

## 声帯自励振動の有限要素シミュレーション —呼気流の圧縮性の効果について—<sup>†</sup>

霜 山 竜 一\* · 加 川 幸 雄\* · 武 田 靖 之\*\*  
山 淵 龍 夫\*\* · 村 井 忠 邦\*\* · 西 塚 典 生\*\*

**ABSTRACT** Flow-excited vocal cords oscillation is numerically simulated making use of a two-dimensional finite element model. The vocal cords oscillatory system is modeled as a viscoelastic body mutually coupled with compressible nonviscous flow. The Bernoulli force is supposed to play a major role for exciting the vocal cords. The case when the flow was assumed to be incompressible was already reported. In the present paper, the contribution of the expiratory flow compressibility to the oscillation is examined. The layered inhomogeneous structure of the vocal cords and the presence of the false cords are also included in the model. The oscillatory response is demonstrated in terms of the vocal cords movement, the velocity potential, the fluid density and the sound pressure, and the conditions for self-oscillation are discussed with subglottal pressure and the driving velocity taken as parameters. The numerical results indicate that the compressibility of the expiratory flow contributes to the oscillation only in the case when the glottal velocity is extremely fast. The false cords may affect the vocal cords movement in case of intense oscillation. The layered inhomogeneity of the vocal cords does not affect its movement intrinsically. For the mechanism of the vocal cords oscillation, the compressibility of the expiratory flow and the presence of the false cords should be taken into consideration when intense oscillation may results.

### 1. ま え が き

有声音の音源である声帯の振動機構を解明することは、声帯振動のメカニズムを理解するという生理学的側面だけでなく、高品質な音声合成モデルを形成するための音源に関する情報を得るためにも重要である。声帯の振動は生体内部の現象であるため、振動中の声帯および呼気流のふるまいを直接計測することは容易ではない。これが声帯振動を決定する要因を分離同定することを難しくしている原因の1つである。声帯は声道内壁を閉ざすように堤防状に盛り上がった一對の襞である。呼気流によって声帯に振動が励起される

と、その振動が流路を開閉して逆に流れを断続することから、声帯振動は一種の発振現象であると考えられる。

声帯の振動を声帯断面に対する伸び振動が主であるとし、曲げ振動を無視した質量—バネからなる単振動モデル<sup>1)</sup>や、これを改良して固有振動の異なる2つの単振動系からなる2質量モデル<sup>2)~5)</sup>が提案されている。しかし声帯は単なる伸び振動ではなく、曲げ振動も重畳していることが観測されるため、さらに曲げ振動を考慮したモデル<sup>6),7)</sup>も提案されている。これらはすべて集中定数モデルであり、観測される音声波形を与えるように声帯の振動をモデル化したものである。集中定数モデルは声帯の動きの自由度が小さく、振動に伴う流路は断面が変化するだけに限定され、呼気流は一次元的な流れとして扱われている。したがって、このようなモデルを用いて声帯振動のより詳しいふるまいを明らかにするには限界がある。そこで声帯を2次元または3次元の連続粘弾性体と考え、有限要素法や差分法を用いてそのふるまいが考察されている<sup>8),9)</sup>。これによって振動系には多くの自由度が確保されるた

Finite Element Simulation of Flow-excited Vocal Cords Oscillation—Effect of Expiratory Air Compressibility on the Oscillation—. By Ryuichi Shimoyama and Yukio Kagawa (Faculty of Engineering, Okayama Univ.), Yasuyuki Takeda, Tatsuo Yamabuchi, Tadakuni Murai and Norio Nishizuka (Faculty of Engineering, Toyama Univ.).

\*岡山大学工学部電気電子工学科

\*\*富山大学工学部電子情報工学科

<sup>†</sup>1992年7月13日受付 1993年5月31日再受付

め、伸び、曲げの複合されたより実態に近い運動が可能な声帯モデルが構築できると考えられるからである。

呼気流の取扱いに関しては、典型的な声門形状を模した流路に、実際に空気を流して測定された結果に基づいて差圧と体積流量の関係を示す実験式<sup>4),10),11)</sup>が提案されている。一方、声門流れの数値シミュレーションが呼気流を非圧縮粘性流として2次元有限要素モデル<sup>12)~14)</sup>によって行われているが、これは特定の固定された流路における流れを取り扱ったものである。声帯の振動は声帯と呼気流の力学的な相互作用によって生ずる自励振動であるにも拘らず、これらのモデルではいずれも前者は声帯のみ、後者は呼気流のみについて考察しているにすぎない。

筆者らは、自励振動の生成に関するメカニズムを解明する上で、声帯と呼気流の相互作用が重要であると考へ、呼気流を非粘性非圧縮性流体、声帯を粘弾性体とした2次元有限要素連成振動モデル<sup>15)</sup>を用いて自励振動の生成とその条件について報告した。流体力学によれば流れの粘性はレイノルズ数 $R_e$ が $10^4$ 以上で伴流域を除いて無視できるとされている。呼気流のレイノルズ数は $10^3$ オーダーに達するため、必ずしも無視できないと思われるが、第一近似として非粘性流モデルを採用した。しかし詳細に検討すれば、得られた自励振動条件が必ずしも計測されるものと一致していないことがわかる。たとえば、通常の発音時に観測される肺圧の値は約5~10(cmH<sub>2</sub>O)<sup>16)</sup>であるのに対して、本モデルで発振に必要な肺圧は約20~30(cmH<sub>2</sub>O)で高めである。また安定に振動させるために必要な呼気流の駆動速度は約0.6~0.8(m/sec)となっている。この流速は気管の断面積を約2.2(cm<sup>2</sup>)とすると132~176(cc/sec)の呼気流量に相当する。ところが発音時の平均呼気流量は90~140(cc/sec)<sup>16)</sup>といわれていることから、駆動流速については呼気流が断続される点を考慮すれば、こちらはよい一致を示しているといえる。この肺圧の違いは特に呼気流のモデル化が必ずしも妥当でないことを示している。前モデルで考慮されていない呼気流の属性は圧縮性、粘性、慣性等である。本論文はこのうちの圧縮性の効果を取り上げ、声門部の呼気流の密度変化が声帯の振動に与える影響について考察したものである。たとえば声帯部で約100(dB, ref. 20  $\mu$ Pa)の音が生じた場合の音圧レベルは約2(Pa)

である。この値は肺圧10(cmH<sub>2</sub>O)(約980 Pa)と比較すると声帯に加わる力としては微小であるため無視できるように考えられるが、音波は本質的に粗密波であるから流体の圧縮性の効果は無視してよいことにはならないであろう。本稿では、呼気流を非粘性圧縮性流体、声帯を粘弾性体と考えた2次元有限要素連成振動モデルを用いて応答を調べる。圧縮性の効果を検討するために、流体の圧縮性の有無による振動応答の差を比較する。ついで、声帯の形状と内部構造が振動に与える影響についても検討する。次節では本声帯系のモデルについて述べる。次に有限要素法による定式化と計算手順について説明した上で2,3の声帯モデルについて応答を調べ、その振動条件を検討する。まず声帯の自由振動について調べる。すなわち声帯を2層からなる不均質モデルとした場合の効果、声帯の下流側に存在する仮声帯の効果を考察する。つぎにこれらと結合した流体連成モデルによる自励振動について調べる。

## 2. 声帯系モデル

呼気流は、声門部では声帯が閉じて流れが停止する状態から声帯が開いてレイノルズ数 $10^3$ オーダーで流れる状態まで流れの変化が大きく、そのうえ流路形状が時間的に変化する。したがって、声帯との連成振動のメカニズムを考察する上で、厳密には呼気流の圧縮性、粘性、渦、慣性のいずれも無視することはできず、呼気流を非定常圧縮粘性流体として取り扱うことが望まれる。これらをすべて含めて模擬することは容易ではない。声帯の自励振動の主たるメカニズムは流体のベルヌーイ力による弾性体励振と考へて、さきに流体を非圧縮非粘性流体とし声帯を粘弾性体とした連成モデル<sup>15)</sup>でそのふるまいを考察した。そこで、次にこれらのそれぞれの効果を調べる意味で、ここではまず流体の圧縮性の効果を検討する。呼気流の最大レイノルズ数が $10^3$ のオーダーであることから、さきの報告と同様第一近似として呼気流を準定常な非粘性流体とするが、呼気流の圧縮性を考慮する。ただ、準定常モデルを採用しているため、振動に伴う密度変化は伝搬せずその効果は局所的に留まる。実際には呼気流の密度変化は空気の粗密波となり、音速で伝搬するがその伝搬時間(声帯部の寸法を10 mmとすれば約0.03 msec)は声帯の振動周期(約10 msec)に較べて十分短いため、振動生成メカニズムに対して伝搬による影響は小さいと考へる。また、本論文は振動生成とその条件が対象であり、肺や声道との相互干渉は考慮して

\*レイノルズ数  $R_e = UL/\nu$ ;  $U$ : 流れの代表的な速度

$L$ : 流れの領域の代表的な長さ

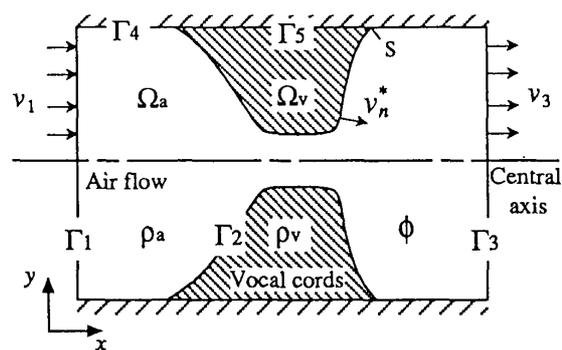
$\nu$ : 動粘性係数

いない。

次に声帯の取扱いであるが、これはさきの報告<sup>15)</sup>でも採用したモデルと本質的な差異はない。実際の声帯は多層構造となっており、声帯筋の緊張状態によって形状と剛性が変わることが知られている<sup>16)</sup>。また組織の弾性には非線形性があることも報告<sup>17)</sup>されている。声帯の変形振幅は観測データによると最大約1~2 (mm)<sup>19)</sup>にも達し、声帯の突起の高さ約6 (mm)<sup>1)</sup>と比較するとかなり大きく弾性非線形の影響は無視できないであろうが、それが自励振動生成の本質を左右するものであるとは考えられない。ここでは簡単のため、声帯自体は微小振幅振動による線形粘弾性体とみなし、比例減衰を採用した。ただ変位に伴う弾性体—流体境界の移動はモデルに組み込まれ、その意味で本モデルは非線形である。また声帯組織の層構造が振動に及ぼす影響を調べるため、内部を2層で近似し各層に異なる弾性定数を割付けた不均質モデルについても考察した。声帯の下流側に仮声帯と呼ばれる一对の小さな粘膜突起がある。仮声帯は呼吸の流れに影響を与えるほか、声帯への結合振動が考えられる。そこで仮声帯を含めた声帯形状の振動応答についても考察した。

### 3. 有限要素表示式と計算手順

声帯は、長手方向（前後方向）が突起方向に較べて十分長く、さらに端部を除いては一樣な振動を行うことが観測されるため、図1に示すような断面に関する2次元モデルとして取り扱う。一对の声帯は対称と考えてよい。したがって中心線に対して声帯の運動、呼吸の流れも対称であると仮定している。飯嶋らによる固定された流路に対する呼吸流の非定常応答解析<sup>12),13)</sup>では流れはほぼ対称であることが示されている。図に示すように領域を声帯（弾性体）領域 $\Omega_v$ と呼吸流（流体）領域 $\Omega_a$ に分ける。弾性体領域 $\Omega_v$ は境界 $\Gamma_2, \Gamma_5$ に、流体領域 $\Omega_a$ は境界 $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ に囲まれている。流体は境界 $\Gamma_1$ から流入し境界 $\Gamma_3$ から流出する。境界 $\Gamma_4$ は剛壁とする。両領域は境界 $\Gamma_2$ で接しており、境界 $\Gamma_2$ は弾性体の変形に応じて移動するものとする。流体を非粘性としているから、結合条件は境界 $\Gamma_2$ 上では接線方向の力は働かず作用するのはベルヌーイ効果による圧力（弾性体に対して法線方向力）のみである。また境界の移動速度についても弾性体の法線方向成分について連続である。さらに境界 $\Gamma_2$ が移動し図1の中心線に達した場合に流路は閉鎖したと考え、閉鎖後には境界 $\Gamma_2$ の上流側に肺圧に相当する圧力を加える。



- $\Gamma_1, \Gamma_3$  : Boundaries on which velocity is prescribed
- $\Gamma_2$  : Elastic body - fluid boundary
- $\Gamma_4$  : Rigid Boundary
- $\Gamma_5$  : Boundary to which the elastic body is fixed
- $\Omega_a, \Omega_v$  : Fluid region, elastic region
- $v_1, v_3$  : Driving velocities
- $v_n^*$  : Surface velocity of elastic body normal to  $\Gamma_2$
- $\rho_a, \rho_v$  : Fluid density, elastic density
- $\phi$  : Velocity potential
- $s$  : Point taken as stagnation in fluid

図1 流体—弾性体結合系としての声帯系モデル

次に有限要素法による定式化について述べる。流体系の汎関数は(1)式で与えられる。

$$\mathcal{L}_a = \frac{1}{2} \iint_{\Omega_a} \rho_a (\nabla \phi)^2 d\Omega - \int_{\Gamma_1} \rho_a v_1 \phi dl + \int_{\Gamma_3} \rho_a v_3 \phi dl - \int_{\Gamma_2} \rho_v v_n^* \phi dl \quad (1)$$

ここで、 $\Omega_a$ : 流体領域、 $\Gamma_1$ : 流入境界、 $\Gamma_3$ : 流出境界、 $\Gamma_2$ : 弾性体—流体境界、 $\rho_a$ : 流体密度、 $v_1, v_3$ : 流入流出速度、 $v_n^*$ : 境界 $\Gamma_2$ の法線方向速度、 $\phi$ : 速度ポテンシャルである。右辺第1項は運動エネルギーに、第2項、第3項はそれぞれ外部から供給されるエネルギーに、第4項は弾性体の運動によって流体が受ける仕事に相当する。この汎関数は非圧縮流体と同一である。しかし圧縮性流体の場合、流れが等エントロピーであると仮定すると、状態方程式、運動量方程式およびエネルギー保存関係式より、それぞれ圧力および密度と速度ポテンシャルの関係が近似的に次のように得られる<sup>22)</sup>。

$$p = p_0 - \frac{1}{2} \rho_a \left\{ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \times \left[ 1 + \frac{1}{4c_0^2} \left\{ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \right] \quad (2)$$

$$\rho_a = \rho_0 \left[ 1 + \frac{1}{2c_0^2} \left\{ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \right]$$

$$\times \left[ 1 + \frac{2-\kappa}{4c_0^2} \left\{ \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\} \right]^{-1} \quad (3)$$

ただし、 $\rho_0$ :よどみ点の密度、 $c_0$ :よどみ点の音速、 $p_0$ :よどみ点の圧力、 $\kappa$ :比熱比である。

よどみ点は図1に示すように流速が比較的の小さいと思われる境界  $\Gamma_4$  と  $\Gamma_2$  の交点  $s$  にとった。(2),(3)式はともに流速に関して非線形となる。特に(2)式は非圧縮性流体では圧力が流速の2次関数となるのに対し、圧縮性流体の場合はさらに4次の項が加わる。このため流速の大きい範囲で圧力の非線形による効果がより大きくなる可能性がある。一方、比例減衰を有する弾性体の汎関数は(4)式で表される。

$$\mathcal{L}_v = \frac{1}{2} \iint_{\Omega_v} \rho_v (\dot{d})^2 d\Omega - \frac{1}{2} \iint_{\Omega_v} k s^2 d\Omega - \iint_{\Omega_v} \alpha k s \dot{s} d\Omega - \int_{\Gamma_2} p_2 d_n^* dl \quad (4)$$

ここで、 $\Omega_v$ :弾性体領域、 $\rho_v$ :弾性体の密度、 $\dot{d}$ :弾性体の速度、 $s, \dot{s}$ :弾性体の歪、歪速度、 $k, \alpha$ :弾性体の弾性係数、減衰係数、 $p_2$ :境界  $\Gamma_2$  上加わる流体圧力(ベルヌーイ力より得られる)、 $d_n^*$ :境界  $\Gamma_2$  の法線方向変位である。左辺第1項は運動エネルギーを、第2項は歪エネルギー、第3項は消散エネルギー、第4項は圧力  $p_2$  によって弾性体が流体から受ける仕事に相当する。

(1),(4)式を離散化して汎関数を停留させることによって(5),(6)式が得られる。また(2),(3)式を離散化すると(7),(8)式が得られる。

$$\Theta_2(\rho_a) \dot{d}_2 + S(\rho_a) \phi = v_1 w_1(\rho_a) - v_3 w_3(\rho_a) \quad (5)$$

$$M \ddot{d} + \alpha K \dot{d} + K d = q_2 \quad (6)$$

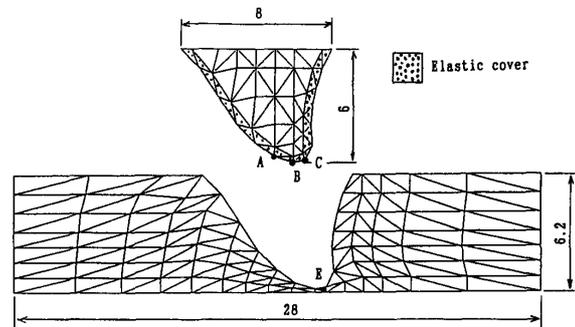
$$\Psi_2 \{ p_0 - T_a(\phi^2) - T_b(\phi^4) \} = q_2 \quad (7)$$

$$\rho_a \{ 1 + T_c(\phi^2) + T_d(\phi^4) \}^{-1} = \rho_a \quad (8)$$

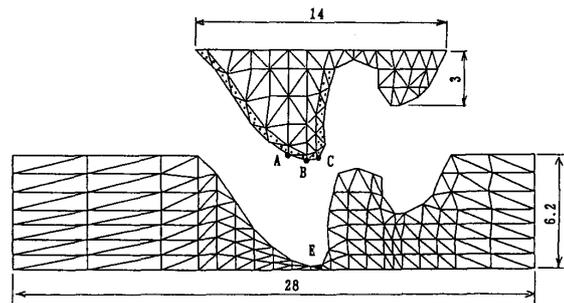
ここで  $\Theta_2$ :境界  $\Gamma_2$  上の流体-弾性体結合行列、 $\rho_a$ :流体の密度ベクトル、 $d_2$ :境界  $\Gamma_2$  上の節点速度ベクトル、 $S$ :流体のエラスタンス行列に相当する行列、 $\phi$ :流体の速度ポテンシャルベクトル、 $w_i$ :境界  $\Gamma_i$  上の配分ベクトル( $i=1, 3$ )、 $M$ :弾性体の質量行列、 $d$ :弾性体の節点変位ベクトル、 $\alpha$ :弾性体の減衰係数、 $K$ :弾性体の剛性行列、 $q_2$ :境界  $\Gamma_2$  上で流体から弾性体に作用する駆動力ベクトル(ベルヌーイ力)、 $\Psi_2$ :境界  $\Gamma_2$  上の弾性体-流体結合行列、 $p_0$ :静圧ベクトル、 $T_a, T_b, T_c, T_d$ :変換ベクトル、 $T_c, T_d$ : $\phi$  の関数、また記号の上の  $\cdot$  は時間に関する微分を示す。(5),(6)式はそれぞれ左辺第1項、右辺第1項を介して結合している。 $\Theta_2$  は(8)式で与えられる流体密度  $\rho_a$  の関数

であり、 $q_2$  は(7)式で与えられるベルヌーイ力の関数である。 $q_2$  のもつ非線形性が自励振動の励振源となる。

次に数値解析の手順について述べる。時間積分はニューマーク  $\beta$  法で行う。まず弾性体が静止しているものとする( $d = \dot{d} = \ddot{d} = 0$ )。  $t=0(\text{sec})$  で境界  $\Gamma_1, \Gamma_3$  に流入流出速度  $v_1, v_3$  を与えて、流体の速度ポテンシャル、密度および弾性体への駆動力を計算する。すなわち密度分布  $\rho_a$  および速度ポテンシャル分布  $\phi$  を(5),(8)式の関係が収束するまで反復計算して求める。次に求められた速度ポテンシャルを(7)式に代入して弾性体への駆動力  $q_2$  を計算する。弾性体はこの力による



(a) Model A	Elastic	Num. of elements	59
	body	Num. of freedom	246
	Fluid	Num. of elements	165
		Num. of freedom	382



(b) Model B	Elastic	Num. of elements	88
	body	Num. of freedom	364
	Fluid	Num. of elements	206
		Num. of freedom	475

図2 声帯モデルの要素分割と寸法(単位mm)

って駆動されるから(6)式により次の時間ステップの各部の変位  $d$ , 速度  $\dot{d}$ , 加速度  $\ddot{d}$  が求められる。以後弾性体の変形, 表面の移動によって流体領域が変わるため新しい領域に対して流体要素を再分割する。今度は上の  $\dot{d}_2$  を境界条件として新しい密度と速度ポテンシャル分布をもとめた後, 次の時間ステップの弾性体の変位, 速度, 加速度を計算するという手順を繰り返す。

声帯が声門を閉鎖する場合に, 流路は分断される。ここでは声門がある程度狭くなった位置で閉鎖したとみなし(閉鎖判定)計算を打ち切る。閉鎖判定後は, 弾性体については先端がその位置を越えて運動ができないように  $y$  方向の変位と速度を拘束した。また閉鎖箇所上流側の境界  $\Gamma_2$  に, 肺圧に相当する圧力を加える。本モデルでは流体を流速で駆動しているため閉鎖判定位置によって声門部の最大流速すなわち声帯を引きつける最大ベルヌーイ力が決定され, 声帯を引き離す力となる肺圧と拮抗するはずである。そこで肺圧(10 cmH<sub>2</sub>O: 観測値に対応)で安定した振動を行うように閉鎖判定位置を調整した。本モデルでは閉鎖判定位置は静止時の声門間隙の 1/20 である。これはさきのモデル<sup>15)</sup>(声門間隙 1/100)と較べるとかなり広がっている。そしてベルヌーイ力は弾性体先端が閉鎖判定位置より離れた時に, 弾性体に対して働くものとし, 流体は閉鎖中も閉鎖判定後の間隙を流れたままとしている。流路が狭くなると数値計算の精度が低下するので注意が必要である。

#### 4. 振動応答

声帯は 2 種類のモデルについて考察した。図 2 (a), (b)

表 1 声帯モデルの物理定数

呼	密度 (kg/m <sup>3</sup> )	1.184
	比熱比	1.403
流	よどみ点 音速*(m/sec)	340
声	弾性定数 (N/m <sup>2</sup> )	
	均質な場合	18000
	不均質な場合(カバー) (ボディ)	11000 34000
帯	ポアソン 比	0.49
	密度 (kg/m <sup>3</sup> )	1000
	減衰係数	2.5x10 <sup>-4</sup>

\* 流体の流速が零となる位置

に示すように model A は声帯のみ, model B は声帯と仮声帯からなっている。断面形状は発声時の X 線造影写真<sup>19)</sup>を参考にしている。図には寸法だけでなく有限要素分割も併せて示してある。要素は弾性体, 流体とも 2 次要素である。声帯は後述のように主に伸びと曲げの比較的 low 次振動が支配的であるため, この程度の分割で十分である。流体場についても更に分割を細かくしたものと比較したところ, 振動応答に差異がないことを確認している。声帯は不均質構造で外層部(カバー, 図の斑点で示した部分)と内部(ボディ)からなり, 外層部の弾性定数は内部より小さいことが知られている。そこでこの不均質を考慮したものと均質な場合を比較する。計算に用いた物理定数は文献<sup>9)</sup>を参考にしており, その値を表 1 に示す。声帯モデルの振動を評価するため, 弾性体先端部(図 2 (a), (b)の A, B, C 点), 流体の声門口部(図 2 (a), (b)の E 要素)に注目し変位だけでなく密度, 音圧波形の時間的経過を観察する。

(a) Homogeneous elastic cords elastic constant : 18000(N/m<sup>2</sup>) (b) Nonhomogeneous elastic cords elastic constants : cover 11000(N/m<sup>2</sup>) : body 34000(N/m<sup>2</sup>)

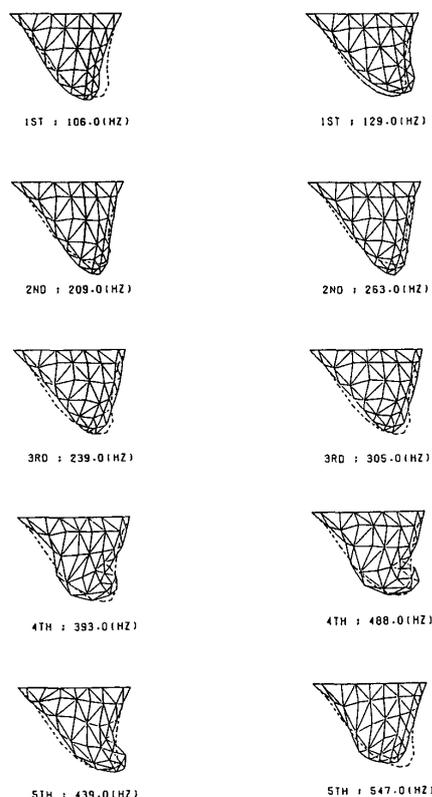


図 3 振動モード図 (model A)

## 5. 声帯の自由振動

弾性体と流体の結合振動を検討する前に、声帯モデルの自由振動応答を調べる。先に示した減衰自由振動<sup>15)</sup>からわかるように、固有振動数に対する減衰の影響は小さい。そこで、ここでは簡単のため減衰のない場合の自由振動について検討しておく。図3, 4に構造と自由振動モード(1次~5次)を示す。model Aでは(a)と(b)で内部構造および弾性定数がかかなり異なるにも拘らず、第1モードは曲げモード、第2モードは伸びモードに対応している。振動数については(b)は(a)より約10(%)高いが、これらはより要素分割が粗い先のモデル<sup>15)</sup>と本質的な差異はない。一方、model Bでは当然のことながら声帯と仮声帯の結合した振動が存在し、内部構造の違いによって(a)の第3, 4モードの順序が(b)では逆になっているが、声帯振動のメカニズムに本質的な役割を果たすと考えられる低次の2つのモード(第1, 第2)では、仮声帯は静止したままである。内部構造の差異は振動形態に本質

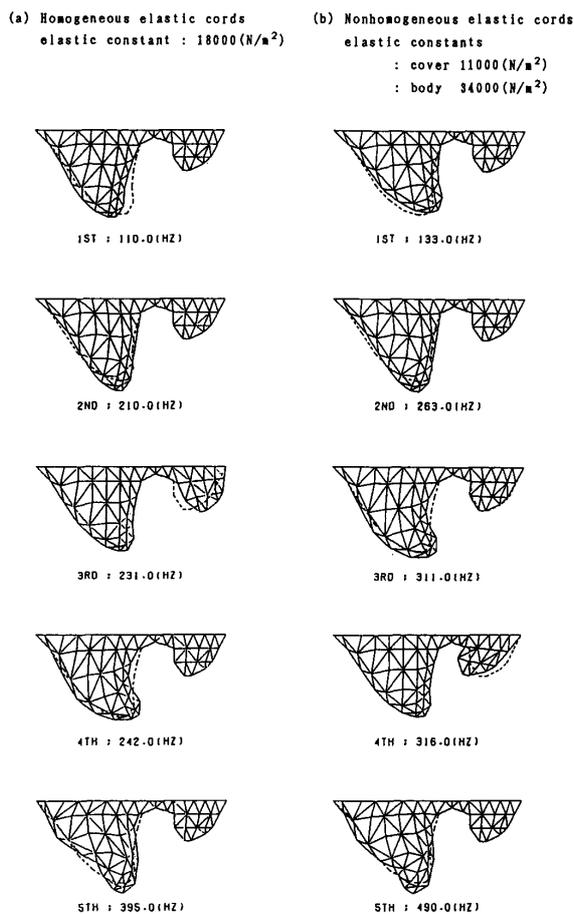


図4 振動モード図 (model B)

的な影響を与えないことがわかる。

## 6. 呼気流との結合振動

まず、均質な声帯モデル(model A)と流体の結合振動について調べた。図5, 6は図2(a)に示した声帯先端変位(y方向)の時間変化を示したものである。変位は中心線を基準しているため、これは声門間隙の時間変化に対応している。それぞれ流入流出速度 $v_1$ ,  $v_3$ , 肺圧 $P_i$ をパラメータにとっている。図5に示すように肺圧を10(cmH<sub>2</sub>O)とした場合、流入流出速度0.8~0.9(m/sec)付近で比較的安定に振動している。振動はまず声門が一度閉鎖してから始まっている点は先の非圧縮モデル<sup>15)</sup>と同様である。声門を通過する流体の平均流速は約25(m/sec)で、この流速は約

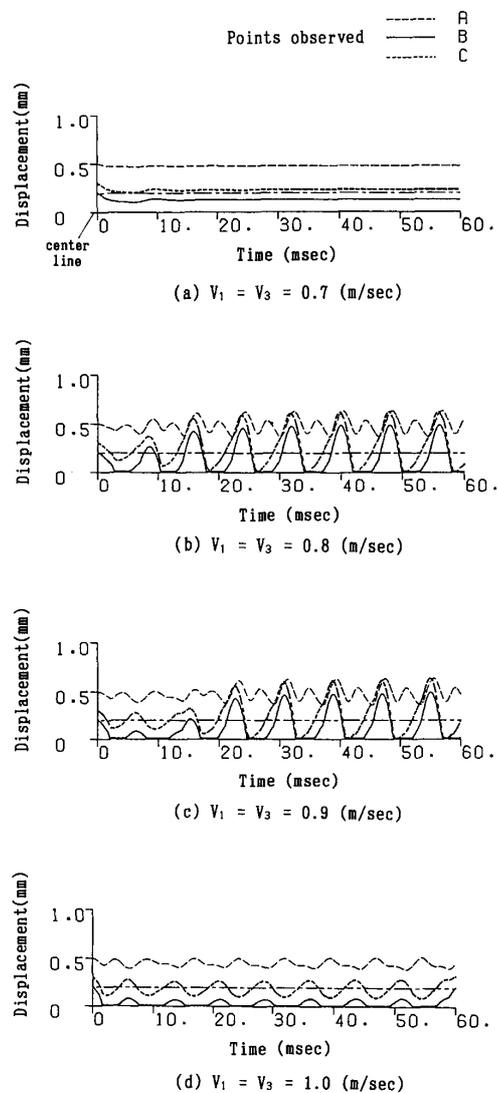


図5 声帯(均質モデル, model A)先端の変位応答  
呼気流 圧縮性 肺圧  $P_i = 10$  (cmH<sub>2</sub>O)

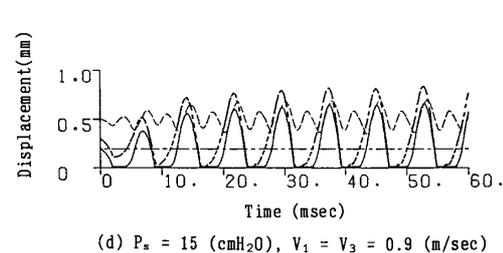
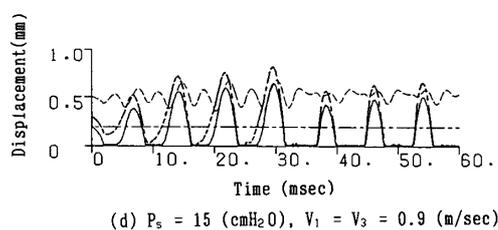
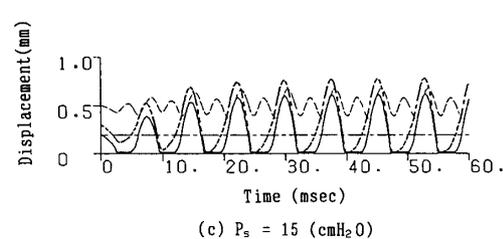
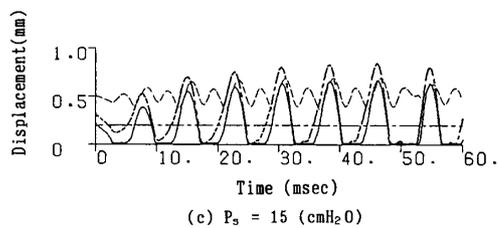
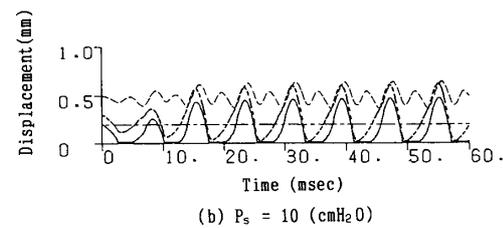
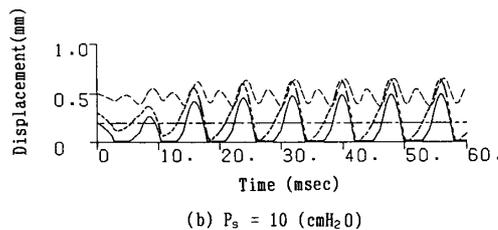
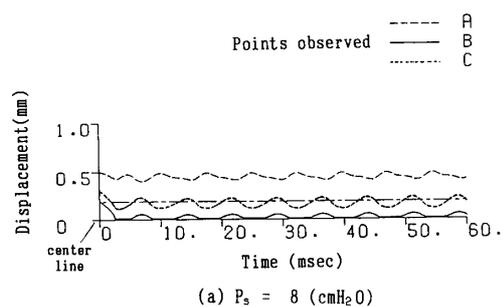
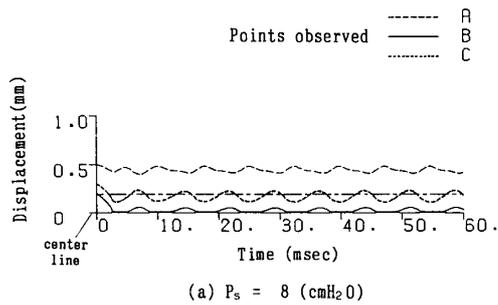
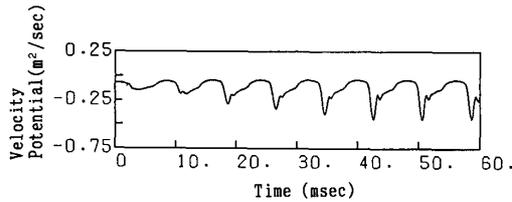


図6 声帯(均質モデル, model A)先端の変位応答  
呼気流 圧縮性  
(d)を除き流入流出速度  $v_1 = v_3 = 0.8$  (m/sec)

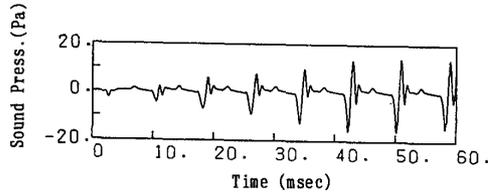
図7 声帯(均質モデル, model A)先端の変位応答  
呼気流 非圧縮性  
(d)を除き流入流出速度  $v_1 = v_3 = 0.8$  (m/sec)

-350(Pa) のベルヌーイ力に相当しており、発声時の肺圧約490~980(Pa) (5~10 cmH<sub>2</sub>O) と比較してその大きさは同程度のオーダーである。図6に示すように肺圧をパラメータにとった場合には、肺圧の上昇とともに振動振幅が増加している。B, C点の振動数は約126(Hz)で第1固有振動数より約20(%)上昇している。実際の声帯の振動ピッチは男性で約100~150, 女性で約200~300(Hz)<sup>21)</sup>であるから、得られた振動数はほぼ妥当である。また肺圧に拘らず振動数は一定である。石坂<sup>4)</sup>, Titzら<sup>8)</sup>もこの範囲の肺圧では基本振動数がほとんど肺圧の影響を受けないことを報告している。面白いのはA点がB, C点と較べ約2倍の振動数

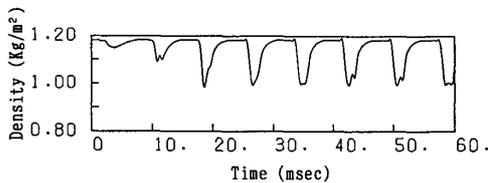
で振動していることである。図6(c), (d)に示すように肺圧をさらに増加させると振動は不安定になる。一方、非圧縮性流体を用いて得られた結合振動応答(図7)では、肺圧が増し振幅の大きい場合でも安定した振動を行っている。これらの応答の差は呼気流の圧縮性が声帯振動に与える効果を示している。図8に流入流出速度0.8(m/sec), 肺圧10(cmH<sub>2</sub>O)における圧縮性流体(声門出口部E)の速度ポテンシャル, 音圧, 密度の時間応答を示した。当然のことながら、各応答とも約126(Hz)で周期的に変化している。音圧のピークレベルは約117(dB, ref. 20 μPa)に相当しておりかなり大きい。速度ポテンシャル, 音圧, 密度とも声



(a) Time response of the velocity potential



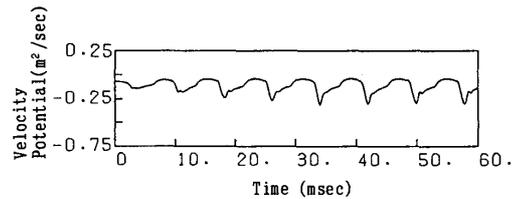
(b) Time response of the acoustic pressure



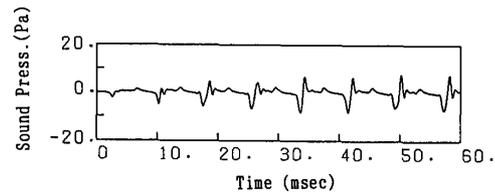
(c) Time response of the flow density

図8 声門出口部 (E) での呼気流 (圧縮性流体モデル) の変動 (均質声帯モデル, model A)  
肺圧  $P_l = 10(\text{cmH}_2\text{O})$ ,  
流入流出速度  $v_1 = v_3 = 0.8(\text{m/sec})$

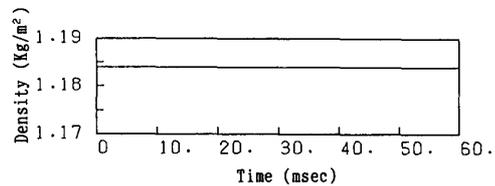
門の閉鎖直後に大きく変動している。流体密度の変動は約20(%)に達する。一方、図9に示すように非圧縮流体の場合は当然のことながら密度の変動はない。また音圧のピークレベルは約112(dB, ref. 20  $\mu\text{Pa}$ )であり圧縮性流体の場合よりやや小さくなっている。これらの結果より、圧縮性流体で肺圧が高く、駆動流速の大きい場合に振動が比較的に不安定になるのは、声帯に作用するベルヌーイ力の大きさが流体密度の変化の影響を受けて減少するためと考えられる。つぎに定常振動に達した後のほぼ一周期分の声帯振動の様子を図10に示す。図では声帯は肺圧によって下流側に移動しながら声門を開く、その際伸びが最大になり ( $t = 53 \sim 54$  msec), 縮みながら上流側に戻る。その後再び伸び始めて声門を閉ざす ( $t = 58$  msec)。声門の閉鎖時にも声帯の幅が縮んでいる様子がみられる ( $t = 60$  msec)。これらの動きは声帯の主として第1, 2モードに相当する自由振動の重ね合わせに対応している。この振動の様子は非圧縮性流体の場合 (図11)でもほとんど変わらない。これより、流れの速度が大きくなる部分では流体の圧縮性の効果が現われ、主に振



(a) Time response of the velocity potential



(b) Time response of the acoustic pressure



(c) Time response of the flow density

図9 声門出口部 (E) での呼気流 (非圧縮性流体モデル) の変動 (均質声帯モデル, model A)  
肺圧  $P_l = 10(\text{cmH}_2\text{O})$ ,  
流入流出速度  $v_1 = v_3 = 0.8(\text{m/sec})$

動条件が影響を受けることがわかる。

## 7. 声帯不均質性の効果

声帯を2層で近似した不均質声帯モデル (model A) と圧縮性呼気流との結合振動を調べた。図12に肺圧10(cmH<sub>2</sub>O), 流入流出速度0.8(m/sec)における声帯振動の様子を示す。振動の様子を均質モデル (図10)と比較するとほとんど差がみられない。声帯先端のカバーを厚くすると振動振幅は大きくなるが、ここで想定した弾性定数の場合、振動の様子には本質的な差は認められなかった。

## 8. 仮声帯の有無が振動に与える効果

仮声帯を考慮した不均質声帯モデル (model B) と流体の結合振動を調べた。図13, 14に肺圧10(cmH<sub>2</sub>O), 流入流出流速0.8(m/sec)における応答を示す。声帯の振動は、仮声帯のないものと本質的な違いはないが、肺圧を増して15(cmH<sub>2</sub>O)にすると仮声帯も励振される様子がみられ声帯の振動は持続しなくなる。したがって、仮声帯の存在が声帯の振動条件に影響を与

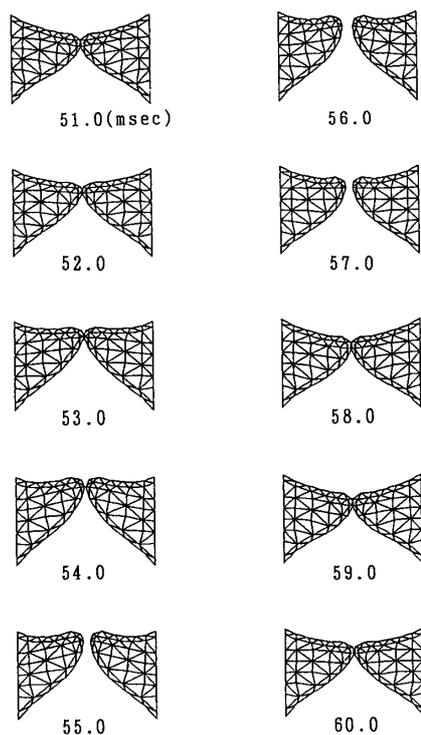


図10 声帯モデル (均質, model A) の振動経過  
 呼気流 圧縮性  
 肺圧  $P_i=10(\text{cmH}_2\text{O})$ ,  
 流入流出速度  $v_1=v_3=0.8(\text{m/sec})$

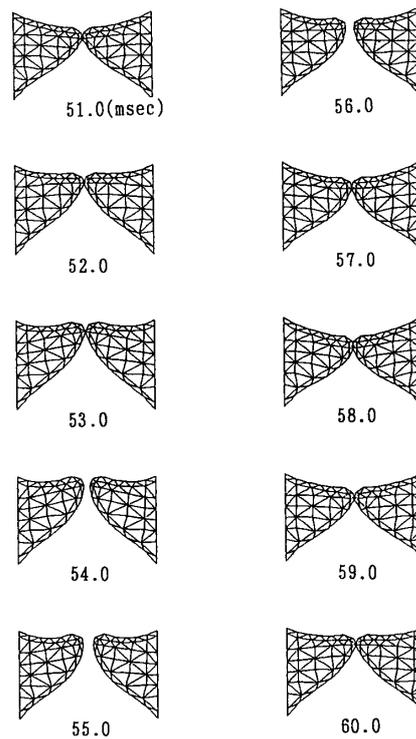


図11 声帯モデル (均質, model A) の振動経過  
 呼気流 非圧縮性  
 肺圧  $P_i=10(\text{cmH}_2\text{O})$ ,  
 流入流出速度  $v_1=v_3=0.8(\text{m/sec})$

えるのは、声帯が強く励振される時に限られる。

## 9. むすび

呼気流を非粘性圧縮性流体、声帯を粘弾性体とした2次元有限要素連成振動モデルを用いて、呼気の圧縮性が声帯振動に与える影響について検討した。また、声帯の内部構造と、声帯の下流に存在する仮声帯が声帯振動に及ぼす効果についても検討した。まず、声帯の自由振動について調べた。その結果、声帯振動に主要な役割を果たすと考えられる低次の第1,2モードについては、声帯の不均質性や仮声帯の存在が振動形態に本質的な影響を及ぼさないことがわかった。つぎに、均質声帯モデルを圧縮性流体および非圧縮性流体と連成させ振動応答を比較した。流れの速度が速くなると圧縮性の効果によって振動が不安定になることがわかった。圧縮性流体では流れの密度変化が声帯に加わるベルヌーイ力を相殺する方向に働くためと考えられる。一方、安定に振動している場合には振動の様子は圧縮性、非圧縮性流体とも変わらなかった。また、連成振動について不均質声帯モデルと均質モデルを比較した。想定した層構造、物理定数に対しては振動に

本質的な違いは生じなかった。さらに、仮声帯を考慮した連成振動では、振動が励振される通常の駆動流速に対して仮声帯の影響はほとんどないが、大きな駆動に対しては声帯振動が持続しなくなることが観測された。以上の結果によって、定性的にはあるが声帯振動のメカニズムを考える上で、呼気流の圧縮性と仮声帯の存在を必ずしも無視し得ないことが示されたが、それらは2次的なものであると考えられる。

本モデルでは流体を一定流速で駆動しているために、安定な振動を行うために必要な肺圧の値は数値計算上導入された閉鎖判定位置に大きく依存する。この判定条件による影響は、さらに呼気流の粘性や慣性および非線形性を考慮した上で、声帯系を圧力差で駆動することにより取り除かれるものと考えられる。次の課題としたい。

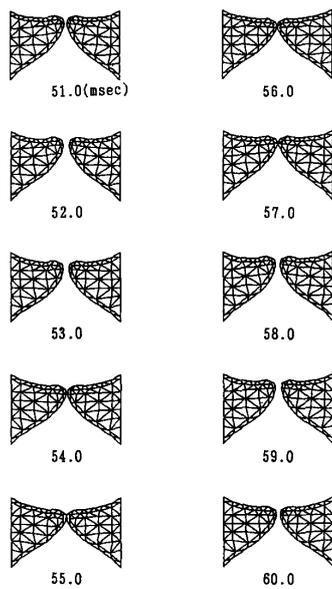


図12 声帯モデル (不均質, model A) の振動経過  
呼気流 圧縮性  
肺圧  $P_i=10(\text{cmH}_2\text{O})$ ,  
流入流出速度  $v_1=v_3=0.8(\text{m/sec})$

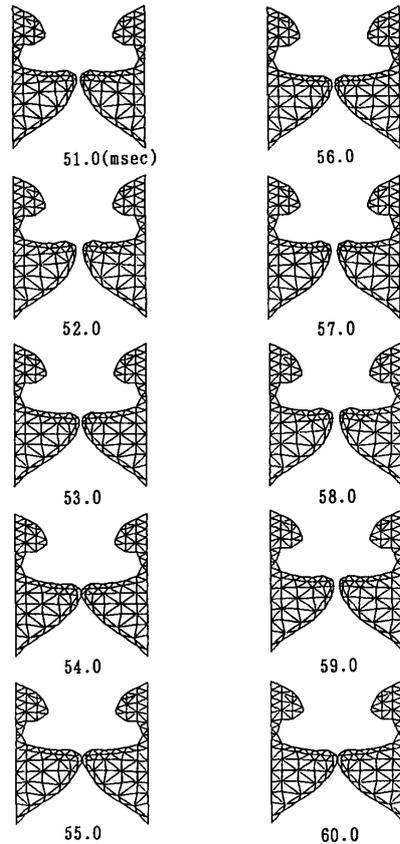


図14 仮声帯を考慮した声帯モデル (不均質, model B) の振動経過  
呼気流 圧縮性  
肺圧  $P_i=10(\text{cmH}_2\text{O})$ ,  
流入流出速度  $v_1=v_3=0.8(\text{m/sec})$

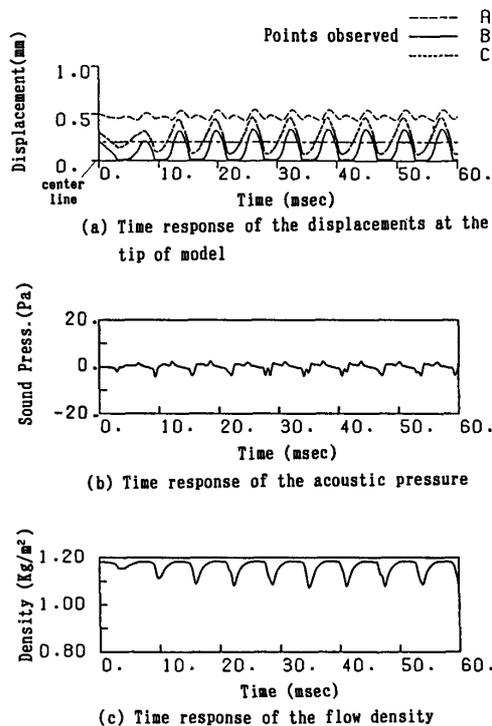


図13 仮声帯を考慮した場合の呼気流 (圧縮性) の変動 (不均質声帯モデル, model B)  
肺圧  $P_i=10(\text{cmH}_2\text{O})$ ,  
流入流出速度  $v_1=v_3=0.8(\text{m/sec})$

参考文献

- 1) 比企静雄: 声帯の振動機構モデル, 音響学会講演論文集, 131/132, (1970)
- 2) K. Ishizaka, M. Matsudaira: Analysis of the Vibration of Vocal Cords, 音響学会誌, 24-5, 311/312 (1968)
- 3) K. Ishizaka, J. L. Flanagan: Synthesis of Voiced Sounds from a Two-mass Model of the Vocal Cords, Bell Syst. Tech. J., 51-6, 1233/1268 (1972)
- 4) J. L. Flanagan, K. Ishizaka, K. L. Shipley: Synthesis of Speech from a Dynamic Model of the Vocal Cords and Vocal Tract, Bell Syst. Tech. J., 54-3, 485/505 (1975)
- 5) K. Ishizaka, N. Isshiki: Computer Simulation of Pathological Vocal Cords Vibration, J. Acoust. Soc. Am., 60-5, 1193/1198 (1976)
- 6) K. Ishizaki, J. L. Flanagan: Acoustic Properties of Longitudinal Displacement in Vocal Cord Vibration, Bell Syst. Tech. J., 56-6, 889/918 (1977)
- 7) T. Koizumi, S. Taniguchi, S. Hiromitsu: Two-mass models of the vocal cords for natural sounding voice synthesis, J. Acoust. Soc. Am., 82-4, 1179/1192, (1987)
- 8) I. R. Titz, David T. Talkin: A theoretical study of the

- effects of various laryngeal configurations on the acoustics of phonation, *J. Acoust. Soc. Am.*, **66-1**, 60/74 (1979)
- 9) H. Iijima, N. Miki, N. Nagai: Finite Element Analysis of a Vocal Cords Model with Muscle of Nonhomogeneous Elasticity, *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)*, **11-1**, 53/56 (1990)
  - 10) Jw. van den Berg, J. T. Zantema, P. Doornenbal Jr.: On the Air Resistance and the Bernoulli Effect of the Human Larynx, *J. Acoust. Soc. Am.* **29-5**, 626/631 (1957)
  - 11) R. C. Scherer, I. R. Titz, J. F. Curtis: Pressure-Flow Relationships in two models of the larynx having rectangular glottal shapes, *J. Acoust. Soc. Am.*, **73-2**, 668/676 (1983)
  - 12) 飯島弘久, 三木信弘, 永井信夫: 声門形状における非定常粘性流れの有限要素シミュレーション, *日本シミュレーション学会誌*, *シミュレーション*, **8-2**, 52/58 (1988)
  - 13) 飯島弘久, 三木信弘, 永井信夫: 声門における2次元粘性流れの有限要素解析, *信学論(A)*, **J71-A-7**, 1350/1357 (1988)
  - 14) H. Iijima, M. Miki, N. Nagai: GLOTTAL FLOW ANALYSIS BASED ON A FINITE ELEMENT SIMULATION OF A TWO-DIMENSIONAL UNSTEADY VISCOUS FLUID, *Proc. ICSLP-90, Kobe*, **3-6**, 77/80 (1990)
  - 15) 加川幸雄, 山淵龍夫, 霜山竜一: 声帯自励振動の有限要素シミュレーション, *日本シミュレーション学会誌*, *シミュレーション*, **1-5**, 83/88 (1981)
  - 16) 澤島政行: 臨床耳鼻咽喉科 頭頸部外科全書, 金原出版, **9, B**, 25/49 (1991)
  - 17) K. Ishizaka: On Equivalent Mechanical Constants of the Vocal Cords, *音響学会誌*, **24-5**, 312/313 (1968)
  - 18) 武田靖之, 山淵龍夫, 村井忠邦, 西塚典夫, 霜山竜一, 加川幸雄: 声帯振動の有限要素シミュレーション—空気の圧縮性を考慮した場合—, *日本シミュレーションテクノロジーコンファレンス*, **29/32** (1991)
  - 19) 切替一郎, 野村恭也: 新耳鼻咽喉科学, **456/480**, 南山堂 (1967)
  - 20) 檜 学: 現代の耳鼻咽喉学, 金原出版, **133/141**
  - 21) K. H. Huebner: 有限要素法, 山田嘉昭訳, **328/330**, 科学技術出版社 (1978)
  - 22) 松尾一泰, 国清行夫, 長尾 健: やさしい流体の力学—完全流体と圧縮性流体—, 森北出版, **73/117** (1987)