations on the Acoustics of Phonation. J. Acoust. Soc. Am. 66-1: 60~74, 1979.
- 6) Matsuzaki Y & Matsumoto T: Flow in a Two-Dimensional Collapsible Channel with Rigid Inlet and Outlet. Trans. ASME J. Biomech. Eng. 111-3: 180~184, 1989.
- 7) 松崎雄嗣, 池田忠繁: 流体を伝える柔らかいチューブの二次元流路モデルによる数値解析. 日本機械学会論文集 (B編), 57-534: 486~493, 1991.
- 8) 松本健志, 松崎雄嗣: 狭窄を持つ二次元流路内の剥離流の実験的研究. 日本機械学会論文集 (B編), 57-541: 2931~2936, 1991.
- 9) 松本健志, 松崎雄嗣: 流れの剥離を伴う二次元弾性流路内の流れ (流路の激しい振動を扱う数学モデル). 日本機械学会論文集 (B編), 57-544: 4052~4057, 1991.
- 10) Matsuzaki Y et al: Analysis of Flow in a Two-Dimensional Collapsible Channel Using Universal "Tube" Law. Trans. ASME J. Biomech. Eng. 116-4: 469~476, 1994.
- 11) 池田忠繁ほか: 振動する狭さくをもつ二次元流路内のはく離流 (数値解析と実験). 日本機械学会論文集 (B編), 60-571: 750~757, 1994.
- 12) 池田忠繁, 松崎雄嗣: 一次元非定常声門流れによる音声の生成. 日本機械学会論文集 (B編), 60-572: 1226~1233, 1994.
- 13) Ikeda T & Matsuzaki Y: Flow Theory for Analysis of Phonation with a Membrane Model of Vocal Cord. Proc. 1994 Int. Conf. Spoken Language Processing, 2: 643~646, 1994.
- 14) 池田忠繁, 松崎雄嗣: 声帯の衝突を考慮した二次元声帯モデル. 日本機械学会論文集 (C編), 63-607: 693~699, 1997.
- 15) Morse PM: Vibration and Sound: 326~333, McGraw-Hill, 1948.
- 16) Baer T et al: Analysis of Vocal Tract Shape and Dimensions Using Magnetic Resonance Imaging: Vowels. J. Acoust. Soc. Am. 90-2: 799~828, 1991.
- 17) Berry DA et al: Interpretation of Biomechanical Simulations of Normal and Chaotic Vocal Fold Oscillations with Empirical Eigenfunctions. J. Acoust. Soc. Am. 95-6: 3595~3604, 1994.

別刷請求先 〒464-01 名古屋市千種区不老町
名古屋大学工学研究科航空宇宙工学専攻
松崎雄嗣