



**HAL**  
open science

# Étude d'un modèle continu des cordes vocales sous forme de deux poutres bi-articulées : premières simulations

Pascal Perrier

## ► To cite this version:

Pascal Perrier. Étude d'un modèle continu des cordes vocales sous forme de deux poutres bi-articulées : premières simulations. Modélisation et simulation. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1982. Français. NNT : . tel-00305756

**HAL Id: tel-00305756**

**<https://theses.hal.science/tel-00305756>**

Submitted on 24 Jul 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

PRÉSENTÉE A  
L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

par

PASCAL PERRIER

\*

ÉTUDE D'UN MODÈLE CONTINU DES CORDES VOCALES  
SOUS FORME DE DEUX POUTRES BI-ARTICULÉES

- PREMIÈRES SIMULATIONS -

\*



INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Année universitaire 1981 - 1982

Président : Daniel BLOCH ; Vice-Présidents : René CARRÉ  
Hervé CHÉRADAME  
Marcel IVANÈS

		ENSEEG	ENSERG	ENSIEG	ENSHG	ENSIMAG	MCPP							
PROFESSEURS DES UNIVERSITES								ENSEEG	ENSERG	ENSIEG	ENSHG	ENSIMAG	MCPP	
ANCEAU	F.					•								
BARRAUD	A.			•										
BESSON	J.	•												
BLIMAN	S.		•											
BLOCH	D.			•										
BOIS	P.				•									
BONNETAIN	L.	•												
BONNIER	E.	•												
BOUVARD	M.				•									
BRISSONNEAU	P.			•										
BUYLE-BODIN	M.		•											
CAVAIGNAC	J. F.			•										
CHARTIER	G.			•										
CHENEVIER	P.		•											
CHERADAME	H.						•							
CHERUY	Arlette			•										
CHIAVERINA	J.					•								
COHEN	J.		•											
COUMES	A.		•											
DURAND	F.	•												
DURAND	J. L.			•										
FELICI	N.			•										
FOULARD	C.			•										
GENTIL	P.		•											
GUERIN	B.		•											
GUYOT	P.	•												
IVANES	M.			•										
JAUSSAUD	P.			•										
JOUBERT	J. C.			•										
JOURDAIN	Geneviève			•										
LACOUME	J. L.			•										
LATOMBE	J. C.					•								
LEROY	P.				•									
LESIEUR	M.				•									
LESPINARD	G.										•			
LONGEQUEUE	J. P.									•				
MAZARÉ	G.											•		
MOREAU	R.										•			
MORET	R.									•				
MOSSIÈRE	J.											•		
PARIAUD	J. C.	•												
PAUTHENET	R.									•				
PERRET	René									•				
PERRET	Robert									•				
PIAU	J. M.										•			
POLOUJADOFF	M.									•				
POUPOT	C.		•											
RAMEAU	J. J.	•												
RENAUD	M.													•
ROBERT	A.													•
ROBERT	F.											•		
SABONNADIÈRE	J. C.									•				
SAUCIER	Gabrielle											•		
SCHLENKER	Claire									•				
SCHLENKER	M.									•				
SERMET	P.		•											
SOUQUET	J. L.	•												
SILVY	J.													•
SOHM	J. C.	•												
VEILLON	G.											•		
ZADWORNÝ	F.													
PROFESSEURS ASSOCIES														
GANDINI	A.													•
MAXWORTHY	T.										•			
MROVEC	S.													
PARRIAUX	O.									•				
PEISNER	J.													

PROFESSEURS E.N.S. MINES SAINT-ETIENNE : R I P  
SOU: E.

CHERCHEURS DU C.N.R.S.  
(Directeur et Maîtres de Recherche) :

FRUCHART	R.	Directeur de Recherche
ALLIBERT	M.	Maître de Recherche
ANSARA	I.	Maître de Recherche
CARRÉ	R.	Maître de Recherche
DAVID	R.	Maître de Recherche
DRIOLE	J.	Maître de Recherche
KAMARINOS	G.	Maître de Recherche
KLEITZ	M.	Maître de Recherche
LANDAU	I.D.	Maître de Recherche
MERMET	J.	Maître de Recherche
MUNIER	J.	Maître de Recherche
VERDILLON	A.	Maître de Recherche

CHERCHEURS DU MINISTÈRE DE L'INDUSTRIE  
(Directeur et Maîtres de Recherche - E.N.S. Mines St Etienne) :

LESBATS	P.	Directeur de Recherche
BISCONDI	M.	Maître de Recherche
KOBYLANSKI	A.	Maître de Recherche
LE COZE	J.	Maître de Recherche
THEVENOT	F.	Maître de Recherche
TRAN MINH	C.	Maître de Recherche
LALAUZE	R.	Maître de Recherche
LANCELOT	F.	Maître de Recherche

PERSONNALITES HABILITEES A DIRIGER DES TRAVAUX DE RECHERCHE

(Décision du Conseil scientifique) :

E.N.S.E.E.G.

BERNARD	C.	
BONNET	R.	
CAILLET	M.	
CHATILLON	Catherine	
COULON	M.	
EUSTATHOPOULOS	N.	
HAMMOU	A.	
JOUD	J.C.	
MALMEJAC	Y.	(C.E.N.G.)
RAVAINE	D.	
SAINFORT		(C.E.N.G.)
SARRAZIN	P.	
TOUZAIN	P.	
URBAIN	G.	(Laboratoire des Ultra-réfractaires, ODEILLO)

E.N.S.M. St Etienne

GUILHOT	B.
THOMAS	G.
DAZVER	J.

E.N.S.E.R.G.

BOREL	J.
CHEHIKIAN	A.

E.N.S.I.E.G.

BORNARD	G.
DESCHIZEAUX	P.
GLANGEAUD	F.
LEJEUNE	G.
PERARD	J.

E.N.S.H.G.

DELHAYE	J.M.
---------	------

E.N.S.I.M.A.G.

COURTIN	J.
---------	----

## SOMMAIRE GENERAL

### INTRODUCTION

#### CHAPITRE 1 : LA SOURCE VOCALE : PHYSIOLOGIE, MECANIQUE ET MODELISATION

I.1 : INTRODUCTION

I.2 : DONNEES ANATOMIQUES ET PHYSIOLOGIQUES

I.2.1 : DESCRIPTION DU LARYNX

I.2.2 : ANATOMIE ET PHYSIOLOGIE DES CORDES VOCALES

I.2.2.1 : STRUCTURE DES CORDES VOCALES

I.2.2.1 : ACTION DES MUSCLES DU LARYNX SUR LES CORDES VOCALES

I.3 : LA MECANIQUE DES CORDES VOCALES : LA THEORIE MYOELASTIQUE

I.3.1 : LES TECHNIQUES D'INVESTIGATION

I.3.1.1 : L'ETUDE DES LARYNX EXCISES

I.3.1.2 : LA PHOTOGRAPHIE ULTRARAPIDE

I.3.1.3 : LA GLOTTOGRAPHIE PHOTOELECTRIQUE

I.3.3.4 : L'ELECTROMYOGRAPHIE

I.3.3.5 : LE FILTRAGE INVERSE

I.3.3.6 : L'ELECTROGLOTTOGRAPHIE

I.3.3.7 : MESURE DE LA PRESSION SUBGLOTTIQUE

I.3.3.8 : LES MODELES ARTIFICIELS

I.3.2 : ENONCE DE LA THEORIE MYOELASTIQUE

I.3.3 : L'ECOULEMENT DE L'AIR DANS LE LARYNX

I.3.3.1 : L'EQUATION DE BERNOULLI

I.3.3.2 : LA CONSERVATION DE MASSE

I.3.3.3 : LA LOI DES MOMENTS

I.3.4 : LE MOUVEMENT DES CORDES VOCALES

I.3.4.1 : LES REGISTRES DE LA VOIX HUMAINE

I.3.4.2 : LE MOUVEMENT DES CORDES VOCALES

I.3.5 : LE SIGNAL GLOTTIQUE

I.3.6 : LES PARAMETRES DE COMMANDE DU MOUVEMENT DES CORDES VOCALES

I.3.6.1 : LE ROLE DE LA PRESSION INTRAGLOTTIQUE

I.3.6.2 : CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DES CORDES VOCALES,  
CONFIGURATION DU LARYNX

I.4 : LES MODELES ARTIFICIELS

I.4.1 : LES MODELES A UNE ET DEUX MASSES

I.4.2 : LE MODELE A SEIZE MASSES

I.4.3 : MODELISATION CONTINUE DES CORDES VOCALES

I.4.4 : CONCLUSIONS

I.5 : CONCLUSION

## CHAPITRE II : MODELE CONTINU DES CORDES VOCALES

II.1 : PRESENTATION DU MODELE.

II.2 : LES EQUATIONS MECANIQUES.

II.3 : LES FORCES EXTERIEURES.

II.3.1 : LES FORCES MECANIQUES.

II.3.2 : LES FORCES AERODYNAMIQUES.

II.3.2.1 : CALCUL DES PRESSIONS.

II.3.2.1.1 : CALCUL SANS PERTES DYNAMIQUES.

II.3.2.1.2 : CALCUL AVEC PERTES DYNAMIQUES.

II.3.2.1 : CALCUL DES FORCES AERODYNAMIQUES.

II.3.3 : LES EQUATIONS FINALES.

## II.4 : ETUDE ANALYTIQUE.

- II.4.1 : ETUDE ANALYTIQUE POUR DES POUTRES NON AMORTIES SANS COUPLAGE.
- II.4.2 : ETUDE ANALYTIQUE DES EQUATIONS COUPLEES SANS AMORTISSEMENT.

## II.5 : LA DISCRETISATION NUMERIQUE.

- II.5.1 : DISCRETISATION DU PREMIER MEMBRE.
- II.5.2 : DISCRETISATION DU DEUXIEME MEMBRE.
- II.5.3 : LES EXPRESSIONS FINALES.

## II.6 : L'ORGANISATION DES PROGRAMMES

# CHAPITRE III : COMPORTEMENT DU MODELE

## III.1 : LES PARAMETRES DE COMMANDE

- III.1.1 : LE SYSTEME DE COMMANDE INITIAL.
- III.1.2 : LES VALEURS DES PARAMETRES.
  - III.1.2.1 : VALEURS DE DEPART.
  - III.1.2.2 : MODIFICATION DE LA VALEUR DES PARAMETRES
- III.1.3 : LIAISON ENTRE LES PARAMETRES DE COMMANDE ET LE SIGNAL GLOTTIQUE
  - III.1.3.1 : LE SIGNAL GLOTTIQUE OBTENU. CALCUL DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES
  - III.1.3.2 : INFLUENCE DES TROIS PRINCIPAUX PARAMETRES DE COMMANDE
- III.1.4 : AMELIORATION ET SIMPLIFICATION DU SYSTEME DE COMMANDE

## III.2 : LE COMPORTEMENT STATIQUE DU MODELE

- III.2.1 : FORME DU SIGNAL ET DES AIRES GLOTTIQUES OBTENUS
- III.2.2 : CARACTERISTIQUES DU SIGNAL GLOTTIQUE
- III.2.3 : INFLUENCE DES FREQUENCES D'ECHANTILLONNAGE



III.3 : LE COUPLAGE AVEC LES CAVITES SUPRAGLOTTIQUES

III.3.1 : MODELISATION DU COUPLAGE SOURCE-CONDUIT VOCAL

III.3.2 : LES RESULTATS

III.3.2.1 : INFLUENCE DU COUPLAGE SUR LA FREQUENCE FONDAMENTALE

III.3.2.2 : INFLUENCE DU COUPLAGE SUR LA FORME DE L'ONDE DE DEBIT

III.3.4 : CONCLUSION

CONCLUSIONS

---

ANNEXE 1

ANNEXE 2

ANNEXE 3

BIBLIOGRAPHIE

\* \* \* \* \*

\* \* \* \* \*

\* \* \* \* \*

\* \* \*

\*

## INTRODUCTION

Depuis une trentaine d'années, les recherches sur le fonctionnement de l'appareil phonatoire humain, et sur les techniques de production artificielle de la parole se sont grandement développées. Mais l'attention des chercheurs s'est pendant longtemps concentrée plus particulièrement sur l'étude précise du fonctionnement et des caractéristiques du conduit vocal, négligeant la source vocale. On se contentait alors, pour exciter les synthétiseurs, d'un simple signal d'impulsions. Ce n'est que depuis une vingtaine d'années que, face à la mauvaise qualité de la voix de synthèse, on a songé à améliorer le signal d'excitation, et donc à approfondir les recherches dans le domaine de la source vocale.

Pourtant, les premières études sur le larynx remontent à plus de cent cinquante ans. Mais il est bien évident que les techniques d'investigation de l'époque n'ont pas permis de faire autre chose que des hypothèses sur le fonctionnement de la source vocale. C'est GALEN qui, le premier, a situé l'origine des sons voisés, au niveau de la glotte. Par la suite, les développements des techniques de la laryngoscopie ont favorisé une meilleure compréhension du rôle du larynx dans la production de la parole humaine.

Un autre aspect de l'étude de la source vocale réside dans la modélisation. Les premières tentatives dans ce domaine remontent à la première moitié de ce siècle, avec les travaux de EWALD en 1913 et RIESZ en 1930. Mais il a fallu attendre la mise au point des techniques analogiques et informatiques pour que des modèles fiables et exploitables fassent leur apparition. Depuis lors de nombreux modèles ont été mis au

point, mais nous ne retiendrons que les modèles de FLANAGAN & LANDGRAF en 1968, ISHIZAKA & FLANAGAN en 1972, et les différents travaux de TITZE (1973-1980). Le "modèle à deux masses" proposé par ISHIZAKA & FLANAGAN en 1972, puis amélioré par GUERIN en 1978, a permis de réaliser d'énormes progrès dans la qualité de la voix de synthèse, mais sa structure discontinue en limite les possibilités de développement. La tendance actuelle est à la réalisation de modèles continus plus fins et plus proches de la réalité physiologique et, dans ce domaine, les différentes réalisations de TITZE sont d'une grande qualité.

Nous proposons, pour notre part, une modélisation des cordes vocales sous forme de deux poutres bi-articulées, dont nous étudions les oscillations sous l'action des forces de pression en appliquant les théories de la résistance des matériaux. Nous avons défini un système de commande du modèle, simple et directement reliable aux paramètres de contrôle physiques. Puis nous avons étudié le couplage avec les cavités supraglottiques.

Le premier chapitre présente une rapide synthèse des données physiologiques sur le larynx, et sur les cordes vocales en particulier. Puis nous présentons quelques résultats importants concernant le comportement mécanique des cordes vocales pendant la production de la parole. Enfin, après avoir brièvement décrit les principales étapes dans la modélisation de la source vocale, nous expliquons la démarche qui a conduit au modèle que nous proposons.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons notre modèle du point de vue physique, nous établissons les équations mécaniques et aérodynamiques qui en régissent le mouvement, puis nous exposons les techniques mathématiques que nous avons été amenés à utiliser pour la résolution des équations sur ordinateur. Nous parlons enfin très succinctement de l'organisation de nos programmes de simulation.

Enfin, le troisième chapitre rassemble les résultats des premières simulations que nous avons réalisées. Nous déterminons les valeurs des paramètres de commande, nous réduisons le nombre de ces paramètres à trois principaux, puis nous établissons les influences de ces trois paramètres sur le signal glottique produit. Pour terminer, nous étudions les effets du couplage avec les cavités supraglottiques.

## CHAPITRE I

### LA SOURCE VOCALE : PHYSIOLOGIE, MECANIQUE ET MODELISATION

#### I.1 : INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de rassembler un certain nombre de connaissances fondamentales sur la source vocale. C'est le résultat d'observations faites, soit sur des larynx excisés, soit sur des individus vivants à l'aide des différentes techniques de la laryngoscopie, soit enfin sur des modèles artificiels. Après un rapide aperçu des données physiologiques, il sera question de la mécanique des cordes vocales, puis des principaux modèles étudiés dans les années passées.

#### I.2 : DONNEES ANATOMIQUES ET PHYSIOLOGIQUES

L'appareil phonatoire humain (FIG. I.1) est traditionnellement décomposé, d'un point de vue fonctionnel, en trois grandes parties : la partie subglottique, le larynx et la partie supraglottique ou, plus simplement, le conduit vocal. La partie subglottique, formée par les poumons et la trachée artère, fournit l'énergie nécessaire à la phonation en insufflant de l'air vers le larynx qui joue alors un rôle de valve, ouvrant ou obstruant le passage de l'air issu des poumons et libérant ainsi une onde de débit, en forme approximative de dents de scie, l'onde glottique, vers le conduit vocal qui la modulera, afin de produire les différents sons voisés de la voix humaine. Pour notre part, nous nous intéresserons plus spécifiquement à la source vocale et donc au larynx.

##### I.2.1 : DESCRIPTION DU LARYNX

Le larynx est situé dans la région moyenne du cou, juste sous la racine de la langue, au dessous de l'os hyoïde, devant la colonne vertébrale (FIG. I.2). Chez l'homme adulte, il s'étend sur toute la hauteur des quatre dernières vertèbres cervicales et chez la femme, il est un peu plus élevé (BROAD 1973; BOE 1977).

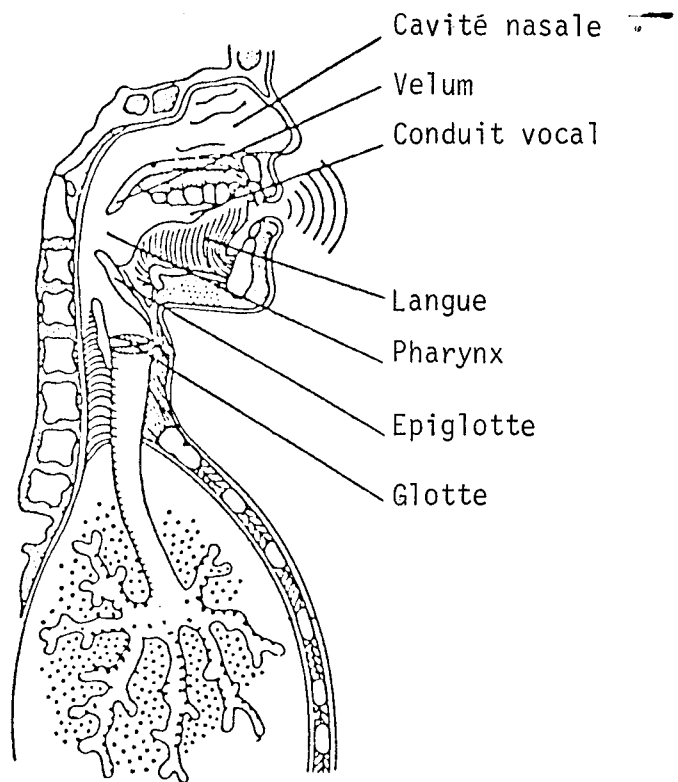


Figure I.1. : COUPE DE L'APPAREIL PHONATOIRE HUMAIN D'APRES CHILDERS 1977.

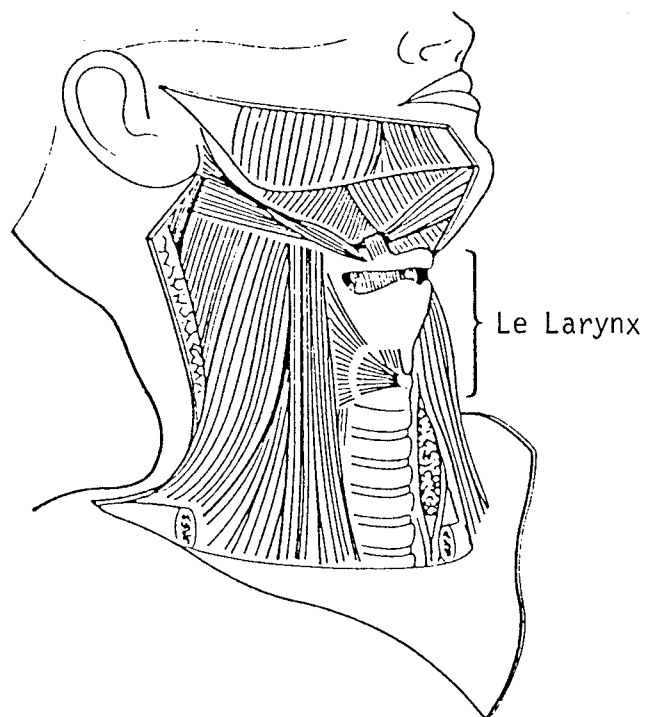


Figure I.2. : EMLACEMENT DU LARYNX DANS LA PARTIE ANTERIEURE DU COU, D'APRES BROAD 1973.

C'est un ensemble complexe de cartilages, de ligaments et de muscles. On y compte habituellement neuf cartilages dont les plus importants pour la phonation, sont le cricoïde, le thyroïde et les deux aryténoïdes (FIG. I.3). Sous l'action des différents muscles, ces cartilages peuvent se déplacer les uns par rapport aux autres, permettant ainsi d'obtenir des configurations variées et complexes (BOE 1977). Ces mouvements ont une importance fondamentale dans le processus de production de la parole, puisqu'ils déterminent le type des sons produits (BROAD 1973).

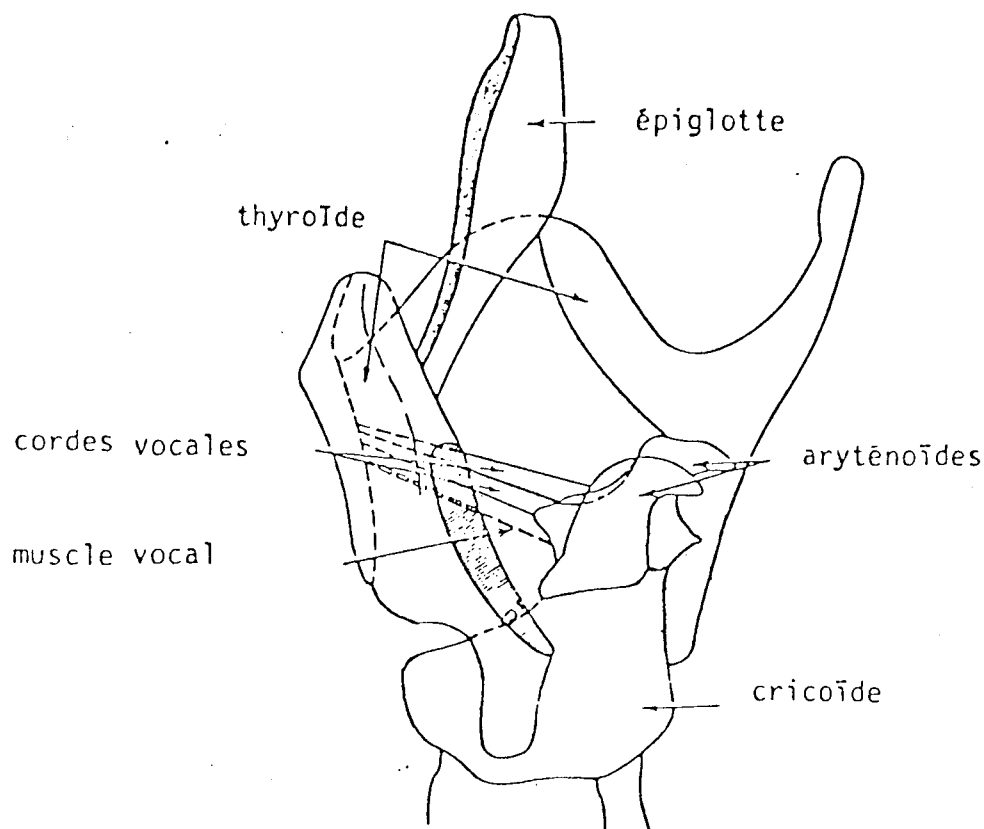


Figure I.3. : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU LARYNX D'APRES RANKE ET LULLIES 1953.

La figure I.4 présente une coupe transversale du larynx. On y observe trois cavités : le vestibule, l'étage moyen et l'étage inférieur. Les limites de l'étage moyen sont déterminées par deux paires de replis tendus horizontalement, qu'on appelle respectivement "fausses cordes vocales" pour la paire supérieure et "vraies cordes vocales" pour la paire inférieure. Ce sont ces dernières seules, appelées plus simplement "cordes vocales", qui participent directement à la production de la parole (BOE 1977).

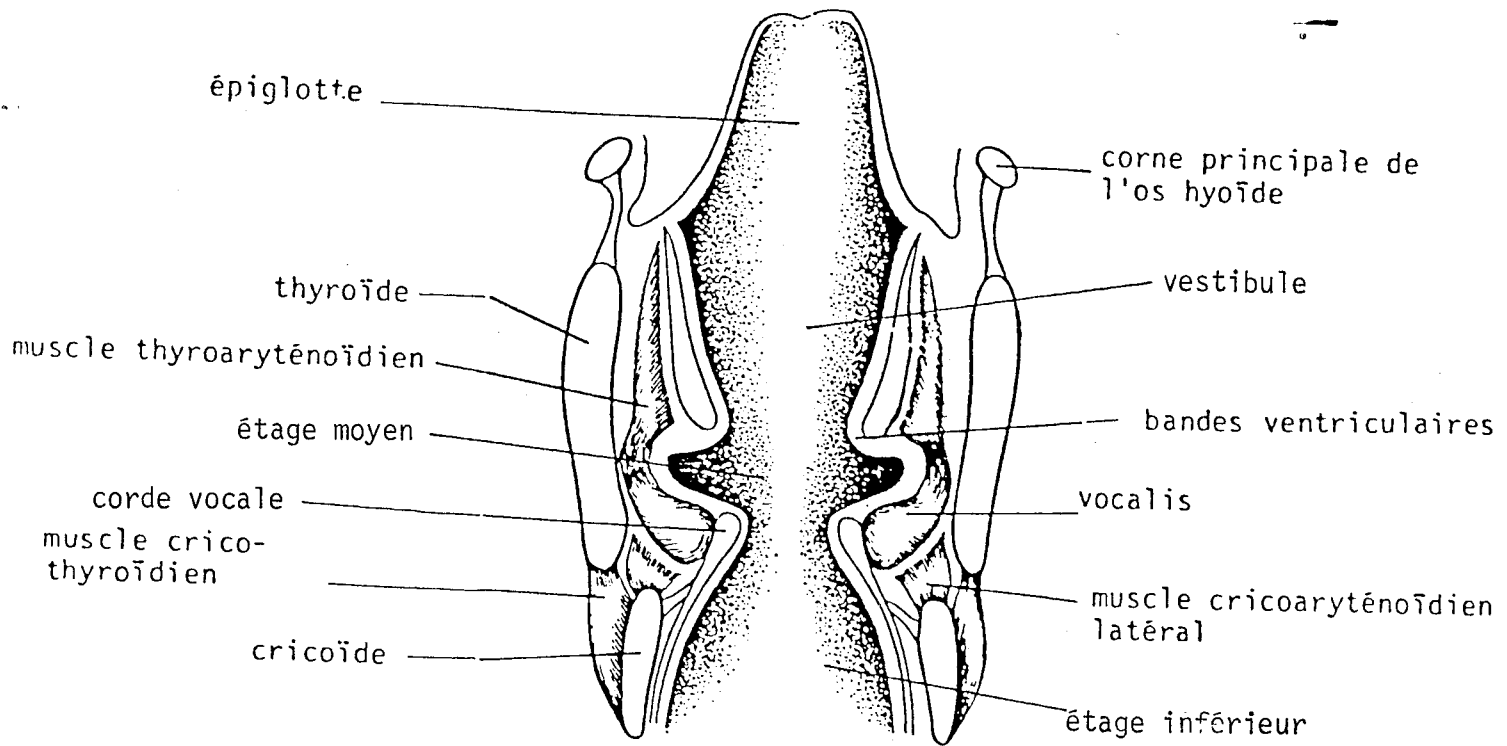


Figure I.4. : COUPE TRANSVERSALE DU LARYNX D'APRES LUMBY H. IN FANT ET SCULLY 1975.

### I.2.2 : ANATOMIE ET PHYSIOLOGIE DES CORDES VOCALES

Les cordes vocales constituent un ensemble hétérogène, qui est fixé, vers l'avant, sur l'angle rentrant du cartilage thyroïde et, vers l'arrière, sur les apophyses vocales des cartilages aryténoïdes (FIG. I.5).

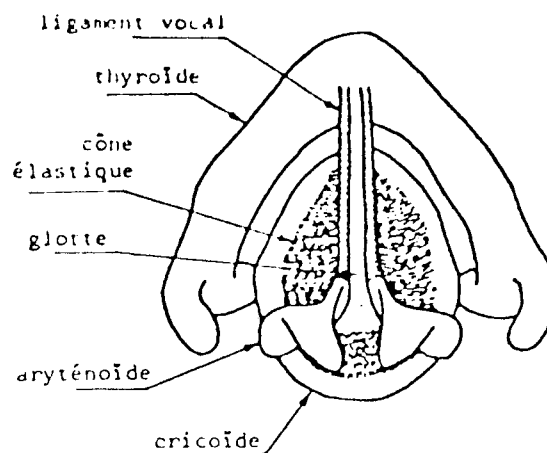


Figure I.5. : VUE DE DESSUS DES CORDES VOCALES D'APRES BROAD 1973.

Leur état de tension interne et leur position dans le larynx sont déterminés par les actions qu'exercent sur elles les différents muscles du larynx.

### I.2.2.1 : STRUCTURE DES CORDES VOCALES

Cette partie constitue une brève synthèse des articles publiés par HIRANO en 1975 et 1977, et par BROAD en 1979.

Après une étude microscopique menée sur des larynx humains fraîchement excisés, HIRANO a défini une structure des cordes vocales en trois couches : une première couche très fine d'épithélium, en surface, une deuxième couche formée de la lamina propria de la muqueuse et, plus profondément dans la corde vocale, le muscle vocalis (FIG I.6).

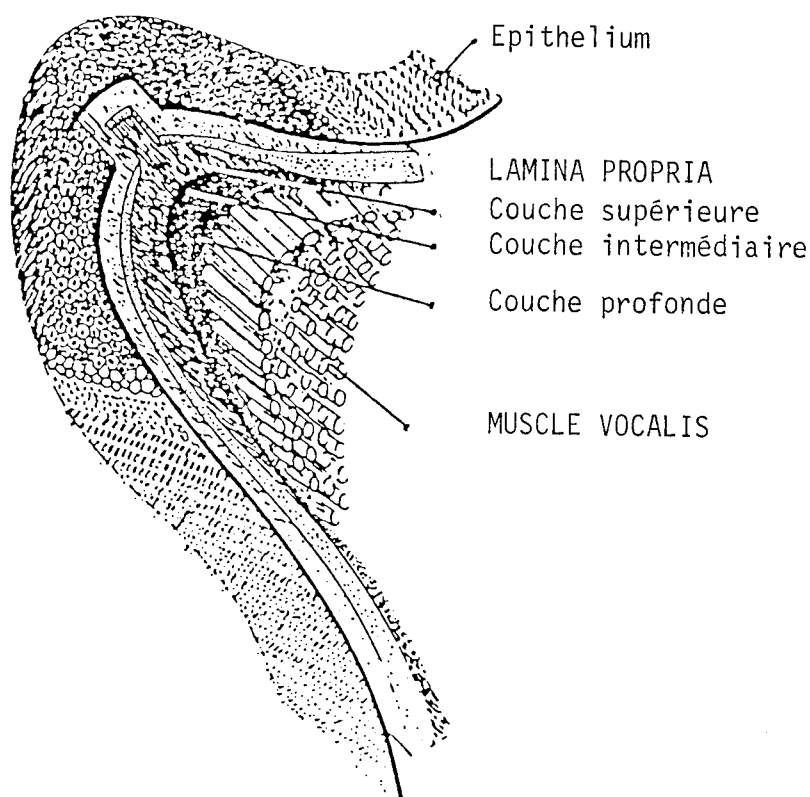


Figure I.6. : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DE LA STRUCTURE DES CORDES VOCALES  
D'APRES HIRANO 1977.

L'épithélium a une épaisseur d'environ 50 microns. Du point de vue mécanique, il ne joue pas de rôle apparent et doit, en fait, être regardé plutôt comme une capsule qui maintient la configuration de la corde vocale. Sa rigidité est comparable à celle de la gelatine et donc faible.



La lamina propria de la muqueuse est elle-même constituée de trois couches différenciables par le type de fibres qu'elles contiennent. La couche superficielle, la plus proche du bord de la corde vocale, est peu dense en fibres. C'est ce qu'on appelle l'espace de REINKE. C'est une substance molle et flexible, comparable à une masse de gélatine. Cette première couche est séparée nettement de la deuxième, plus profonde dans la corde vocale, appelée couche intermédiaire, qui possède une forte densité en fibres élastiques, assimilables mécaniquement à des bandes de caoutchouc. Enfin la troisième couche, la couche profonde, est dense en fibres collagèneuses. Ces deux dernières couches s'interpénètrent fortement et, de ce fait, il est difficile d'en distinguer précisément les limites, et la liaison mécanique entre elles est étroite. L'épaisseur de la couche superficielle est de 0,3 mm, tandis que celle de l'ensemble des deux couches plus profondes est de 0,8 mm (FIG I.7).

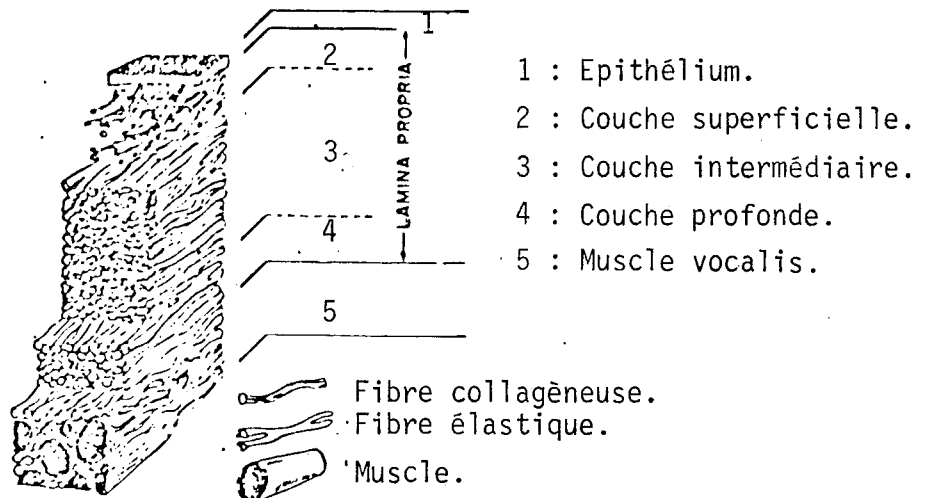


Figure I.7. : REPRESENTATION DE LA STRUCTURE ULTRAFINE DES CORDES VOCALES  
 D'APRES HIRANO 1975.

Le muscle vocalis constitue la majeure partie de la corde vocale. Il est lié mécaniquement aux deux couches profondes de la lamina propria de la muqueuse de façon étroite. Structurellement il est comparable à un ensemble de bandes de caoutchouc rigide. Chez l'homme, il est richement innervé et très développé en comparaison avec d'autres espèces. Cela semble indiquer un rôle particulier dans le contrôle de la parole (ARNOLD 1961, FINK 1962). Enfin son emplacement privilégié laisse deviner un rôle différent de celui des autres muscles du larynx, dans la phonation.

Du point de vue mécanique, on distingue trois zones dont la rigidité est une fonction croissante de la profondeur de l'emplacement dans la corde vocale : l'épithélium et la couche supérieure de la lamina propria, la couche intermédiaire et la couche profonde, et, enfin, le muscle vocalis. L'ensemble constitué par la couche intermédiaire et la couche profonde est couramment appelé "ligament vocal".

I.2.2.1 : ACTION DES MUSCLES DU LARYNX SUR LES CORDES VOCALES

La position des cordes vocales, leur longueur, leur tension, dépendent étroitement de l'équilibre entre la contraction des muscles dits muscles intrinsèques, c'est-à-dire les interaryténoïdiens, les cricoaryténoïdiens, les thyroaryténoïdiens et les cricothyroïdiens (FIG I.8), et les propriétés des jonctions entre les différents cartilages qui sont en mouvement lors de la phonation.

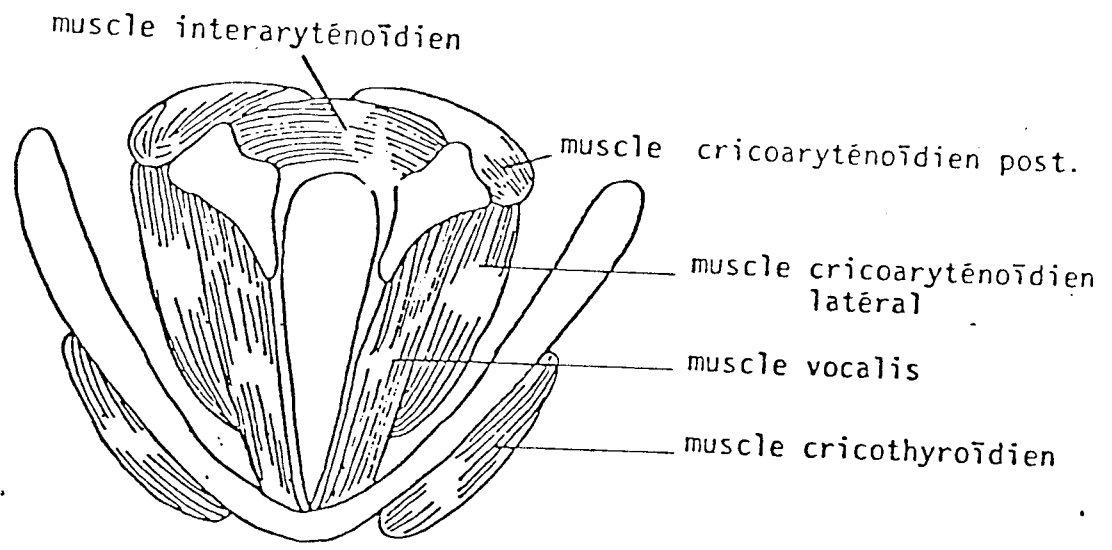


Figure I.8. : LES MUSCLES INTRINSEQUES DU LARYNX D'APRES HIRANO ET OHALA 1967.

A l'exception des cricoaryténoïdiens postérieurs qui, par ailleurs, ne jouent aucun rôle lors de la phonation, tous ces muscles sont des adducteurs des cordes vocales. La contraction des interaryténoïdiens rapproche par translation les cartilages aryténoïdes et par conséquent les cordes vocales. Celle des cricoaryténoïdiens agit aussi sur les cartilages aryténoïdes, mais, cette fois-ci, elle provoque une rotation de ceux-ci autour d'un axe oblique, ce qui induit une adduction de haut en bas des cordes vocales. Cette adduction est augmentée par la contraction de la partie latérale des muscles thyroaryténoïdiens, qui crée une compression médiane des cordes vocales et une diminution de longueur de la partie vibrante des cordes vocales. La partie interne de ces mêmes thyroaryténoïdiens est plus connue sous le nom de muscle vocalis. Sa

contraction entraîne une augmentation de la tension longitudinale active, c'est-à-dire de la partie musculaire, des cordes vocales et une diminution de la longueur de la partie vibrante. Cette tension s'oppose à celle que provoque la contraction des cricoarythénoïdiens, tension qui est passive, c'est-à-dire ne concerne que la partie non musculaire de la corde et essentiellement le ligament vocal, et qui s'accompagne d'une augmentation de la longueur de la partie vibrante de la corde. L'état de tension interne et la longueur des cordes vocales dépendent donc de l'équilibre entre tension active et tension passive. Notons cependant que la tension passive peut prendre des valeurs beaucoup plus élevées que la valeur maximale de la tension active (GUERIN 1978, BOE 1977, VAN DEN BERG 1970).

HIRANO (HIRANO 1977) a étudié les rigidités des différentes couches de la corde vocale sur des larynx fraîchement excisés. Ses observations sont consignées dans le graphique donné figure I.9. On observe alors, que plus on va vers l'intérieur de la corde vocale, plus la rigidité est grande et plus l'élongation est faible. D'autre part, l'élongation et la rigidité de l'ensemble sont proches de celle du vocalis seul. Cela confirme le rôle privilégié du muscle vocalis dans le contrôle de la tension de la corde vocale soumise à des contraintes extérieures. Notons enfin la non-linéarité de la relation entre la tension exercée sur les tissus et l'élongation correspondante.

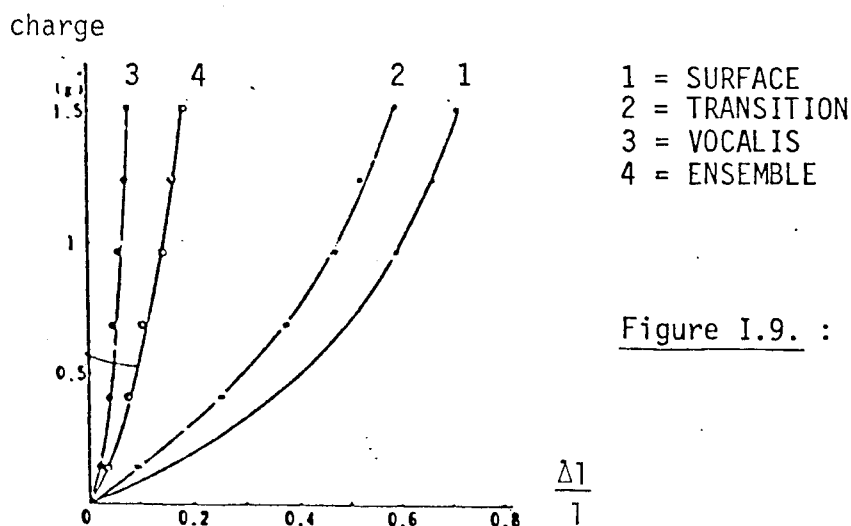


Figure I.9. : COURBES D'ÉLONGATION DES DIFFÉRENTES COUCHES DES CORDES VOCALES D'APRÈS HIRANO 1977.

### I.3 : LA MECANIQUE DES CORDES VOCALES : LA THEORIE MYOELASTIQUE

Depuis les travaux de FERREIN en 1741, il est admis que les vibrations des cordes vocales jouent un rôle fondamental dans la production des sons de la voix humaine. Mais l'explication de l'origine de ces vibrations a fait l'objet de nombreuses théories, parfois contradictoires, qui ont évolué avec les progrès des procédés

d'observation des cordes vocales. Actuellement, de nombreuses techniques sont à la disposition des chercheurs dans ce domaine. Citons rapidement le miroir laryngoscopique, la laryngo-stroboscopie, la photographie à haute vitesse, la photoglottographie, la radiographie, le filtrage inverse, l'électromyographie, l'étude de larynx excisés. Dans l'état actuel des connaissances, la théorie couramment admise est la théorie myoélastique, qui donne aux vibrations une origine aérodynamique. Elle a fait longtemps l'objet d'une controverse avec une théorie contradictoire, la théorie neurochronaxique, qui voyait dans les vibrations des cordes vocales un phénomène essentiellement actif, résultant d'une activité neuromusculaire intense, et indépendant de la pression de l'air dans la glotte. Cette théorie est réfutée par de nombreux articles et, en particulier celui de VAN DEN BERG en 1954 (VAN DEN BERG 1954).

### I.3.1 : LES TECHNIQUES D'INVESTIGATION

Les premières tentatives d'observation du comportement des cordes vocales en mouvement, chez un individu vivant, remontent à 1807. Elles eurent lieu à Frankfort am Main en Allemagne à l'initiative de BOZZANI qui eut l'idée de placer dans la bouche un tuyau double dont une partie servait à acheminer la lumière vers la source vocale et l'autre à l'observation proprement dite. Ce procédé sommaire et mal adapté aux fréquences d'oscillation des cordes vocales fut rapidement abandonné. Depuis lors, un grand nombre de techniques a été développé avec plus ou moins de succès.

#### I.3.1.1 : L'ETUDE DES LARYNX EXCISES

L'étude des larynx fraîchement excisés permet l'observation des mouvements des cordes vocales sous des angles différents (supraglottique et subglottique). On peut simuler les contractions des différents muscles du larynx, excepté le vocalis, et observer les conséquences. Cette technique a apporté beaucoup de renseignements sur le comportement de la source vocale (VAN DEN BERG 1970, BAER 1975).

#### I.3.1.2 : LA PHOTOGRAPHIE ULTRARAPIDE

En 1940, FARNSWORTH a proposé d'utiliser les développements de la photographie ultrarapide pour filmer les mouvements des cordes vocales. Ce procédé a été depuis lors repris et amélioré par de nombreux chercheurs (HIRANO & KOIKE 1973, HARDEN 1975, SAWASHIMA & HIROSE 1968). Les prises de vue sont faites à plusieurs milliers d'images par seconde, par l'intermédiaire, soit d'un miroir placé dans la cavité buccale, soit

d'une fibre optique placée dans le conduit nasal. Ce dernier point mérite d'être relevé, car la présence de corps étrangers dans l'appareil phonatoire en modifie la configuration. Cependant, on considère généralement que les mesures de l'aire glottique obtenues par ce procédé sont correctes.

#### I.3.1.3 : LA GLOTTOGRAPHIE PHOTOELECTRIQUE

Le principe de la glottographie photoélectrique est la mesure des variations de la lumière associées à l'ouverture et à la fermeture de la glotte. Pour cela on utilise deux procédés : ou bien on éclaire la base du larynx, au-dessous du cartilage cricoïde, par transillumination et on recueille la lumière, après passage dans la glotte, grâce à une cellule photoélectrique placée plus haut dans le larynx, ou bien l'éclairage se fait par la partie supraglottique, par l'intermédiaire de lentilles et de miroirs ou de fibres optiques, et on recueille la lumière par transillumination, après passage dans la glotte, grâce à une cellule photoélectrique placée à l'extérieur, sur le cou, entre le cartilage thyroïde et le cartilage cricoïde (HARDEN 1975, LISKER et al. 1969, COLEMAN & WENDAHL 1968, ZEMLIN 1959). La quantité de la lumière recueillie est proportionnelle à l'ouverture de la glotte.

Cette technique présente l'avantage d'être beaucoup moins coûteuse que la photographie rapide, mais, outre le fait qu'elle modifie aussi les conditions de phonation, elle ne permet qu'une mesure de la variation d'aire glottique et non pas de la valeur absolue et, de plus, le signal lumineux relevé est perturbé par des réflexions parasites sur la paroi muqueuse du larynx. La validité des résultats ainsi obtenus est sujet à controverse (COLEMAN & WENDAHL 1968, HARDEN 1975)....

#### I.3.1.4 : L'ELECTROMYOGRAPHIE

L'électromyographie est l'étude de l'activité des muscles lors de la production de la parole. En effet, d'un point de vue physiologique, lors de la phonation, des impulsions nerveuses sont envoyées du système nerveux central vers les muscles qui commandent l'exécution des mouvements spécifiques des organes articulatoires. L'étude électromyographique consiste à relever ces impulsions de commande en liaison avec les mouvements articulatoires produits et les phénomènes acoustiques qui en découlent. Ces mesures sont effectuées par l'intermédiaire d'électrodes placées sur les muscles étudiés et d'un microphone. Les signaux ainsi obtenus sont alors envoyés vers un système de traitement approprié (HIROSE et al. 1968, ATKINSON 1978).

### I.3.1.5 : LE FILTRAGE INVERSE

Le filtrage inverse est une technique qui permet d'obtenir l'onde de débit glottique durant la production de la parole à partir du signal de parole lui-même. En effet, le signal acoustique à la sortie des lèvres est capté par un microphone sensible à la pression et l'onde ainsi recueillie est filtrée par un filtre ayant une fonction de transfert inverse de celle du conduit vocal. On pense ainsi pouvoir obtenir à la sortie le signal glottique. Cette technique présente l'énorme inconvénient que constitue l'absence de connaissances réelles sur la fonction de transfert du conduit vocal. Cela nécessite, par conséquent, une estimation mathématique préalable des paramètres de la fonction de transfert, ce qui induit automatiquement une erreur. D'autre part, ce procédé ne peut s'appliquer qu'à l'étude des voyelles non nasalisées ou faiblement nasalisées. Malgré ses limites évidentes, cette technique est couramment utilisée et donne des renseignements intéressants sur la forme de l'onde de débit glottique (ROTHENBERG 1973, BOVES & CRANEN 1982, LINDQVIST 1970).

Une technique un peu comparable dans son principe consiste à "filtrer" le signal aux lèvres par un tuyau rigide de section uniforme qui est censé représenter le conduit vocal, supposé par conséquent uniforme. Elle permet d'obtenir des caractéristiques d'ordre général sur la source vocale, sans indications sur les différences dues aux variations de configuration du conduit vocal. Elle présente l'avantage d'être moins coûteuse que le filtrage inverse proprement dit (SONDHI 1974, GUERIN 1978).

### I.3.1.6 : L'ELECTROGLOTTOGRAPHIE

La technique de l'électroglottographie a été proposée initialement par FABRE en 1957. C'est une mesure des variations de l'impédance électrique mesurée de part et d'autre du cartilage thyroïde, par l'intermédiaire de deux électrodes placées de chaque côté du cou. L'impédance électrique ainsi mesurée varie avec l'ouverture et la fermeture de la glotte, mais les variations ne correspondent quantitativement ni à l'évolution de l'aire de la glotte ni à celle de l'onde de débit. Elle permet essentiellement d'avoir des informations sur la durée exacte de la fermeture de la glotte (FOURCIN 1974, BOVES 1982, GUERIN 1978, FOURCIN & ABBERTON 1977).

### I.3.1.7 : MESURE DE LA PRESSION SUBGLOTTIQUE

D'après la théorie myoélastique, la pression de l'air joue un rôle important dans la phonation. Par conséquent, des méthodes de mesure de la pression subglottique ont été mises au point. Les premières tentatives ont été faites grâce à une prise d'air effectuée directement dans la trachée artère par l'intermédiaire d'une fistule très fine. Cette technique suscite un certain nombre de réticences chez les personnes soumises à l'expérience.... VAN DEN BERG (VAN DEN BERG 1956) a proposé une autre méthode qui consiste à introduire un cathéter dans la trachée artère à travers la glotte, sans toutefois gêner les mouvements des cordes vocales. Elle nécessite, toutefois, une anesthésie locale. On peut aussi, indirectement évaluer la pression subglottique par la mesure de la pression intraoesophageale grâce à un "ballon oesophageal". Ces dernières mesures donnent des résultats intéressants à condition de connaître le volume et l'élasticité des tissus des parois des poumons (LIEBERMAN 1968).

Enfin, les derniers progrès dans la miniaturisation des transducteurs ont rendu possible le placement de ce type d'appareils dans le corps humain, aux endroits appropriés pour la mesure de la pression subglottique. Ce procédé ne nécessite pas d'anesthésie, mais présente des limites de fiabilité dues à la mauvaise résistance à la température des transducteurs (HIRANO & KOIKE 1973).

### I.3.1.8 : LES MODELES ARTIFICIELS

Une autre technique d'étude du comportement de la source vocale réside dans la conception de modèles artificiels avec lesquels on essaie, avec plus ou moins de simplifications, de reconstituer les conditions de production de la parole. Ces modèles ont permis de vérifier un certain nombre d'hypothèses sur le fonctionnement de la source vocale. A la fin de ce chapitre, les modèles les plus connus et les plus efficaces seront décrits.

### I.3.2 : ENONCE DE LA THEORIE MYOELASTIQUE

La théorie myoélastique, ou, plus précisément la théorie aérodynamique-myoélastique, proposée dans ses grandes lignes par MULLER en 1848, a été véritablement explicitée par VAN DEN BERG (VAN DEN BERG 1958, VAN DEN BERG 1970). Cette théorie postule que le comportement du larynx est basé sur une étroite interdépendance de trois facteurs :

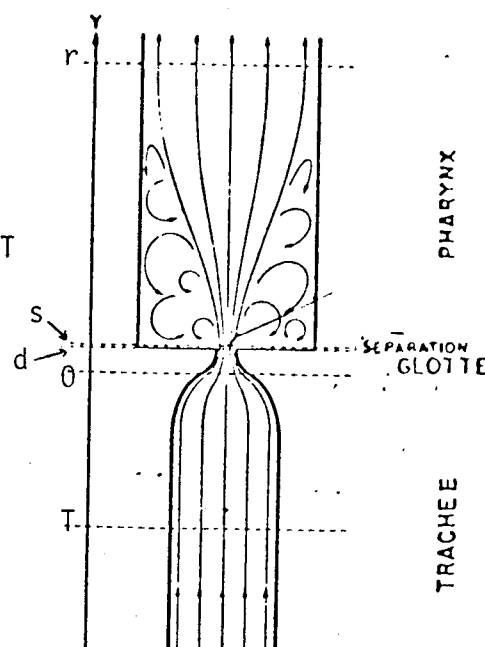
- (1) les propriétés aérodynamiques de l'air qui excitent le larynx.
- (2) l'ajustement du larynx, conséquence de l'activité nerveuse des différents muscles et des propriétés myoélastiques des différentes parties du larynx.
- (3) le couplage aérodynamique entre les parties subglottique et glottique, entre les parties glottique et supraglottique et, enfin, entre les deux cordes vocales elles-mêmes.

En d'autres termes, les oscillations des cordes vocales sont déterminées par une interaction entre les pressions aérodynamiques sur les parties libres des cordes vocales et les forces myoélastiques générées dans les tissus (TITZE 1980).

### I.3.3 : L'ÉCOULEMENT DE L'AIR DANS LE LARYNX

La figure I.10 donne une représentation très schématisée d'une section frontale du larynx et de l'écoulement de l'air correspondant durant la phonation. Dans la partie subglottique, l'écoulement de l'air est laminaire, puis il devient partiellement turbulent au niveau de la glotte et dans les parties supraglottiques. La pression s'exerçant sur les parois du larynx, forte juste au-dessus de la trachée artère, décroît à l'intérieur de la glotte à cause des pertes par friction et par inertie d'une part, et de l'effet BERNOUILLI d'autre part (VAN DEN BERG 1970).

Figure I.10. : SECTION SCHEMATIQUE DE LA TRACHEE, DE LA GLOTTE ET DU PHARYNX MONTRANT L'ÉCOULEMENT DE L'AIR D'APRES BROAD 1979.





Dans la partie supraglottique se produit le phénomène de séparation du flux, dû à une grande discontinuité du contour du tube dans lequel passe l'air (ISHIZAKA & MATSUDAIRA 1972) : juste après cette grande discontinuité, le flux d'air devient fortement turbulent à proximité des parois, tandis que dans le milieu du tube l'écoulement prend la forme d'un jet.

De manière générale, afin d'évaluer les pressions à l'intérieur de la glotte, les hypothèses suivantes sont faites :

(1) Le flux est unidimensionnel, c'est-à-dire que la pression et la vitesse de l'air ne dépendent que de la distance Y sur une droite parallèle au flux.

(2) On néglige les forces de gravitation par rapport aux forces aérodynamiques.

(3) Le flux est stable dans le temps.

(4) Le flux est incompressible.

L'écoulement de l'air est alors régi par trois grands principes : l'effet BERNOUILLI, la conservation de masse et la séparation du flux à la sortie de la glotte.

#### I.3.3.1 : L'EQUATION DE BERNOUILLI

L'équation de BERNOUILLI est un cas particulier de la loi de conservation de l'énergie. Elle affirme que la somme d'énergie potentielle par unité de volume  $P(Y)$  et de l'énergie cinétique par unité de volume  $E_c(Y)$  est constante le long d'un axe parallèle à la direction du flux d'air (BROAD 1979):

$$P_s = P(Y) + E_c(Y)$$

où  $P_s$  est la pression subglottique.

Une augmentation de vitesse, et donc d'énergie cinétique, induit par conséquent une chute de pression. Cette relation est applicable dans le cas d'un écoulement laminaire de l'air c'est-à-dire uniquement dans les parties subglottique et glottique.

#### I.3.3.2 : LA CONSERVATION DE MASSE

Soient  $D(Y)$  le débit de l'air,  $V(Y)$  la vitesse de l'air et  $A(Y)$  la section du tube, au point Y sur une droite parallèle au flux d'air :

$$D(Y) = A(Y).V(Y) .$$

L'hypothèse de l'incompressibilité du flux associée à la loi de conservation de masse implique l'égalité du flux le long d'une droite parallèle au flux d'air (BROAD 1979) :

$$D(Y_1) = D(Y_2) = D .$$

### I.3.3.3 : LA LOI DES MOMENTS

Dans la partie supraglottique, le fait que l'écoulement de l'air soit turbulent ne permet pas l'application de la relation de BERNOUILLI. Cependant le flux peut être décrit par la loi des moments. Le moment du flux,  $J$ , est égal à la force  $F$  agissant dans cette région.

$$J = R_0 \cdot D \cdot (V(r) - V(s)) \text{ et } F = P(r) \cdot A(r) - P(s) \cdot A(s) \quad (\text{cf. figure I.10})$$

où  $A(r)$  et  $A(s)$  sont les sections aux points  $r$  et  $s$ , et  $R_0$  la densité de l'air.

Dans l'hypothèse de la séparation du flux, les termes  $V(s)$  et  $V(r)$  peuvent être exprimés ainsi :

$$V(s) = V(d) = D/A(d) \text{ et } V(r) = D/A(r) \quad (\text{cf. figure I.10})$$

Par conséquent, en faisant l'hypothèse  $A(s) = A(d)$ , on obtient l'expression suivante, reliant  $P(r)$  et  $P(s)$  :

$$R_0 \cdot D \cdot D \cdot (1/A(r) - 1/A(d)) = A(r) \cdot (P(r) - P(s)) \quad (\text{d'après BROAD 1979})$$

### I.3.4 : LE MOUVEMENT DES CORDES VOCALES

Le type d'oscillation des cordes vocales dépend de la configuration du larynx et de la source subglottique, qui définissent les différents registres de la voix humaine.

#### I.3.4.1 : LES REGISTRES DE LA VOIX HUMAINE

VAN DEN BERG (VAN DEN BERG 1960) a classifié les différents registres de la voix humaine comme suit :

+ trois registres principaux : le registre de poitrine (modal ou normal) qui correspond aux conditions normales de phonation, le registre de tête ou intermédiaire et le registre falsetto. Du registre de poitrine au registre falsetto on constate une adduction et une tension croissantes des cordes vocales.

+ deux registres secondaires : siroh bass et flûte qui sont respectivement au plus bas et au plus haut de l'échelle des fréquences du domaine de la voix humaine.

La figure I.11 montre les différentes configurations des cordes vocales pour ces différents registres. Sur la figure I.12 on a représenté l'élongation du ligament vocal qui (cf. I.3.4.2) est l'élément dont les oscillations ont la plus grande amplitude.

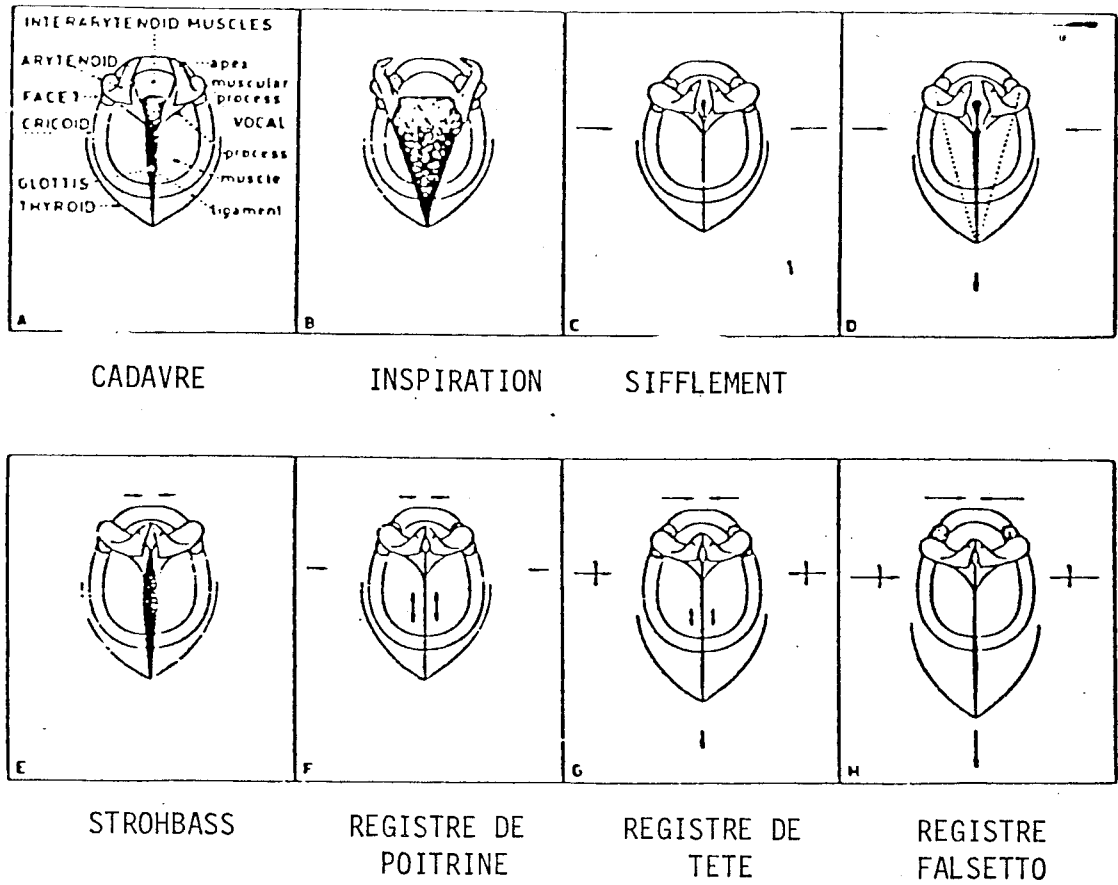


Figure I.11. : CLASSIFICATION DES DIFFERENTS REGISTRES DE LA VOIX HUMAINE D'APRES VAN DEN BERG 1960.

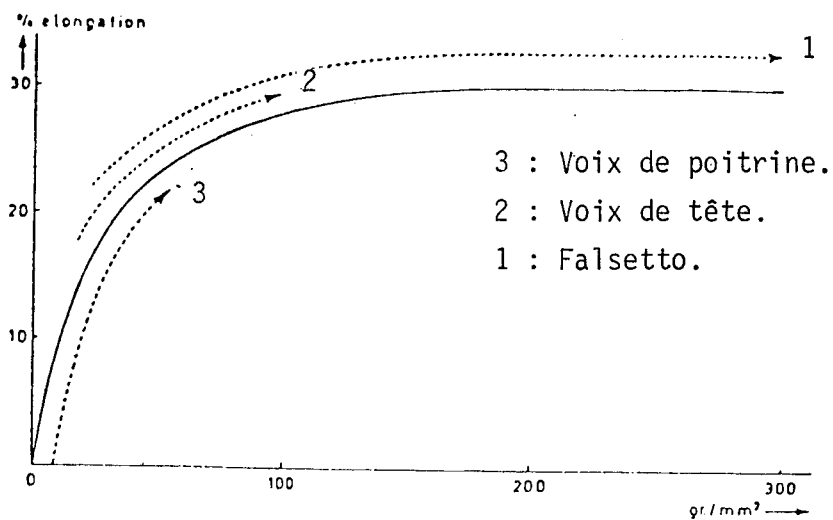


Figure I.12. : ELONGATION DU LIGAMENT SOUS L'EFFET D'UNE TENSION LONGITUDINALE D'APRES VAN DEN BERG 1960.

On constate que, pour de faibles tensions longitudinales, la croissance de l'élongation du ligament est assez rapide, tandis que, pour de fortes tensions, l'élongation tend à ne plus croître. On conçoit alors que pour le registre de poitrine (faible tension longitudinale), les oscillations auront une grande amplitude, alors que, dans le registre falsetto, l'amplitude sera faible (VAN DEN BERG 1960). De plus, dans le registre de poitrine, c'est sensiblement toute la longueur et toute la masse de la corde vocale qui entre en vibration, et dans le registre falsetto l'oscillation est quasiment limitée au ligament vocal (SAWASHIMA 1974).

#### I.3.4.2 : LE MOUVEMENT DES CORDES VOCALES

Examinons maintenant les configurations successives de la glotte pendant une période d'oscillation, les cordes vocales étant dans des conditions normales de tension (registre de poitrine).

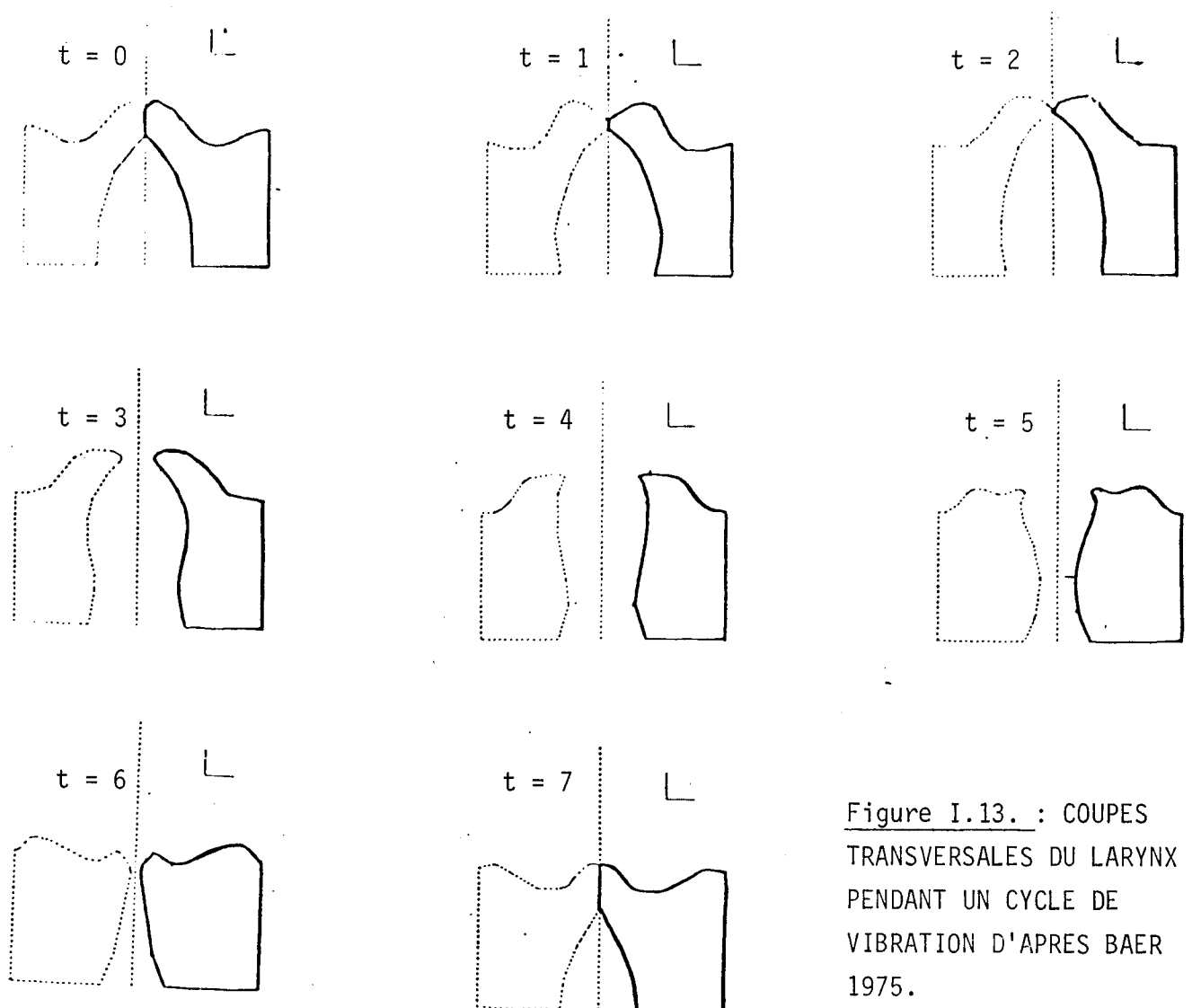


Figure I.13. : COUPES  
TRANSVERSALES DU LARYNX  
PENDANT UN CYCLE DE  
VIBRATION D'APRES BAER  
1975.

La figure I.13 montre la section frontale de la glotte à huit instants différents d'un cycle de vibration (BAER 1975, STEVENS 1977) :

- t=0 : La glotte est fermée dans sa partie supérieure. L'air ne passe pas, mais une forte pression s'exerce sur la partie inférieure des parois de la glotte qui s'écartent peu à peu.
- t=1 : L'écartement des parties inférieures des parois se poursuit en se déplaçant vers t=2 le haut.
- t=3 : Les parties supérieures des parois glottiques se sont, elles aussi, écartées suivant le mouvement des parties inférieures. A ce moment-là, l'air traverse la glotte, le débit glottique n'est plus nul et la pression s'exerçant sur les parois décroît.
- t=4 : Sous l'effet de la rigidité des tissus et de la diminution de pression, les parties inférieures des parois tendent à se rapprocher.
- t=5 : La section de la glotte est devenue, dans sa partie inférieure, suffisamment faible pour que se produise l'effet de BERNOUILLI qui va aspirer les parois inférieures l'une vers l'autre, en provoquant une chute brutale de pression.
- t=6 : Le même phénomène se répète pour les parties supérieures des cordes vocales qui se rapprochent.
- t=7 : Les parties supérieures de la glotte entrent en contact et à l'instant suivant c'est le retour à l'état t=0.

On constate l'existence d'un déphasage vertical entre la partie supérieure et la partie inférieure de la glotte. Pour STEVENS (STEVENS 1977), ce phénomène est un des principaux facteurs d'entretien des oscillations des cordes vocales. Mais TITZE (TITZE 1980), s'il reconnaît le rôle de ce facteur, n'en conteste pas moins l'importance fondamentale. En effet, comment alors expliquer les oscillations en mode falsetto où, le ligament vocal étant le seul à être en mouvement, le déphasage vertical n'existe pas ? Quoi qu'il en soit, ce déphasage en mode normal permet de distinguer dans la corde vocale deux parties, déphasées verticalement, de tensions et de masses différentes, et couplées entre elles. On remarquera que l'amplitude des oscillations de la partie inférieure est plus importante. Elles correspondent sensiblement à la muqueuse (ensemble constitué de l'épithélium et de la couche superficielle de la lamina propria), pour la partie supérieure, et à l'ensemble ligament vocal-vocalis, pour la partie inférieure (TITZE 1973).

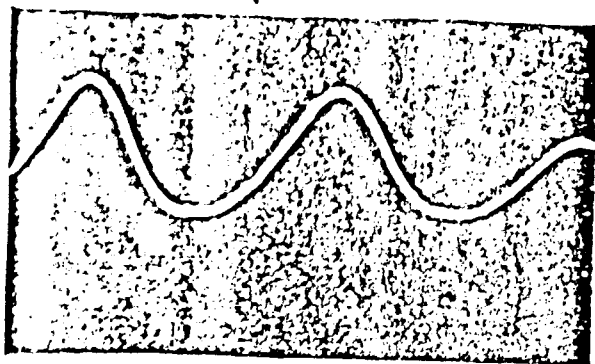
Le mouvement des cordes vocales est asymétrique. On peut, en effet, relever une sorte de phénomène d'hystérésis dans la mesure où la phase d'ouverture est plus longue que la phase de fermeture (TITZE 1980).

Notons de plus, ce qui n'apparaît pas dans la schématisation donnée figure I.13, un déphasage longitudinal le long d'une même corde vocale : en effet, la glotte s'ouvre d'abord dans sa partie antérieure puis dans sa partie postérieure (FLETCHER 1962).

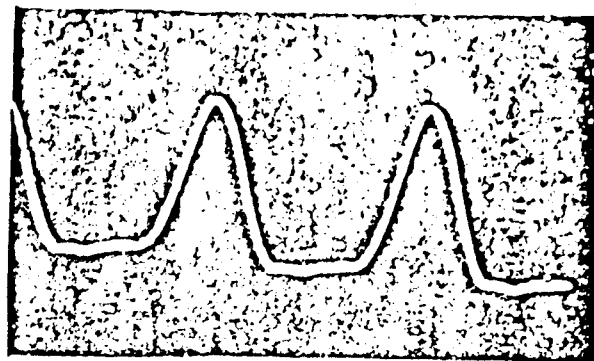
Précisons enfin que, lors de la phonation, seuls les modes d'oscillation les plus bas sont excités par le passage de l'air dans la glotte (TITZE & STRONG 1975).

### I.3.5 : LE SIGNAL GLOTTIQUE

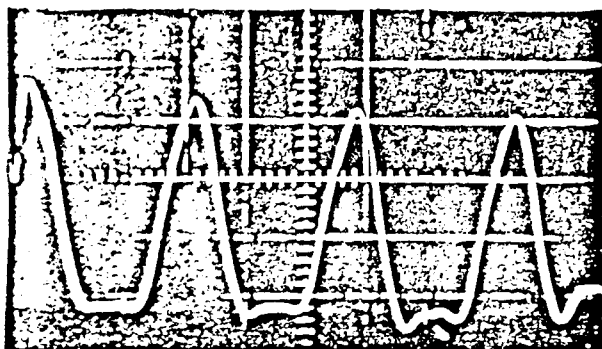
La figure I.14 donne la forme caractéristique de l'onde de débit glottique pour trois efforts de phonation différents. Cela correspond pratiquement à trois valeurs de la pression subglottique (LINDQVIST 1970).



LOW VOICE EFFORT



MEDIUM VOICE EFFORT



HIGH VOICE EFFORT

Figure I.14. : FORMES CARACTERISTIQUES DE L'ONDE DE DEBIT POUR TROIS EFFORTS DE PHONATION DIFFERENTS D'APRES LINDQUIST 1970.

La forme de l'onde de débit est traditionnellement caractérisée par quatre paramètres (cf. FIG I.15) : la fréquence fondamentale  $F_0$ ,  $F_0=1/T$ , l'intensité  $I$ , le quotient d'ouverture  $Q_0$ ,  $Q_0=T_3/T$ , et le quotient de dissymétrie  $Q_D$ ,  $Q_D=T_1/T_2$ . Enfin, dernière caractéristique d'une onde de débit glottique : son spectre a toujours une pente moyenne de l'ordre de  $-12$  dB/octave (TAGASUKI 1971, SUNDBERG & GAUFFIN 1978).

Ces caractéristiques dépendent des conditions de phonation, du couplage avec les cavités supraglottiques et du sexe de l'individu. Nous reviendrons plus longuement au paragraphe I.3.6 sur l'influence des conditions de phonation. En ce qui concerne le couplage avec les cavités supraglottiques, ROTHENBERG (ROTHENBERG 1973) constate que l'onde de débit présente une perturbation oscillatoire pendant la phase d'ouverture, qui correspond à l'énergie absorbée à la fréquence  $F_1$  du premier formant de la fonction de transfert du conduit vocal au niveau de la glotte. Cette distorsion semble avoir tendance à disparaître lorsque la fréquence diminue, et disparaît même totalement si le rapport  $F_1/F_0$  est supérieur à 5 ou à 6. L'influence du couplage sur la fréquence fondamentale est faible et affecte principalement la production des voyelles fermées [ɨ], [ɘ] de fréquence fondamentale plus élevée.

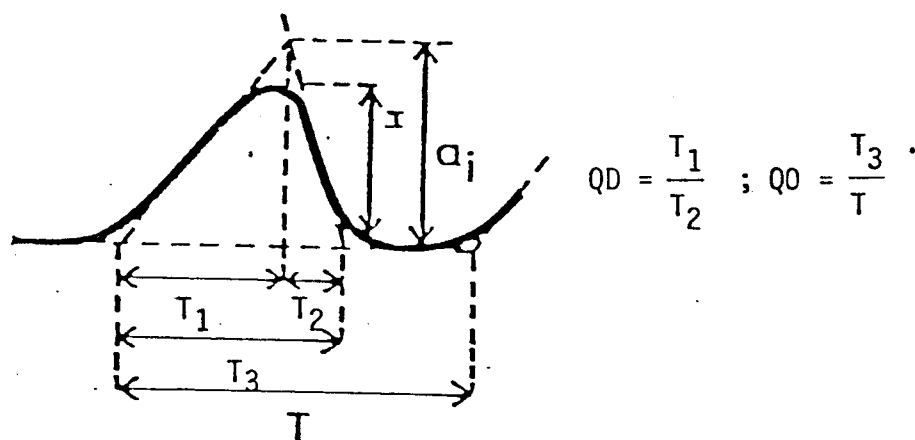
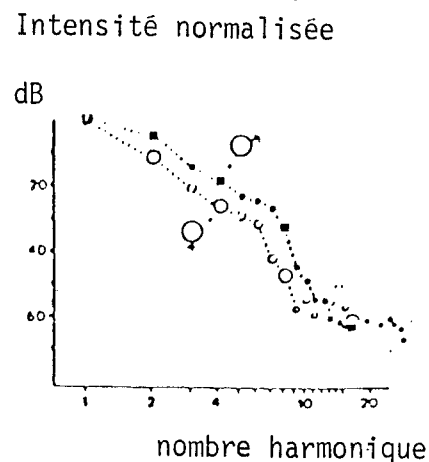


Figure I. 15. : CARACTERISTIQUES DE L'ONDE DE DEBIT D'APRES LINDQUIST 1970.

MONSEN & ENGBRETSON ont plus particulièrement étudié les variations du signal glottique dues à la différence de sexe. Ils ont constaté, outre la différence de fréquence fondamentale moyenne bien connue (130 Hz pour l'homme, 180 Hz pour la femme), une moins grande asymétrie de la forme d'onde chez la femme et une pente de spectre glottique moins grande chez l'homme (cf FIG I.16) (MONSEN & ENGBRETSON 1977).

Figure I.16. : DIFFERENCES ENTRE SPECTRES NORMALISES CHEZ L'HOMME ET CHEZ LA FEMME D'APRES MONSEN et al 1977.



Le signal glottique n'est généralement jamais vraiment nul pendant la fermeture de la glotte, car, sauf à fréquence basse le contact entre cordes n'est jamais parfait (SUNDBERG & GAUFFIN 1978, COLTON & ESTILL 1976).

Enfin le mouvement des cordes vocales déplace de l'air qui vient s'ajouter à l'air issu des poumons et traversant la glotte, cela ayant pour conséquence une augmentation de la dissymétrie du signal glottique.

Les valeurs des paramètres de l'onde de débit varient légèrement selon les auteurs et les méthodes expérimentales. Notons que pour LINDQVIST (LINDQVIST 1970)  $Q_0$  varie entre 0,4 et 0,8 alors que  $Q_D$  est sensiblement égal à 2; pour TAGASUKI (TAGASUKI 1971)  $Q_0$  varie entre 0,64 et 0,70 alors que  $Q_D$  varie entre 1,32 et 2,13; enfin, chez FANT (FANT 1960),  $Q_0$  prend des valeurs entre 0,64 et 0,89.

### I.3.6 : LES PARAMETRES DE COMMANDE DU MOUVEMENT DES CORDES VOCALES

De nombreuses études ont porté sur le contrôle du mouvement des cordes vocales. Il semble désormais acquis que les oscillations des cordes vocales sont essentiellement fonction de la tension longitudinale, de la masse de la partie vibrante, de la longueur et de l'épaisseur des cordes vocales et de la pression subglottique (SAWASHIMA 1974).



### I.3.6.1 : LE ROLE DE LA PRESSION INTRAGLOTTIQUE

La pression intraglottique représente la différence existant entre la pression subglottique et la pression supraglottique. Pour la production des voyelles, la pression supraglottique est peu différente de la pression atmosphérique et reste sensiblement constante. Par conséquent, on assimilera les variations de pression intraglottique à celles de la pression subglottique.

De nombreux chercheurs se sont intéressés plus particulièrement au rôle de la pression subglottique (ou intraglottique),  $P_s$ , dans le contrôle de la source vocale. Dans leur majorité, ils concluent à l'influence directe de  $P_s$  sur la fréquence fondamentale  $F_0$ . Mais la variation de  $P_s$  avec  $F_0$  prend des valeurs différentes selon les auteurs et les techniques expérimentales utilisées :

2 à 4 Hz/cm H<sub>2</sub>O pour HIXON (HIXON et al. 1971), 3 à 18 Hz/cm H<sub>2</sub>O pour LIEBERMAN (LIEBERMAN et al. 1969), 6,25 Hz/cm H<sub>2</sub>O en moyenne pour OHMAN (OHMAN & LINDQVIST 1965) ou même 40 Hz/cm H<sub>2</sub>O pour COLLIER (COLLIER 1975). De plus MONSEN (MONSEN et al. 1978) relie le phénomène de chute de fréquence dans les phrases déclaratives à une baisse de la pression subglottique.

Cependant ATKINSON (ATKINSON 1973, ATKINSON 1977), s'il confirme le rôle de la pression subglottique dans les changements de fréquence, en limite l'effet aux fréquences inférieures à 120 Hz. Enfin, TITZE (TITZE & TALKIN 1979, TITZE 1980) affirme que la pression subglottique est le moins important de tous les paramètres de contrôle de la fréquence fondamentale de la source, sauf dans les bas niveaux de pression subglottique.

On constate donc une divergence de point de vue sur l'importance de la pression subglottique dans le contrôle de la fréquence fondamentale du signal glottique.

Par contre, la pression subglottique peut modifier fortement l'intensité du signal glottique et cette constatation ne fait l'objet d'aucune controverse.

### I.3.6.2 : CARACTERISTIQUES PHYSIQUES DES CORDES VOCALES. CONFIGURATION DU LARYNX

Les principaux paramètres de contrôle de la fréquence fondamentale sont, en fait, plutôt les caractéristiques physiques des cordes vocales, éventuellement liées à la configuration du larynx.

Si l'on considère deux locuteurs différents, le principal facteur de modification de fréquence fondamentale d'un larynx à l'autre est la longueur des cordes vocales (TITZE & TALKIN 1979). Ces variations de fréquence fondamentale ont été étudiées par HOLLIEN (HOLLIEN 1960, HOLLIEN & MOORE 1960). Ils constatent une

augmentation de la fréquence lors d'une diminution de la longueur (différence entre hommes et femmes). Ceci est confirmé par les études de TITZE & TALKIN (TITZE & TALKIN 1979) qui relèvent une augmentation de 28 % de  $F_0$  lors d'une diminution de 30 % de la longueur de la partie vibrante de la corde vocale.

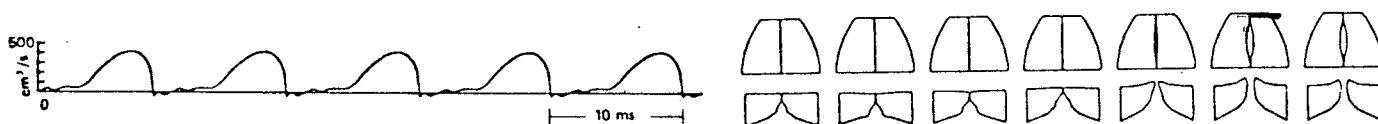
Mais chez le même locuteur, la principale origine des variations de fréquence fondamentale est la tension longitudinale et, à un degré moindre, la compression latérale. ATKINSON (ATKINSON 1978) a conclu au rôle prépondérant du muscle cricothyroïdien, confirmant ainsi les conclusions de CELLIER (CELLIER 1975). La contraction de ce muscle induit une augmentation de la tension longitudinale passive qui s'accompagne d'une augmentation de la fréquence fondamentale. On observe le même phénomène, mais de façon moins marquée, pour le muscle vocalis qui agit sur la tension active des cordes vocales (SAWASHIMA 1974). L'augmentation de tension longitudinale passive s'accompagne d'une élongation de la corde vocale, tandis que l'augmentation de tension active entraîne plutôt une diminution de longueur. Cette variation de longueur ne semble pas jouer, dans cette situation de rôle prépondérant puisque, quelle que soit son évolution, la fréquence fondamentale varie dans le même sens. Une diminution de l'épaisseur des cordes vocales entraîne une augmentation de  $F_0$  (SAWASHIMA 1974), mais il semble que l'influence de ce facteur soit, en fait, très faible (TITZE & TALKIN 1979).

Enfin, l'intensité du signal glottique augmente généralement lorsque la tension diminue, mais, à ce point de vue, le rôle de la pression subglottique est bien plus grand.

La figure I.17 présente les résultats obtenus par TITZE & TALKIN (TITZE & TALKIN 1979) qui montrent l'importance de certains des paramètres évoqués ci-dessus dans le comportement de la source vocale.

#### I.4 : LES MODELES ARTIFICIELS

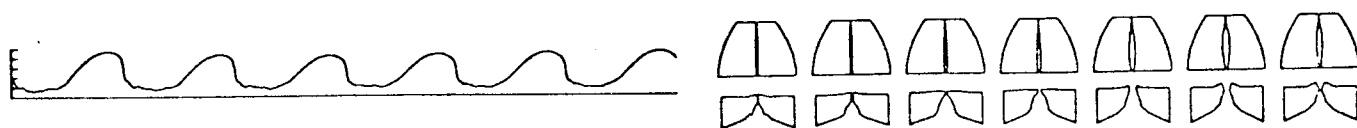
L'idée de modéliser les cordes vocales n'est pas récente puisque en 1791 VON KEMPELEN s'y était déjà employé lors de la réalisation de sa fameuse machine. Mais il a fallu attendre les années soixante pour voir apparaître les premières simulations sur ordinateur du mouvement des cordes vocales. Ce type de réalisation a essentiellement deux objectifs : produire des sons de synthèse de meilleure qualité en améliorant le signal de source et étudier le comportement général de la source pendant la phonation.



(A) : CONFIGURATION NOMINALE.



(B) : DIMINUTION DE L'OUVERTURE GLOTTIQUE INITIALE



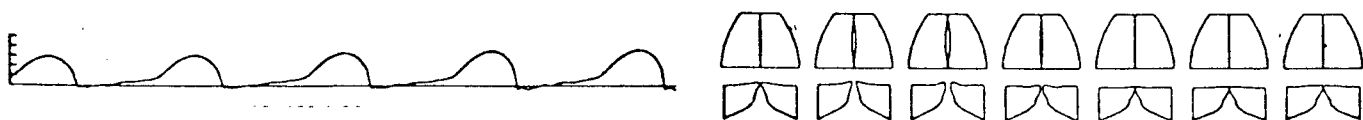
(C) : AUGMENTATION DE L'OUVERTURE GLOTTIQUE INITIALE.



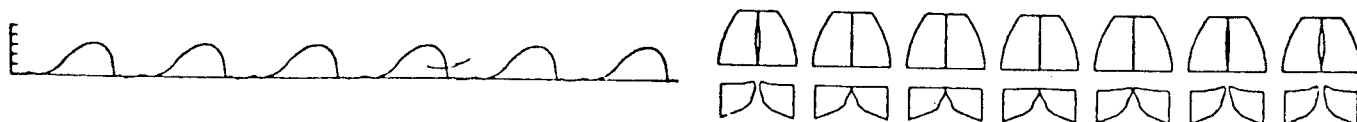
(D) : DIMINUTION DE LA TENSION DU LIGAMENT.



(E) : AUGMENTATION DE LA TENSION DU LIGAMENT.



(F) : DIMINUTION DE LA TENSION DU VOCALIS.



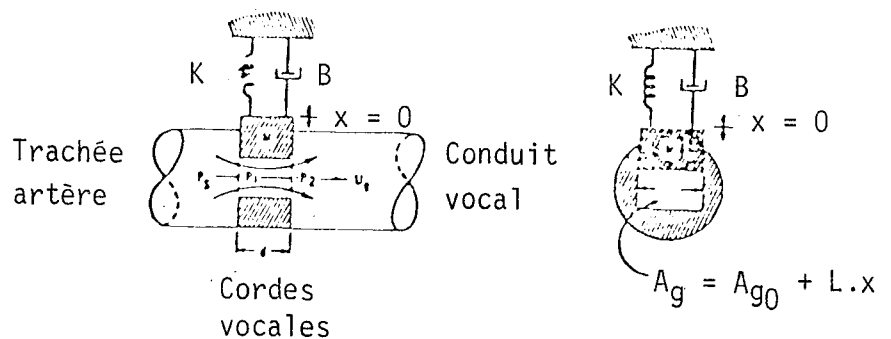
(G) : AUGMENTATION DE LA TENSION DU VOCALIS.

Figure I.17 : INFLUENCE DE CERTAINS PARAMETRES SUR LE COMPORTEMENT DES CORDES VOCALES  
(D'APRES TITZE et al. 1979)

### I.4.1 : LES MODELES A UNE ET DEUX MASSES

Les premiers travaux dans ce domaine sont dus à FLANAGAN et LANDGRAF qui, en 1968, proposèrent un modèle dit "modèle à une masse" susceptible de rendre la voix de synthèse plus naturelle (FLANAGAN & LANDGRAF 1968). Chaque corde y est représentée par un système oscillant simple, à un degré de liberté horizontal, c'est-à-dire perpendiculaire au flux d'air, composé d'une masse et d'un système ressort-frottement non linéaire (cf. FIG I.18). Le système est alors commandé par deux paramètres : la pression subglottique  $P_s$  et un facteur rendant compte de la tension longitudinale des cordes  $Q$ .

Figure I.18. : LE MODELE A UNE MASSE  
D'APRES FLANAGAN et al. 1968.



Du point de vue aérodynamique, les auteurs ont intégralement repris le modèle proposé par VAN DEN BERG (VAN DEN BERG 1957). Les équations qui régissent le mouvement du modèle sont les suivantes :

$$M \cdot \frac{d^2x}{dt^2} + B \cdot \frac{dx}{dt} + K \cdot x = F$$

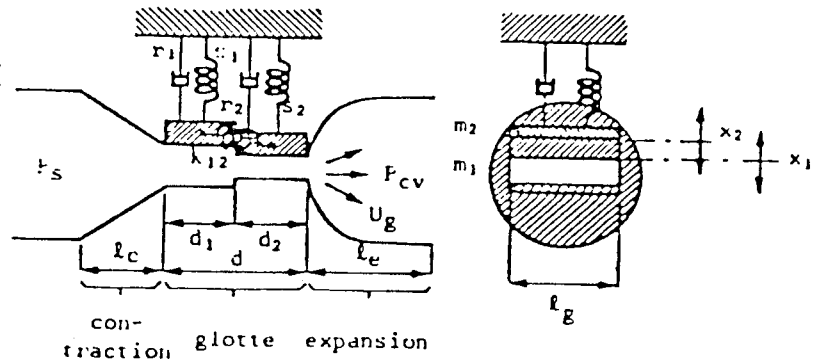
où  $M$  est la masse de l'échantillon,  $B$  l'amortissement,  $K$  le coefficient de rappel et  $F$  la force globale s'exerçant sur le modèle

Les formes de l'aire glottique et de l'onde de débit ainsi obtenues sont proches de celles qu'on observe sur la parole naturelle, mais l'interaction entre source vocale et cavités supraglottiques s'est avérée plus grande que dans la parole humaine.

Compte tenu de ces observations, et pour mieux prendre en compte les réalités physiologiques (en particulier le phénomène de déphasage vertical) ISHIZAKA & FLANAGAN (ISHIZAKA & FLANAGAN 1972) mirent au point un modèle un peu plus sophistiqué, le modèle dit "à deux masses", où chaque corde vocale est divisée verticalement en deux parties correspondant aux deux parties discernables pendant le mouvement des cordes (cf. I.3.4.2). Chaque partie consiste en un oscillateur simple, constitué d'une masse, d'un

ressort et d'un amortissement représentant la tension de la corde vocale, les masses étant couplées entre elles par un système ressort frottement non linéaire. Dans un premier temps, seul le déplacement horizontal est autorisé. Enfin le modèle est parfaitement symétrique par rapport à la glotte (cf. FIG. I.19).

Figure I.19. : LE MODELE A DEUX MASSES D'APRES ISHISAKA et al. 1972.



Le schéma aérodynamique choisi est, là encore, celui que propose VAN DEN BERG (VAN DEN BERG 1957). Les oscillations du modèle sont alors régies par les équations suivantes :

$$M1 \frac{d^2 X1}{dt^2} + R1 \frac{d X1}{dt} + S1(X1) + Kc (X1 - X2) = F1$$

$$M2 \frac{d^2 X2}{dt^2} + R2 \frac{d X2}{dt} + S2(X2) + Kc (X2 - X1) = F2$$

Le système de commande du modèle comporte deux paramètres : la pression subglottique  $P_s$  et un coefficient  $Q$  donnant une bonne idée de l'augmentation de la tension longitudinale et de la diminution de masse linéique correspondante (si  $Q$  augmente, la tension augmente et la masse linéique diminue) (GUERIN & BOE 1977, GUERIN 1978).

Les résultats obtenus grâce à ce modèle sont tout à fait satisfaisants d'un point de vue acoustique et le signal glottique du modèle est souvent employé comme signal d'excitation de synthétiseurs de parole (FLANAGAN et al. 1975).

L'étude du couplage acoustique entre le conduit vocal et la source vocale a été menée, en particulier, par GUERIN (GUERIN & BOE 1980) et AL ANSARI (AL ANSARI 1981). Ils ont relevé une faible influence sur la fréquence fondamentale du signal glottique et une augmentation sensible du quotient de dissymétrie. Cependant la fréquence des voyelles ouvertes  $[a]$ ,  $[\alpha]$  obtenues par ce couplage est plus grande que celles des voyelles fermées telles que  $[i]$  et  $[u]$ . Ce phénomène est contraire aux observations faites sur la parole naturelle.

L'importance du déplacement vertical des masses a été étudiée par ISHIZAKA & FLANAGAN (ISHIZAKA & FLANAGAN 1977) et il a été démontré que, d'un point de vue acoustique, il est négligeable.

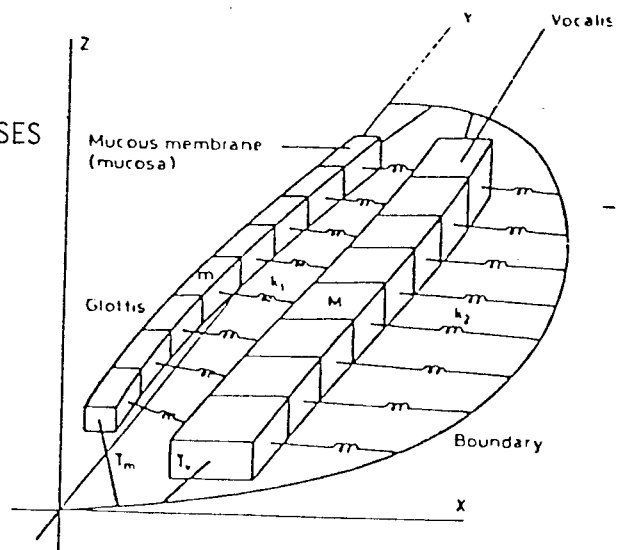
Mais la simplicité relative du modèle, son nombre limité de degrés de liberté, ne permettent pas d'en faire un outil d'étude du comportement mécanique même de la source vocale et en limite a priori la qualité du signal glottique. C'est pourquoi TITZE a proposé un modèle plus proche de la réalité physiologique, le modèle à seize masses. Cependant le modèle à deux masses n'est pas abandonné et il fait encore l'objet de nombreuses études.

#### I.4.2 : LE MODELE A SEIZE MASSES

La figure I.20 présente le modèle de TITZE, ou modèle à seize masses, qui se compose de deux rangées de huit masses.

La rangée supérieure, indiquée  $m$ , correspond à la muqueuse et la rangée inférieure,  $M$ , à l'ensemble ligament vocal-vocalis. Les forces  $T_m$  et  $T_v$  représentent les tensions longitudinales s'exerçant sur les cordes vocales, qui résultent des actions simultanées des muscles cricothyroïdien et vocalis. Les deux rangées de masses sont couplées entre elles et seules les masses inférieures  $M$  sont reliées aux couches fixes plus profondes dans la corde vocale. Toutes les constantes d'élasticité, conformément au modèle naturel, sont non linéaires. Les mouvements dans les deux directions, verticale et horizontale, sont autorisés. Du point de vue aérodynamique, comme dans les modèles précédents, les équations proposées par VAN DEN BERG (VAN DEN BERG 1957) sont appliquées (TITZE 1973, TITZE 1974).

Figure I.20. : LE MODELE A SEIZE MASSES  
D'APRES TITZE 1973.



Ce modèle représente un progrès important par rapport au modèle à deux masses. Il tient compte, en effet, de la dimension longitudinale et permet, par conséquent, la représentation des différences de phase longitudinale ; les modes de vibration ainsi observés correspondent à ceux de la parole humaine (cf. FIG. I.21); la fermeture progressive ou non uniforme de la glotte peut aussi être représentée (cf. FIG I.22). La fréquence du signal glottique est une fonction de la tension longitudinale et de la pression subglottique. A tension constante, la fréquence fondamentale évolue proportionnellement à la pression subglottique et croît avec la tension longitudinale. Les domaines de variation de ces variables de commande sont 5-30 cm H<sub>2</sub>O pour Ps et 5000-60000 dynes pour la tension du muscle vocalis.

Pour approcher encore mieux la réalité physiologique, on pourrait augmenter le nombre de masses et de degrés de liberté. Mais on peut encore aller plus loin en modélisant les cordes vocales non plus comme un ensemble discret, mais véritablement comme un milieu continu.

#### I.4.3 : MODELISATION CONTINUE DES CORDES VOCALES

Les premiers à avoir travaillé sur la modélisation continue des cordes vocales sont TITZE et STRONG (TITZE & STRONG 1975). Ils ont tenu compte, non plus de la structure macroscopique "en deux parties" des cordes vocales, mais de la structure microscopique proposée par HIRANO (HIRANO 1975, HIRANO 1977) (cf. FIG. I.23). Puis, ils ont modélisé chaque corde vocale dans son ensemble, par un parallélépipède rectangle, de structure évidemment anisotropique, dans lequel ils ont étudié la propagation des ondes. Cette étude a donné, moyennant un certain nombre de simplifications, des résultats très intéressants sur les modes de vibration des cordes vocales.

En 1976, TITZE, pour procéder à une simulation de ce modèle sur ordinateur, a effectué une discrétisation (cf. FIG. I.24) (TITZE 1976).

Enfin en 1979, TITZE et TALKIN (TITZE & TALKIN 1979) ont proposé une modélisation, où les cordes vocales sont divisées en quatre sections longitudinalement, quatre sections verticalement et quatre sections en profondeur, qui représentent sensiblement les quatre couches de la structure proposée par HIRANO. Les équations aérodynamiques sont celles qu'ont appliquées ISHIZAKA et FLANAGAN (ISHIZAKA & FLANAGAN 1972). Enfin le type d'équations mécaniques choisi est l'équation des membranes (cf. FIG.I.25).

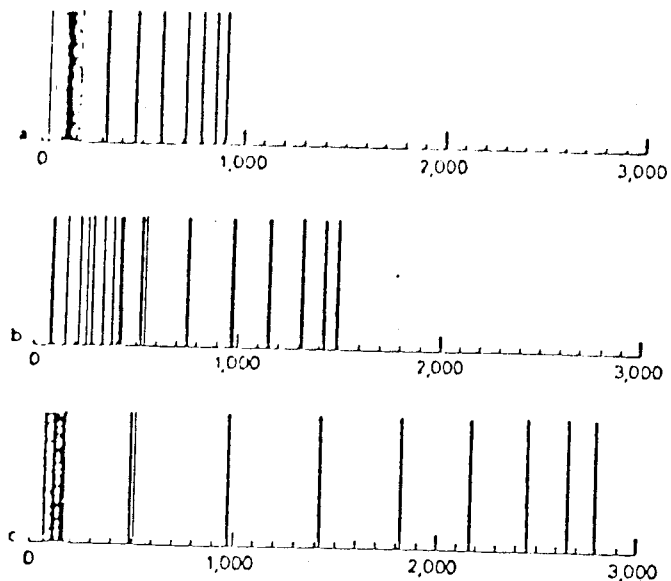


Figure I.21. : MODES NORMAUX DU  
 MODELE A SEIZE MASSES.  
 a : REGISTRE DE POITRINE  
 b : REGISTRE DE TETE  
 c : REGISTRE FALSETTO

Figure I.22. : UN CYCLE DE VIBRATION DU MODELE A SEIZE MASSES D'APRES  
 TITZE 1974.





Les résultats obtenus par ce modèle sont très satisfaisants : déphasage vertical, forme d'onde et d'aire glottique, fréquence fondamentale, en accord avec la parole naturelle (cf. FIG. I.17). De plus sa structure proche de la réalité physiologique en a fait un outil intéressant de l'étude de la mécanique des cordes vocales.

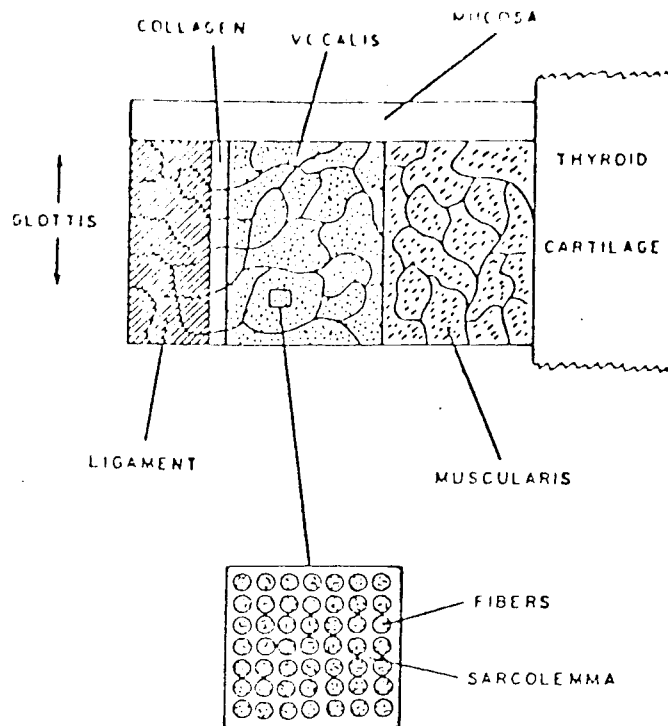


Figure I.23. : SCHEMATISATION DE LA STRUCTURE INTERNE DES CORDES VOCALES DANS LA MODELISATION CONTINUE D'APRES TITZE ET STRONG 1975.

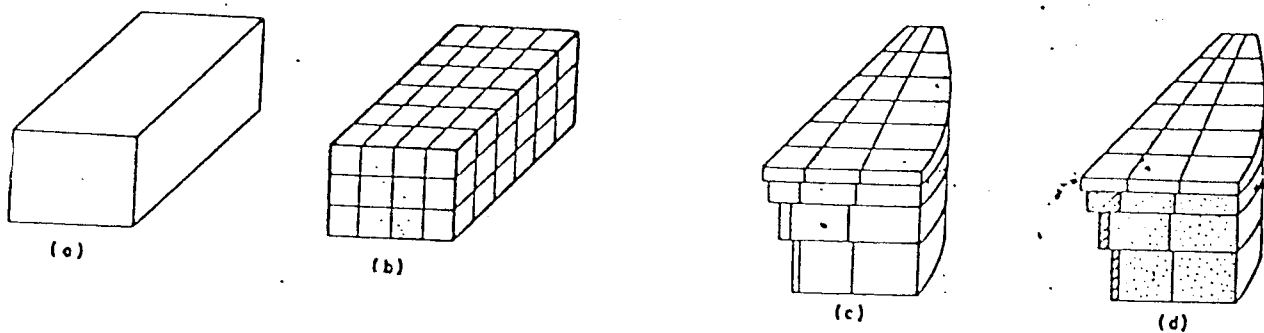


Figure I.24. : QUATRE ETAPES DANS LE RAFFINEMENT DE LA MODELISATION CONTINUE DES CORDES VOCALES. TITZE 1976.

#### I.4.4 : CONCLUSIONS

Le modèle à deux masses, discret, est un modèle qui, dans l'état actuel des connaissances et des techniques de synthèse, est satisfaisant du point de vue acoustique. Mais il ne peut pas être très performant pour l'étude proprement dite du comportement mécanique des cordes vocales. Pour cela, il semble qu'une structure continue soit plus appropriée et, sur ce point, un certain nombre d'études a été mené qui donne des résultats très intéressants.

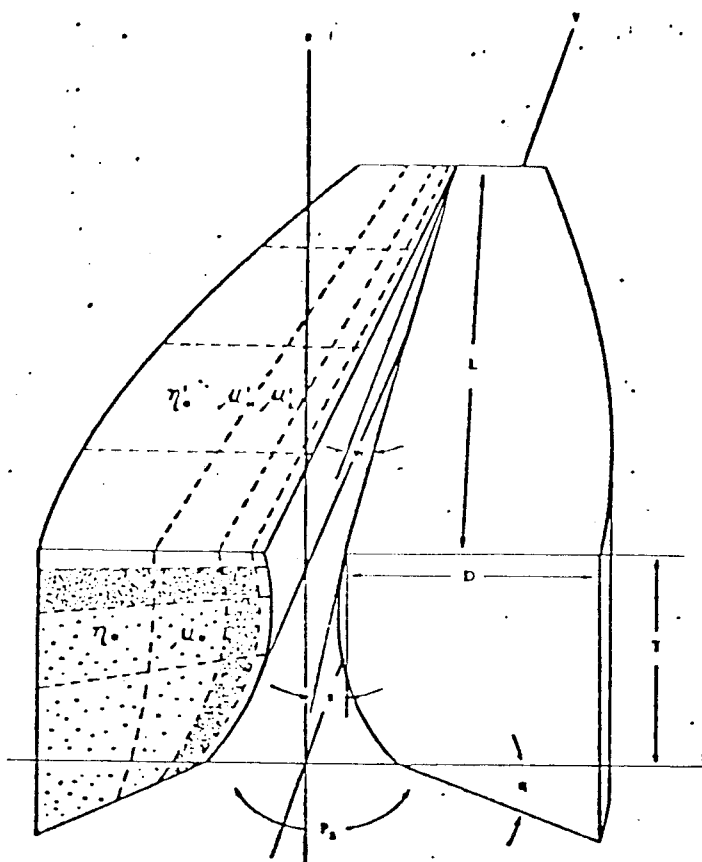


Figure I.25. : LE MODELE CONTINU DE TITZE (TITZE et al 1979).

#### I.5 : CONCLUSION

Pour notre part, dans un souci à la fois d'amélioration du signal glottique et de création d'un outil propre à favoriser l'étude de la mécanique des cordes vocales, nous avons étudié un modèle continu, dont la structure est la structure macroscopique en "deux parties" des cordes vocales, reprise dans le modèle à deux masses et le modèle à seize masses.



## CHAPITRE II

### LE MODELE CONTINU A DEUX POUTRES BI-ARTICULEES

#### II.1 : PRESENTATION DU MODELE

Dans le modèle que nous proposons (cf. FIG II.1), chaque corde vocale est représentée par deux poutres, de caractéristiques physiques différentes, dont les extrémités sont fixes, et qui correspondent aux deux parties discernables dans un plan vertical lors de la phase dynamique (cf. I.3.4.2) (AULOGE 1979, AULOGE et al. 1980, AULOGE et al. 1981, PERRIER et al. 1982). Les poutres sont couplées entre elles par un système "ressort-frottement non linéaire", réparti uniformément sur toute la longueur de la poutre. Le modèle ainsi défini est parfaitement symétrique par rapport à la glotte. Précisons enfin qu'à l'équilibre les poutres symétriques par rapport à la glotte ne sont pas en contact, l'aire résiduelle de la glotte dans cet état-là étant appelée "aire de phonation neutre".

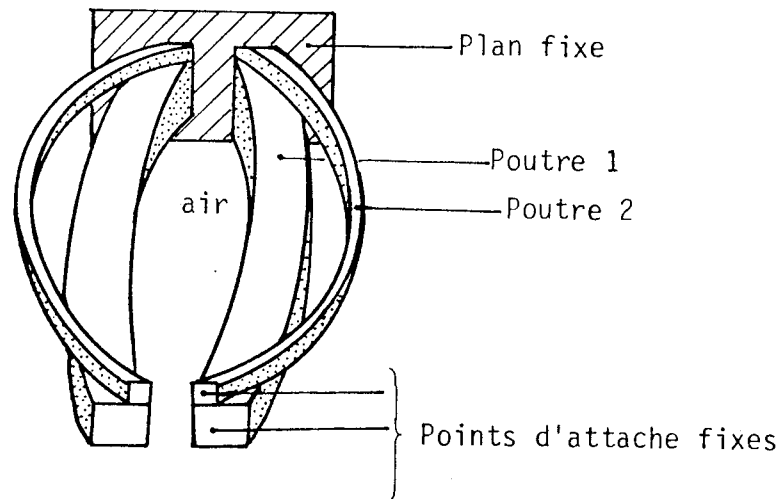


Figure II.1. : LE MODELE A DEUX POUTRES BI-ARTICULEES.

Du point de vue mécanique, chacune des poutres est supposée obéir aux lois de la résistance des matériaux. Nous avons alors étudié les mouvements de ce modèle lorsqu'il est soumis à l'action des forces de pression dues à l'air issu des poumons par la trachée artère.

## II.2 : LES EQUATIONS MECANIQUES

Dans un souci de simplification, nous appuyant sur les observations faites sur le modèle à deux masses par ISHIZAKA et FLANAGAN (ISHIZAKA & FLANAGAN 1977) qui attribuaient aux déplacements verticaux, c'est-à-dire parallèles à la direction du flux d'air, une faible importance du point de vue acoustique, nous nous sommes limités, pour les premières études sur notre modèle, à l'étude des déplacements horizontaux, dans un plan perpendiculaire au flux d'air. Comme dans les précédents modèles qui étaient parfaitement symétriques par rapport à la glotte, nous nous bornerons à étudier les mouvements d'une seule corde vocale, l'autre étant supposée avoir un comportement symétrique.

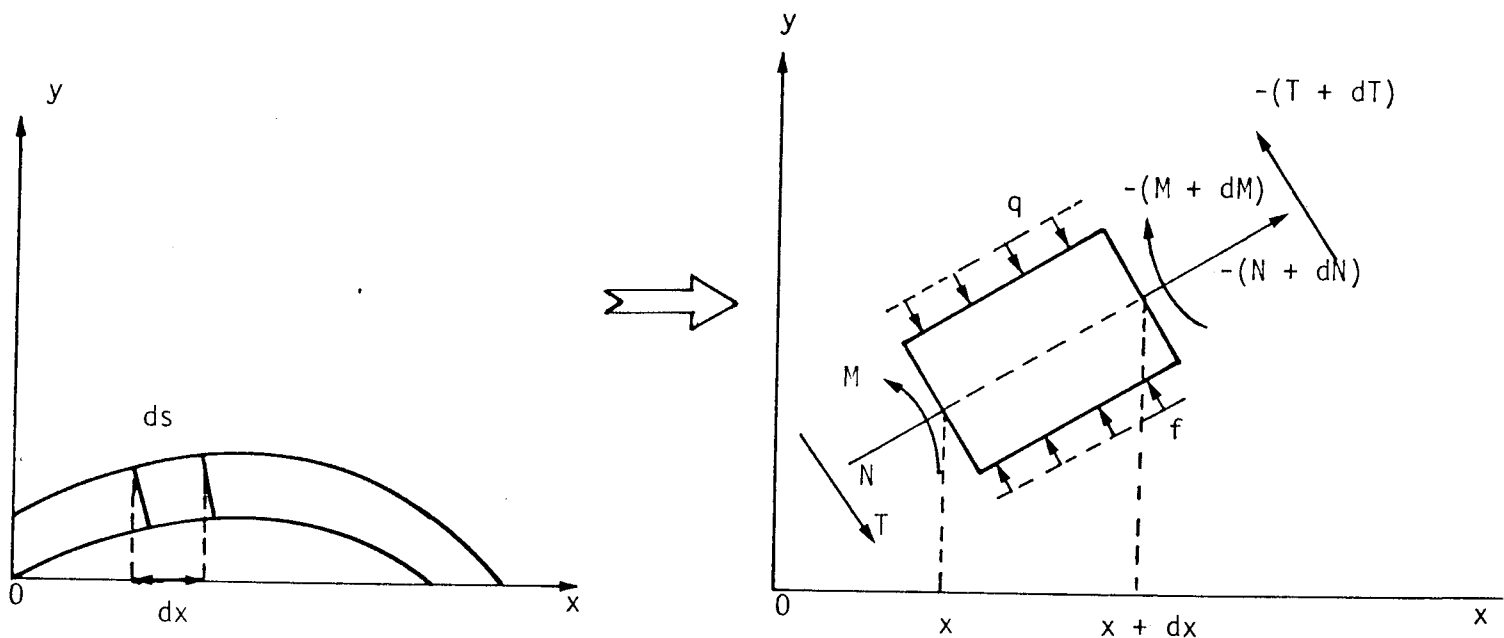


Figure II.2. : LES CONTRAINTES APPLIQUEES A UN ELEMENT  $ds$  DE LA POUTRE.

Plaçons-nous, alors, dans un plan cartésien  $xOy$  perpendiculaire à la direction du flux d'air. La direction  $OX$  correspond à la direction de la plus grande longueur de la corde vocale et la direction  $OY$  à la direction des déplacements horizontaux des cordes vocales (cf. FIG II.2). Considérons maintenant un élément de longueur  $ds$  de l'une des poutres. Il est soumis, selon la théorie de la résistance des matériaux, aux efforts suivants (cf. FIG. II.2) :

- \* le moment fléchissant  $M$  ;
- \* l'effort tranchant  $T$  ;

- \* l'effort normal  $N$  que nous comptons algébriquement positif à gauche s'il y a compression et négatif à gauche s'il y a traction ;
- \* les densités de charges  $q$  et  $f$ , comptées algébriquement et qui correspondent à l'action des forces extérieures.

Nous considérons que nous sommes en présence de petites déformations et on assimile  $ds$  à sa projection  $dx$  sur l'axe  $Ox$ ,  $\sin \theta$  à  $\theta$  et  $\cos \theta$  à 1. Ecrivons, dans ces conditions, le principe fondamental de la dynamique, appliqué à l'élément  $ds$ .

Sur l'axe  $Oy$ , cela donne :

$$* \rho \cdot S \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = T_y - [T_y + dT_y] + N \cdot \theta - [N + dN] \cdot [\theta + d\theta] + [g(x, t) - q(x, t)] \cdot dx \quad (1)$$

où  $S$  est la section de la poutre et  $\rho$  la densité de la poutre par unité de volume.

Nous négligeons les termes du deuxième ordre  $dN \cdot d\theta$ . Il s'ensuit, alors :

$$* \rho \cdot S \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -dT_y - \theta \cdot dN - d\theta \cdot N + [g(x, t) - q(x, t)] \cdot dx \quad (2)$$

soit encore :

$$* \rho \cdot S \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = - \frac{\partial T_y}{\partial x} - \frac{\partial (N \cdot \theta)}{\partial x} + g(x, t) - q(x, t) \quad (3)$$

Appliquons, alors, les relations classiques de la résistance des matériaux,

$$M = -E \cdot I \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad \text{et} \quad T_y = - \frac{\partial M}{\partial x}$$

où  $E$  est le module d'Young du matériau et  $I$  l'inertie géométrique.

L'équation (3) devient alors, avec  $\theta = \frac{\partial y}{\partial x}$  :

$$* \rho \cdot S \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -E \cdot I \cdot \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} - \frac{\partial}{\partial x} [N \cdot \frac{\partial y}{\partial x}] + g(x, t) - q(x, t) \quad (4)$$

soit encore :

$$* E \cdot I \cdot \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \frac{\partial}{\partial x} [N \cdot \frac{\partial y}{\partial x}] + \rho \cdot S \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = g(x, t) - q(x, t) \quad (5)$$

Sur l'axe OX, cela donne :

$$* \rho \cdot S \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -T_y \cdot d\theta - (\theta + d\theta) \cdot (T_y + dT_y) + N \cdot (N + dN) + [g(x,t) \cdot \theta - q(x,t) \cdot \theta] \cdot dx \quad (6)$$

Or nous pouvons négliger les termes  $f \cdot \theta + q \cdot \theta$  et  $d\theta \cdot dT_y$  qui sont des termes du second ordre. Nous obtenons alors :

$$* \rho \cdot S \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -T_y \cdot d\theta - \theta \cdot dT_y - dN$$

soit encore :

$$* -\frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left( T \cdot \frac{\partial y}{\partial x} \right) = \rho \cdot S \cdot \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \quad (7)$$

Si on néglige encore le terme non linéaire  $\frac{\partial}{\partial x} \left( T \cdot \frac{\partial y}{\partial x} \right)$ , on obtient :

$$* -\frac{\partial N}{\partial x} = \rho \cdot S \cdot \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \quad (8)$$

Or les effets de l'inertie axiale sont rarement importants dans les mouvements transversaux. Donc  $\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = 0$ , ce qui implique :

$$* \frac{\partial N}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

Appliquons cette dernière relation à l'équation (5). Elle devient alors :

$$* E \cdot I \cdot \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + N \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \rho \cdot S \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = g(x,t) - q(x,t) \quad (10)$$

Nous supposons, de plus, qu'il existe un amortissement visqueux que l'on supposera linéaire et de constante d'amortissement  $C$ , réparti uniformément le long de la poutre, ce qui mène finalement à l'équation finale :

$$* (E \cdot I) \cdot \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + N \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \rho \cdot S \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{C}{2 \cdot L} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} = g(x,t) - q(x,t) \quad (11)$$

où  $2 \cdot L$  est la longueur de la poutre étudiée.

A cette équation régissant les mouvements de la poutre, il convient d'adjoindre les conditions aux limites suivantes :

$$* \text{ Flèches nulles aux extrémités : } y(0, t) = y(2.L, t) = 0 \quad (12)$$

$$* \text{ Moments nuls aux extrémités : } \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}(0, t) = \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}(2.L, t) = 0 \quad (13)$$

### II.3 : LES FORCES EXTERIEURES

Les forces extérieures agissant sur le modèle sont de deux types :

\* mécanique, avec la force de contact entre poutres symétriques par rapport à la glotte et la force de liaison entre la poutre 1 et la poutre 2 du même côté de la glotte.

\* aérodynamique, résultant de l'action de l'air issu des poumons.

#### II.3.1 : LES FORCES MECANIKES

La force de liaison entre la poutre 1 et la poutre 2, dite force de "liaison inter-poutres", est une force de rappel non linéaire, avec amortissement, et répartie uniformément sur toute la longueur des deux poutres. Examinons son expression pour la poutre 1, l'expression sur la poutre 2 étant parfaitement analogue. Appliquée à un élément de longueur  $dx$  de la poutre, cette force vaut :

$$* dFR_1 = \left[ -\frac{K_0}{2.L} \left[ [U(x, t) - V(x, t)] + \beta [U(x, t) - V(x, t)]^3 \right] - \frac{C_0}{2.L} \left[ \frac{\partial U}{\partial t}(x, t) - \frac{\partial V}{\partial t}(x, t) \right] \right] \cdot dx \quad (14)$$

où  $K_0$  est la raideur du ressort,  $C_0$  le coefficient d'amortissement,  $\beta$  la constante de non-linéarité, et  $U(x, t)$ ,  $V(x, t)$  les écartements respectifs des poutres 1 et 2, par rapport à la position d'équilibre, aux points d'abscisse  $x$ , à l'instant  $t$ .

Les forces de contact sont les forces s'exerçant sur chaque poutre lors du contact entre poutres symétriques, pendant la fermeture de la glotte. C'est une force de rappel avec amortissement et une non-linéarité de "type Duffing". Soit un élément  $dx$



de la poutre d'épaisseur  $d$ ,  $D_0$  la distance existant, dans la position d'équilibre, entre poutres symétriques et  $y(x,t)$  le déplacement de l'élément  $dx$  par rapport à la position d'équilibre (cf. FIG. II.3).

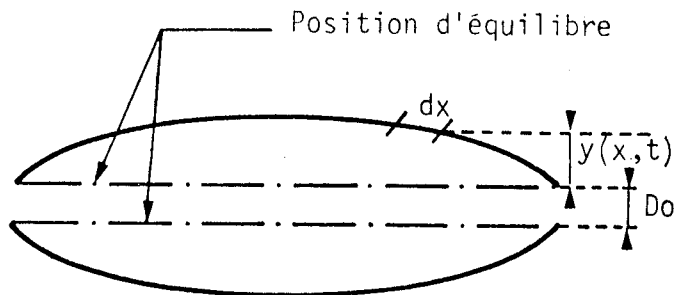


Figure II.3.

Si  $y(x,t)$  est plus grand que  $-D_0$ , il n'y a pas contact et la force de contact appliquée sur  $dx$  est nulle ; en tout point où  $y(x,t)$  est inférieure à  $-D_0$ , il y a contact et la force s'exerçant sur l'élément  $dx$ ,  $dF_c$ , vaut :

$$* dF_c = - \left[ \frac{K}{2.L} \cdot (y(x,t) + D_0) \cdot (1 + \eta (y(x,t) + D_0)^2) + \frac{D}{2.L} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (y(x,t) + D_0) \right] \cdot d \cdot dx \quad (15)$$

où  $K$  est la constante de raideur répartie uniformément,  $\eta$  le coefficient de non linéarité et  $D$  la constante d'amortissement uniformément répartie.

Nous considérons que la force  $F_c$  s'exerçant sur l'ensemble de la poutre lors de la mise en contact des poutres est la somme des forces élémentaires  $dF_c$ , c'est-à-dire :

$$F_c = \int_0^{2.L} dF_c$$

et qu'en définitive cette force  $F_c$  est uniformément répartie sur toute la longueur de la poutre. La force élémentaire agissant en fin de compte sur un élément quelconque de la poutre lors de la mise en contact est alors  $F_c/(2.L)$ .

### II.3.2 : LES FORCES AERODYNAMIQUES

Pour calculer les forces aérodynamiques, nous avons été amenés à modéliser la source d'un point de vue aérodynamique (cf. FIG. II.4).

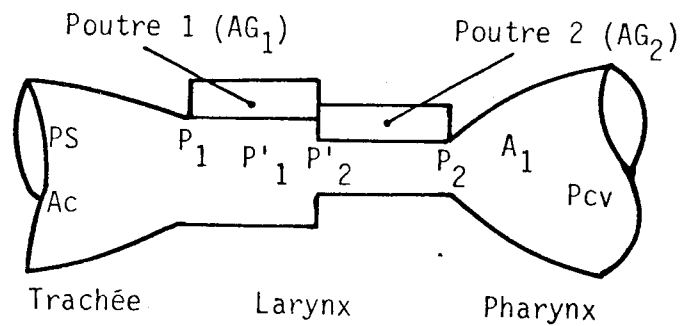


Figure II.4. : LE MODELE AERODYNAMIQUE DE LA GLOTTE.

L'entrée du conduit est symbolisée par un convergent en forme de cône tronqué à section circulaire. La glotte présente deux sections différentes, de forme approximativement ovale et correspondant aux deux poutres. A la sortie, conformément aux modèles précédents (cf. I.4), nous avons assimilé la transition entre le larynx et les parties supraglottiques à un élargissement brusque. A partir de ce modèle et appliquant la relation de BERNOUILLI pour un flux unidimensionnel (VAN DEN BERG et al. 1957), nous pouvons déterminer les pressions existant aux différents points du conduit.

### II.3.2.1 : CALCUL DES PRESSIONS

#### II.3.2.1.1 : CALCUL SANS PERTES DYNAMIQUES

Plaçons-nous d'abord dans le cas où les pertes dynamiques peuvent être négligées.

A l'entrée de la glotte, d'après VAN DEN BERG (VAN DEN BERG et al. 1957), la chute de pression est égale à :

$$PS - P_1 = 1,37 \cdot PB \quad \text{où } PB \text{ est la "pression de Bernouilli"}$$

$$PB = \frac{1}{2} \cdot \rho_0 \cdot \frac{UG^2}{AG_1^2} \quad \text{où } UG \text{ est le débit, constant en tous points car le flux est supposé incompressible, } AG_1 \text{ la section du premier tube de la glotte et } \rho_0 \text{ la densité de l'air.}$$

On a alors :

$$* \quad PS - P_1 = 0,685 \cdot \rho_0 \cdot \frac{UG^2}{AG_1^2} \quad (16)$$

On assimile la fente glottique à deux tubes lisses de section différente. Lors du passage dans un des tubes, la pression chute de  $\Delta P = \psi \cdot \frac{d}{D_e} \cdot \rho_0 \cdot \frac{v^2}{2}$

où  $\psi$  est le coefficient de perte de charge,  $d$  la longueur du tube (épaisseur de la poutre),  $D_e$  le diamètre du tube circulaire équivalent et  $v$  la vitesse de l'air dans le tube.

Dans le cas d'un écoulement non turbulent, ce que nous supposons ici puisque nous appliquons la relation de Bernouilli,  $\psi$  est donné par la relation empirique suivante :

$$\psi = 0,316 \cdot Re^{-1/4} \quad \text{où } Re = \frac{\rho_0 \cdot UG}{\mu \cdot L} \quad \text{avec } \rho_0 \text{ densité de l'air, } \mu \text{ la viscosité de l'air, } UG \text{ le débit glottique et } L \text{ la demi-longueur des cordes vocales.}$$

De plus,  $D_e = 2 \cdot AG / (2 \cdot L)$  et  $v = UG / AG$  où  $AG$  est la section de la conduite (aire glottique). Appliquons alors la relation de Bernouilli au tube correspondant à la poutre 1 ; il s'ensuit :

$$* \left( P_1 + \frac{1}{2} \cdot \rho_0 \cdot v_1^2 \right) - \left( P'_1 + \frac{1}{2} \cdot \rho_0 \cdot v_1^2 \right) = \psi \cdot \frac{d_1}{AG_1^3} \cdot L \cdot \rho_0 \cdot \frac{UG^2}{2}$$

soit encore :

$$* P_1 - P'_1 = 0,158 \cdot \rho_0^{0,75} \cdot \mu^{0,25} \cdot L^{1,25} \cdot d_1 \cdot \frac{UG^{1,75}}{AG_1^3} \quad (17)$$

Et de même, pour le tube correspondant à la poutre 2, nous aurons :

$$* P_2 - P_2' = 0,158 \cdot \rho_0^{0,75} \cdot \mu^{0,25} \cdot L^{1,25} \cdot d_2 \cdot \frac{UG^{1,75}}{AG_2^3} \quad (18)$$

Le changement de section entre le tube 1 et le tube 2 provoque une perte de charge due uniquement à l'effet Bernouilli, soit :

$$* P'_1 - P'_2 = \frac{1}{2} \cdot \rho_0 \cdot UG^2 \cdot \left[ \frac{1}{AG_2} - \frac{1}{AG_1^2} \right] \quad (19)$$

Enfin, à la sortie du larynx vers les parties supraglottiques, nous appliquons la relation donnée par la loi des moments (cf. I.3.3.3) :

$$* P_2 - P_{cv} = \rho_0 \cdot UG^2 \cdot \left[ \frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_1 \cdot AG_2} \right] \quad (20)$$

### II.3.2.1.2 : CALCUL AVEC PERTES DYNAMIQUES

Aux pertes par effet de Bernouilli qui sont celles d'un écoulement permanent, il faut ajouter les pertes dites "dynamiques" qui tiennent compte de l'accélération du fluide. Elles valent :

$$* \text{ à l'entrée du conduit : } \left[ \rho_0 \cdot \int_0^{A_c} \frac{dx}{A_c(x)} \right] \cdot \frac{dUG}{dt}$$

$$* \text{ au niveau de la première poutre : } \rho_0 \cdot \frac{d_1}{AG_1} \cdot \frac{dUG}{dt}$$

$$* \text{ au niveau de la deuxième poutre : } \rho_0 \cdot \frac{d_2}{AG_2} \cdot \frac{dUG}{dt}$$

Ceci conduit alors aux équations aérodynamiques finales :

$$* P_3 - P_1 = 0,685 \cdot \rho_0 \cdot \frac{UG^2}{AG_1^2} + \left[ \rho_0 \cdot \int_0^{A_c} \frac{dx}{A_c(x)} \right] \cdot \frac{dUG}{dt} \quad (21)$$

$$* P_1 - P'_1 = 0,158 \cdot \rho_0^{0,75} \cdot \mu^{0,25} \cdot L^{1,25} \cdot d_1 \cdot UG^{1,75} + \rho_0 \cdot \frac{d_1}{AG_1} \cdot \frac{dUG}{dt} \quad (22)$$

$$* P'_1 - P'_2 = 0,5 \cdot \rho_0 \cdot \left[ \frac{1}{AG_2^2} - \frac{1}{AG_1^2} \right] \cdot UG^2 \quad (23)$$

$$* P'_2 - P_2 = 0,158 \cdot \rho_0^{0,75} \cdot \mu^{0,25} \cdot L^{1,25} \cdot d_2 \cdot UG^{1,75} + \rho_0 \cdot \frac{d_2}{AG_2} \cdot \frac{dUG}{dt} \quad (24)$$

$$* P_2 - P_{cv} = \rho_0 \cdot \left[ \frac{1}{A_1^2} - \frac{1}{A_1 \cdot AG_2} \right] \cdot UG^2 \quad (25)$$

### II.3.2.2 : CALCUL DES FORCES AERODYNAMIQUES

La structure continue de notre modèle des cordes vocales, le fait que les extrémités des poutres soient fixes et écartées les unes des autres, permettent d'affirmer que, même lors de la mise en contact des poutres, l'aire glottique ne sera jamais nulle (cf. FIG II.5).

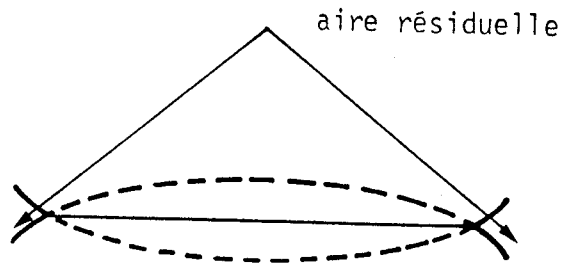


Figure II.5.

Compte tenu de cela, nous considérons que le débit glottique n'est jamais nul et, par conséquent, contrairement à ce qui a été fait sur les modèles précédents, nous faisons l'hypothèse qu'à tout instant la pression s'exerçant sur la poutre  $i$  est égale à la moyenne des pressions s'exerçant sur chacun des bords de cette poutre, soit :

$$P_{mi} = (P_i + P'_i)/2 \quad . \quad (26)$$

Cette hypothèse, qui est parfaitement correcte dans le cas d'une aire glottique grande, où l'écoulement de l'air est laminaire, est fortement contestable dans le cas d'une aire glottique faible, où l'écoulement devient turbulent. Cependant, pour les premières études sur ce modèle, afin d'éviter toute discontinuité qui pourrait s'avérer très fâcheuse lors de la simulation numérique, nous nous en sommes tenus là. Cet aspect de la modélisation n'est que provisoire et doit faire l'objet d'études ultérieures très approfondies. En ce cas la force aérodynamique  $F_{Ai}$  qui s'exerce sur toute la poutre  $i$ , d'épaisseur  $d_i$  et de longueur  $2.L$ , est :

$$F_{Ai} = P_{mi}.d_i.2.L$$

où  $d_i$  est l'épaisseur de la poutre  $i$ .

Nous supposons cette force uniformément répartie le long d'une même poutre et, donc, la force élémentaire  $dF_{Ai}$  s'exerçant sur un élément de longueur  $dx$  de la poutre  $i$  s'écrit :

$$dF_{Ai} = F_{Ai}/(2.L) \quad (27)$$

$$\text{et } F_{Ai} = P_{mi}.d_i.2.L \quad (28)$$

### II.3.3 : LES EQUATIONS FINALES

En remplaçant  $f$  et  $q$  par les valeurs données en II.3.1 et II.3.2, dans

l'équation (11), on obtient les équations suivantes :

\* pour la poutre 1 :

$$\begin{aligned}
 & * (E.I)_1 \cdot \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} + N_1 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + (\rho \cdot S)_1 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{(C_1 + C_0)}{2 \cdot L} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{k_0}{2 \cdot L} \cdot U(x, t) \\
 & = \frac{FA_1}{2 \cdot L} + \frac{FC_1}{2 \cdot L} + \frac{k_0}{2 \cdot L} \cdot V(x, t) + \frac{k_0}{2 \cdot L} \cdot \beta \cdot [V(x, t) \cdot U(x, t)]^3 + \frac{C_0}{2 \cdot L} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} (x, t) \quad (29)
 \end{aligned}$$

\* pour la poutre 2 :

$$\begin{aligned}
 & * (E.I)_2 \cdot \frac{\partial^4 V}{\partial x^4} + N_2 \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + (\rho \cdot S)_2 \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{(C_2 + C_0)}{2 \cdot L} \cdot \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{k_0}{2 \cdot L} \cdot V(x, t) \\
 & = \frac{FA_2}{2 \cdot L} + \frac{FC_2}{2 \cdot L} + \frac{k_0}{2 \cdot L} \cdot U(x, t) + \frac{k_0}{2 \cdot L} \cdot \beta \cdot [U(x, t) - V(x, t)]^3 + \frac{C_0}{2 \cdot L} \cdot \frac{\partial U}{\partial t} (x, t) \quad (30)
 \end{aligned}$$

A cela, il faut ajouter les conditions aux limites suivantes :

$$* \quad U(0, t) = U(2 \cdot L, t) = 0 \quad \text{et} \quad V(0, t) = V(2 \cdot L, t) = 0$$

$$* \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}(0, t) = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}(2 \cdot L, t) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}(0, t) = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}(2 \cdot L, t) = 0$$

et les conditions initiales :

$$* \quad U(x, 0) = V(x, 0) = 0$$

$$* \quad \frac{\partial U}{\partial t}(x, 0) = \frac{\partial V}{\partial t}(x, 0) = 0$$

## II.4 : ETUDE ANALYTIQUE

### II.4.1 : ETUDE ANALYTIQUE POUR DES POUTRES NON AMORTIES SANS COUPLAGE

Considérons une seule poutre, sans amortissement et non couplée avec une autre poutre. L'équation (29), par exemple, se simplifie alors comme suit :

$$* (E.I)_1 \cdot \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} + N_1 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + (\rho \cdot S)_1 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = q_1(x, t) \quad (31)$$

et les conditions aux limites précédentes restent valables. Considérons maintenant l'équation sans second membre et cherchons une solution de la forme :

$$* U(x, t) = U(x) \cdot \alpha(t)$$

C'est une résolution d'équation différentielle classique et elle conduit aux résultats suivants (AULOGE et al. 1981, ECHELARD 1981) :

\*  $\alpha(t)$  est de la forme

$$* \alpha(t) = \alpha \sin(\omega t + \Phi)$$

\*  $U(x)$  est de la forme

$$* U(x) = A \cosh r_1 x + B \sinh r_1 x + C \cos r_2 x + D \sin r_2 x$$

où  $r_1$  et  $r_2$  sont les solutions de l'équation du quatrième degré

$$* (E.I)_1 r^4 + N_1 \cdot r^2 - \omega^2 \cdot (\rho \cdot S)_1 = 0$$

telles que

$$* r_1^2 = \frac{-N_1 + \sqrt{N_1^2 + 4(E.I)_1 \cdot (\rho \cdot S)_1 \cdot \omega^2}}{2 \cdot (E.I)_1}$$

$$* r_2^2 = \frac{-N_1 - \sqrt{N_1^2 + 4(E.I)_1 \cdot (\rho \cdot S)_1 \cdot \omega^2}}{2 (E.I)_1}$$

Ecrivons alors les conditions aux limites énoncées en II.3.3. Elles impliquent :

$$* A = B = C = 0$$

Les conditions initiales énoncées en II.3.3 conduisent à :

$$* \sin [2 \cdot L \cdot r_2] = 0$$

soit encore :

$$2 \cdot L \cdot r_2 = n \pi$$

et donc :

$$r_2 = \frac{n \pi}{2 \cdot L}$$

On obtient ainsi une infinité de valeurs de  $\omega$ , notées  $\omega_n$ , dépendant de  $n$ , qui sont les fréquences propres d'oscillation de la poutre :

$$* \omega_n = \frac{n \pi}{2 \cdot L} \left[ \frac{(E.I)_1}{(\rho \cdot S)_1} \cdot \left( \frac{n \pi}{2 \cdot L} \right)^2 + \frac{N_1}{(\rho \cdot S)_1} \right]^{1/2}$$

et

$$* \alpha_n(t) = \alpha_n \sin(\omega_n t + \Phi_n)$$

On constate alors que la fréquence propre d'oscillation de la poutre augmente avec la rigidité à la flexion  $E.I$  et l'effort normal  $N$ .

Cherchons alors, pour l'équation avec second membre, une solution de la forme :

$$* \quad U(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n(t) \cdot U_n(x)$$

l'équation (31) devient alors :

$$* \sum_{n=1}^{\infty} \left[ (EI)_1 \cdot \Omega_n^4 \cdot \alpha_n(t) \cdot U_n(x) + N_1 \cdot \Omega_n^2 \cdot \alpha_n(t) \cdot U_n(x) + (\rho \cdot S)_1 \cdot \frac{d^2 \alpha_n(t)}{dt^2} \cdot U_n(x) \right] = q_1(x, t) \quad (32)$$

Les fonctions  $\alpha_n$  sont obtenues en multipliant l'équation (32) par  $U_m(x)$  et en intégrant le résultat, ce qui donne (les  $U_n$  étant orthogonaux, seuls les termes du produit scalaire correspondant à  $n = m$  ne sont pas nuls) :

$$* \quad (EI)_1 \cdot \Omega_m^4 \cdot L \cdot \alpha_m(t) + N_1 \cdot \Omega_m^2 \cdot L \cdot \alpha_m(t) + (\rho \cdot S)_1 \cdot L \cdot \frac{d^2 \alpha_m(t)}{dt^2} = \int_0^{2 \cdot L} q_1(x, t) \cdot U_m(x) dx$$

soit :

$$* \quad R_m \cdot \alpha_m + m_m \cdot \frac{d^2 \alpha_m(t)}{dt^2} = F_m$$

$$\text{avec } R_m = (EI)_1 \cdot \Omega_m^4 \cdot L + N_1 \cdot \Omega_m^2 \cdot L$$

$$\text{et } m_m = (\rho \cdot S)_1 \cdot L$$

$$\text{et } F_m = \int_0^{2L} q_1(x, t) \cdot U_m(x) \cdot dx$$

qui sont respectivement la raideur modale, la masse modale et la force modale.

D'où, finalement l'expression de  $\alpha_n$  :

$$* \quad \alpha_m(t) = \frac{F_m}{R_m - \omega_m^2 m_m}$$

On constate donc que l'amplitude des oscillations de la poutre diminue lorsque la tension de la corde augmente.  $\alpha_m$  est la réponse forcée d'un oscillateur masse-ressort, de masse  $m_m$  et de raideur  $R_m$ .



## II.4.2: ETUDE ANALYTIQUE DES EQUATIONS COUPLEES SANS AMORTISSEMENT

Nous considérons maintenant les équations aux dérivées partielles, couplées, sans amortissement, et linéaires pour les forces de rappel, qui se déduisent des équations (29) et (30) :

$$* (E \cdot I)_1 \cdot \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} + N_1 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + (\rho \cdot S)_1 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \frac{K_0}{\rho \cdot L} (U(x, t) - V(x, t)) = q_1(x, t) \quad (33)$$

$$* (E \cdot I)_2 \cdot \frac{\partial^4 V}{\partial x^4} + N_2 \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + (\rho \cdot S)_2 \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{K_0}{\rho \cdot L} (V(x, t) - U(x, t)) = q_2(x, t) \quad (34)$$

Les conditions aux limites étant identiques pour les deux poutres, les formes modales de la poutre 2 sont les mêmes que celles de la poutre 1, calculées en II.4.1, soit :

$$* V_n(x) = U_n(x) = \sin \left( \frac{n\pi}{2L} \right) x$$

Nous allons maintenant, pour l'équation sans second membre, chercher des solutions du type :

$$* U(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^1(t) \cdot U_n(x)$$

$$* V(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^2(t) \cdot V_n(x)$$

Nous reportons ces expressions dans les équations (33) et (34) :

$$* (E \cdot I)_1 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^1(t) \cdot \frac{\partial^4 U_n(x)}{\partial x^4} + N_1 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^1(t) \cdot \frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} + (\rho \cdot S)_1 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d^2 \alpha_n^1(t)}{dt^2} \cdot U_n(x)$$

$$+ \frac{K_0}{\rho \cdot L} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \alpha_n^1(t) \cdot U_n(x) - \alpha_n^2(t) \cdot U_n(x) \right] \right] = 0$$

$$* (E \cdot I)_2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^2(t) \cdot \frac{\partial^4 U_n(x)}{\partial x^4} + N_2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n^2(t) \cdot \frac{\partial^2 U_n(x)}{\partial x^2} + (\rho \cdot S)_2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{d^2 \alpha_n^2(t)}{dt^2} \cdot U_n(x)$$

$$+ \frac{K_0}{\rho \cdot L} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \alpha_n^2(t) \cdot U_n(x) - \alpha_n^1(t) \cdot U_n(x) \right] \right] = 0$$

Multiplions ces équations par  $U_m(x)$  et intégrons (produit scalaire) ; on va alors obtenir :

$$* (EI)_1 \cdot r_m^4 \cdot L \cdot \alpha_m^1(t) + N_1 \cdot r_m^2 \cdot L \cdot \alpha_m^1(t) + (\rho \cdot S)_1 \cdot L \cdot \frac{d^2 \alpha_m^1(t)}{dt^2} + \frac{K_0}{2 \cdot L} \cdot (\alpha_m^1 - \alpha_m^2) = 0 \quad (35)$$

$$* (EI)_2 \cdot r_m^4 \cdot L \cdot \alpha_m^2(t) + N_2 \cdot r_m^2 \cdot L \cdot \alpha_m^2(t) + (\rho \cdot S)_2 \cdot L \cdot \frac{d^2 \alpha_m^2(t)}{dt^2} + \frac{K_0}{2 \cdot L} (\alpha_m^2 - \alpha_m^1) = 0 \quad (36)$$

$$\text{où } r_m = \frac{n\pi}{2 \cdot L}$$

Nous pouvons écrire ce système sous la forme matricielle suivante :

$$* M_n \cdot \ddot{\alpha}_n + K_n \cdot \alpha_n = 0$$

$$\text{avec } M_n = \begin{pmatrix} (\rho \cdot S)_1 & 0 \\ 0 & (\rho \cdot S)_2 \end{pmatrix}$$

$$\text{et } K_n = \begin{pmatrix} (EI)_1 \cdot r_n^4 + N_1 \cdot r_n^2 + \frac{K_0}{2 \cdot L} & -\frac{K_0}{2 \cdot L} \\ -\frac{K_0}{2 \cdot L} & (EI)_2 \cdot r_n^4 + N_2 \cdot r_n^2 + \frac{K_0}{2 \cdot L} \end{pmatrix}$$

Les carrés des pulsations propres du système sont les valeurs propres  $\lambda$  des matrices  $M_n^{-1} \cdot K_n$ . Or :

$$* M_n^{-1} \cdot K_n = \begin{pmatrix} \frac{(EI)_1 \cdot r_n^4 + N_1 \cdot r_n^2 + \frac{K_0}{2 \cdot L}}{(\rho \cdot S)_1} & -\frac{K_0}{2 \cdot L \cdot (\rho \cdot S)_1} \\ -\frac{K_0}{2 \cdot L \cdot (\rho \cdot S)_2} & \frac{(EI)_2 \cdot r_n^4 + N_2 \cdot r_n^2 + \frac{K_0}{2 \cdot L}}{(\rho \cdot S)_2} \end{pmatrix}$$

Donc les valeurs de  $\lambda$  sont les solutions de l'équation du deuxième degré :

$$* \lambda^2 - [A_n + B_n] \cdot \lambda + A_n \cdot B_n - \frac{K_0^2}{(2 \cdot L)^2 \cdot (\rho \cdot S)_1 \cdot (\rho \cdot S)_2}$$

$$\text{où } A_n = \frac{(E \cdot I)_1 \cdot R_n^4 + N_1 \cdot R_n^2 + \frac{K_0}{\rho \cdot L}}{(\rho \cdot S)_1}$$

$$\text{et } B_n = \frac{(E \cdot I)_2 \cdot R_n^4 + N_2 \cdot R_n^2 + \frac{K_0}{\rho \cdot L}}{(\rho \cdot S)_2}$$

$\lambda = \omega^2$  ; il y a donc deux familles de pulsations propres. Pour  $n=1$ , les pulsations propres sont celles d'un modèle du même type que le "modèle à deux masses" d'ISHIZAKA & FLANAGAN. D'un point de vue théorique, un modèle de ce dernier type apparaît donc comme un cas particulier du modèle à deux poutres.

Considérons maintenant l'équation avec second membre. De la même manière, on cherche des solutions de la forme :

$$* \quad U(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n^1(t) \cdot U_n(x)$$

$$* \quad V(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n^2(t) \cdot V_n(x)$$

En procédant comme ci-dessus, on arrive à un système matriciel du type :

$$* \quad M_n \cdot \ddot{\beta}_n(t) + K_n \cdot U_n(x) = F_n(t)$$

ce qui conduit à :

$$* \quad \beta_n = \int_0^t F_n(\theta) \cdot h_n(t-\theta) \cdot d\theta$$

où  $h_n(t-\theta)$  est la réponse impulsionnelle du système.

Remarquons que si nous prenons en compte l'amortissement du couplage inter-poutres, nous arriverons à :

$$* \quad M_n \cdot \ddot{\beta}_n(t) + C_n \cdot \dot{\beta}_n(t) + K_n \cdot \beta_n(t) = F_n(t)$$

Cette équation différentielle matricielle donne donc la projection de la solution sur le  $n$ ème mode.

Cette étude analytique montre que, par projection modale sur le premier mode, le modèle à deux poutres donne un modèle similaire au "modèle à deux masses", différent par la valeur des constantes et leur origine physique, mais de structure mathématique analogue.

## II.5 : LA DISCRETISATION NUMERIQUE

La résolution des équations telles qu'elles sont données dans les relations (29) et (30) implique une discrétisation numérique. Cette discrétisation est double, spatiale de période H et temporelle de période T. Nous avons pris 2.N échantillons dans l'espace et donc  $H = 2.L/(2.N)$ , N étant a priori variable. Dans la mesure où tous les procédés de discrétisation sont identiques pour les poutres 1 et 2, nous ne nous intéresserons qu'à une seule poutre.

### II.5.1 : DISCRETISATION DU PREMIER MEMBRE

Considérons, par exemple, la poutre 1. Pour effectuer la discrétisation numérique de l'équation (29), nous procéderons en deux temps : discrétisation du premier membre où n'interviennent que les termes en U, propres à la poutre étudiée ; puis discrétisation du deuxième membre où interviennent aussi des termes en V qui concernent l'autre poutre.

Le premier membre de l'équation est :

$$* (E \cdot I)_1 \cdot \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} + N_1 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + (\rho \cdot s)_1 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \left( \frac{c_1 + c_0}{2 \cdot L} \right) \cdot \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{k_0}{2 \cdot L} U$$

Appelons j l'indice de temps et i l'indice d'espace ;  $U_i^j$  est alors la valeur de la flèche U au point d'abscisse  $x = i.H$  de la poutre, à l'instant  $t = j.T$  ; avec ces conventions, la discrétisation du premier membre donne le terme suivant :

$$* (E \cdot I)_1 \left( \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} \right)_i^j + N_1 \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_i^j + (\rho \cdot s)_1 \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)_i^j + \left( \frac{c_1 + c_0}{2 \cdot L} \right) \cdot \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)_i^j + \frac{k_0}{2 \cdot L} \cdot U_i^j$$

Le schéma de discrétisation sera différent pour les dérivées spatiales et pour les dérivées temporelles. Pour les dérivées spatiales, nous utilisons le schéma classique des différences latérales descendantes :

$$* \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)_i^j = \frac{U_{i+1}^j - U_i^j}{H}$$

que l'on répète deux fois pour les dérivées secondes et quatre fois pour les dérivées quatrièmes. Cela conduit aux expressions suivantes :

$$* \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_1^j = \frac{U_2^j - 2U_1^j}{H^2}$$

$$* \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_i^j = \frac{U_{i+2}^j - 2U_i^j + U_{i-2}^j}{H^2} \quad \forall i \in [2, 2N-2]$$

$$* \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_{2N-1}^j = \frac{-2U_{2N-1}^j + U_{2N-2}^j}{H^2}$$

$$* \left( \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} \right)_1^j = \frac{U_3^j - 4U_2^j + 5U_1^j}{H^4}$$

$$* \left( \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} \right)_i^j = \frac{U_{i+2}^j - 4U_{i+1}^j + 6U_i^j - 4U_{i-1}^j + U_{i-2}^j}{H^4} \quad \forall i \in [2, 2N-2]$$

$$* \left( \frac{\partial^4 U}{\partial x^4} \right)_{2N-1}^j = \frac{5U_{2N-2}^j - 4U_{2N-3}^j + U_{2N-4}^j}{H^4}$$

En ce qui concerne l'expression :

$$* (\rho \cdot s)_1 \cdot \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)_i^j + \left( \frac{c_1 + c_0}{2 \cdot L} \right) \cdot \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)_i^j + \frac{k_0}{2 \cdot L} \cdot U_i^j$$

qui ne fait intervenir que des dérivées temporelles, nous avons envisagé plusieurs méthodes de discrétisation (schéma aux différences centrées, formule de Houbolt), qui ont systématiquement conduit à des instabilités lors de la simulation numérique. Elles présentaient de plus le désavantage de nécessiter une initialisation tout à fait artificielle de l'algorithme de calcul, faute de quoi le système n'entrait jamais en vibration. Nous avons, alors, appliqué la "méthode de Newmark" qui ne nécessite pas cette initialisation, et qui n'a pas généré d'instabilité. Elle donne (cf. ANNEXE 1) les expressions suivantes :

$$* \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)_i^j = \frac{1}{\alpha} \left[ \frac{U_i^j - U_i^{j-1}}{\tau^2} - \frac{1}{\tau} \cdot \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)_i^{j-1} + \left( \alpha - \frac{1}{2} \right) \cdot \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)_i^{j-1} \right]$$

et

$$* \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)_i^j = \frac{\delta}{\alpha} \left[ \frac{U_i^j - U_i^{j-1}}{\tau} + \left( 1 - \frac{\delta}{\alpha} \right) \left( \frac{\partial U}{\partial t} \right)_i^{j-1} + \left( 1 - \frac{\delta}{2 \cdot \alpha} \right) \cdot \tau \cdot \left( \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \right)_i^{j-1} \right]$$

où  $\delta \geq 0,5$  et  $\alpha \geq 0,25 \cdot (0,5 + \delta)$

## II.5.2 : DISCRETISATION DU SECOND MEMBRE

Le second membre de l'équation (29) est :

$$\text{SNDM1} = \frac{\text{FA}_1}{2.L} + \frac{\text{FC}_1}{2.L} + \frac{\text{K}_0}{2.L} V(x, t) + \frac{\text{C}_0}{2.L} \cdot \frac{\partial V}{\partial t}(x, t) + \beta \cdot \frac{\text{K}_0}{2.L} [V(x, t) - U(x, t)]^3$$

Après discrétisation, selon les conventions énoncées en II.4.1, l'expression précédente devient :

$$\text{SNDM1}_i^j = \text{FA1}_i^j + \text{FC1}_i^j + \frac{\text{K}_0}{2.L} \cdot V_i^j + \frac{\text{C}_0}{2.L} \left( \frac{\partial V}{\partial t} \right)_i^j + \beta \cdot \frac{\text{K}_0}{2.L} [V_i^j - U_i^j]^3$$

Nous considérons que les forces  $\text{FA1}_i^j$  et  $\text{FC1}_i^j$  qui s'exercent sur l'échantillon  $i$  de la poutre 1, à l'instant  $j$ , sont égales à la densité linéique de force à l'instant  $j$ , c'est-à-dire :

$$*\text{FA1}_i^j = 1/(2.L) \cdot \text{FA1}^j \quad \text{et} \quad \text{FC1}_i^j = 1/(2.L) \cdot \text{FC1}^j$$

L'évaluation de  $\text{FA1}_i^j$  est essentiellement faite par prédiction linéaire à partir des résultats donnés par les équations (21) à (25). Il serait fastidieux de développer ici les calculs. Le lecteur plus spécifiquement intéressé pourra se reporter à l'ANNEXE 2.

Le calcul de  $\text{FC1}_i^j$  est effectué à partir de la valeur de  $d\text{FC1}$  donnée dans l'expression (15), que l'on intègre par la "méthode de Gregory", et où les valeurs des flèches à l'instant  $j$  sont obtenues par prédiction linéaire. Le détail de ces calculs est donné en ANNEXE 3.

Enfin, les valeurs des termes en  $U_i^j$  et en  $V_i^j$  présents dans ce second membre sont obtenues aussi par une prédiction linéaire.

## II.5.3 : LES EXPRESSIONS FINALES

En reportant les expressions données dans les parties II.4.1 et II.4.2 dans l'équation (29), nous obtenons un système de  $2N-1$  équations présentées, en figure II.6, sous forme matricielle. On remarquera que la matrice des coefficients est une matrice de type "bande". Le calcul des flèches  $U_i^j$  et  $V_i^j$  se fait à l'aide d'une inversion de matrices. Une fois ces valeurs calculées, on peut, par intégration suivant la "méthode de Gregory" (cf. ANNEXE 3), obtenir les aires glottiques et par conséquent, le débit



glottique dont l'expression est donnée par les équations aérodynamiques (cf. ANNEXE 2). Les différentes phases de ce calcul sont effectuées sur ordinateur, selon le programme SVCONV dont les grandes lignes sont exposées dans la partie suivante.

## II.6 : L'ORGANISATION DES PROGRAMMES

La figure II.7 donne l'organigramme d'ensemble du programme de simulation. Il n'est pas nécessaire d'examiner en détail les différentes phases de cet organigramme, mais il semble intéressant d'en préciser quelques points particuliers :

- \* tous ces programmes ont été écrits en FORTRAN IV ;
- \* le calcul de la matrice inverse des coefficients a été effectué par la méthode de Gauss adaptée pour le type particulier de la matrice à inverser (matrice bande) ;
- \* le type d'équations à résoudre est, nous l'avons vu, le même quel que soit  $j$  et aucune initialisation de l'algorithme n'est nécessaire. Cependant, du fait de la spécificité des valeurs des conditions initiales, le cas  $j=1$  fait l'objet d'une subroutine particulière ;
- \* le programme de calcul général mérite d'être vu plus en détail. Son organigramme est donné en figure II.8.

Précisons enfin que ce programme de simulation a été implanté sur ordinateur de type "Digital PDP 11/34".

**INSTITUT IMAG**  
 Inform. Univ. M. Informatiques Appliquées de Grenoble  
**CNRS-INPG-USMG**  
**MÉDIATHÈQUE**  
 B.P. 53 X  
 38041 GRENOBLE CEDEX  
 FRANCE  
 Tél. 76.51.46.36



Figure II.7 : ORGANIGRAMME GENERAL

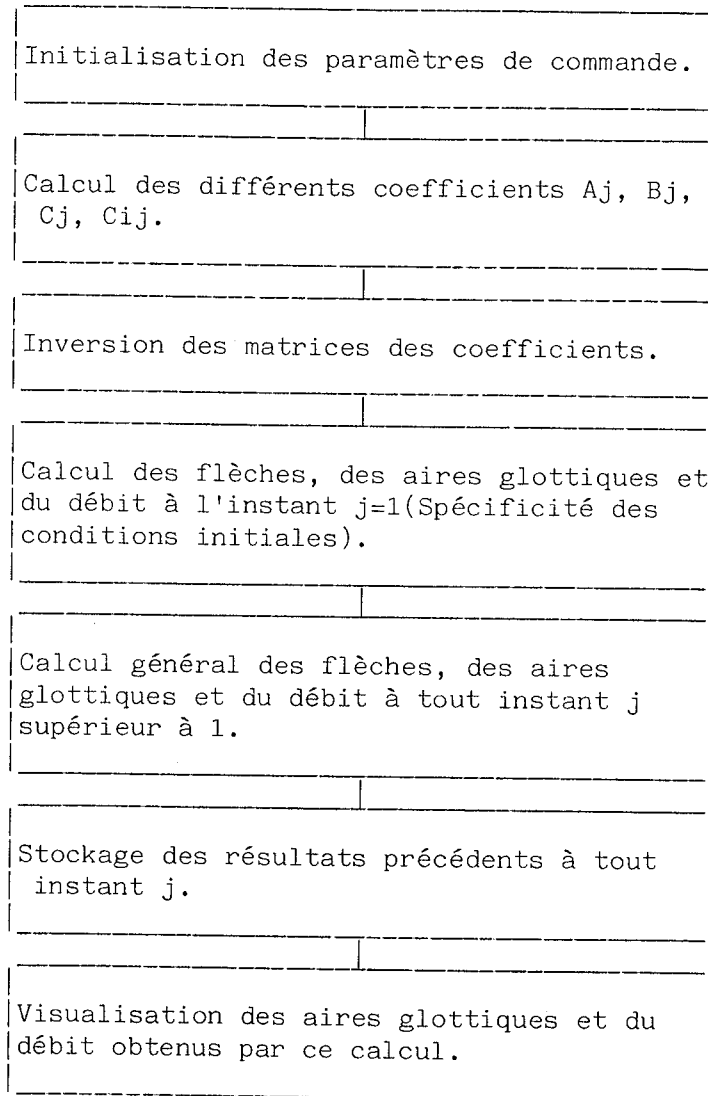
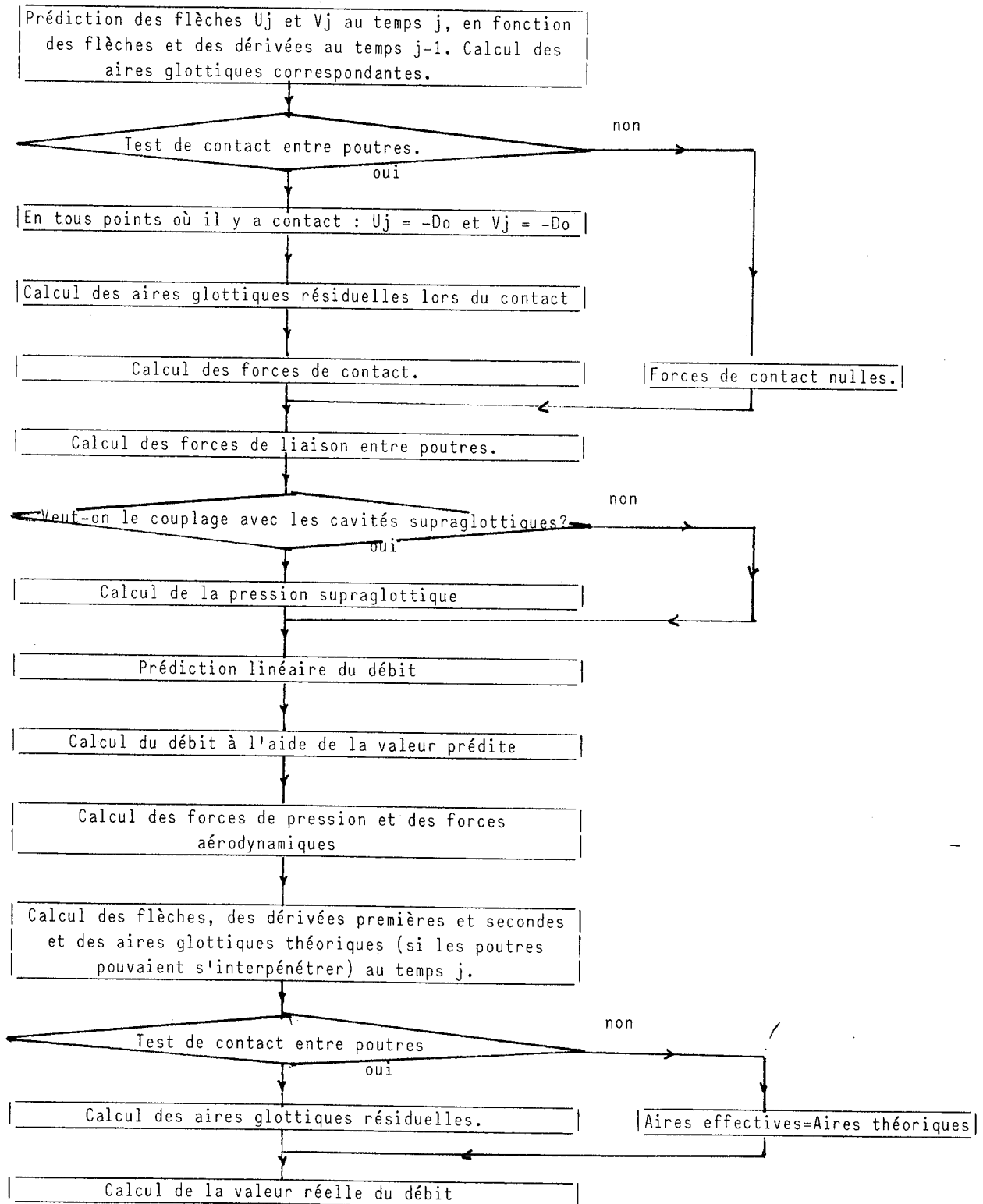


FIGURE II.8 : ORGANIGRAMME DU CALCUL GENERAL





CHAPITRE IIILE COMPORTEMENT DU MODELEIII.1 : LES PARAMETRES DE COMMANDE

Les premières simulations ont essentiellement eu pour objectif la détermination des valeurs des différents paramètres, qui permettent d'obtenir une onde de débit glottique en accord avec les observations faites sur d'autres modèles artificiels ou sur le modèle naturel. Nous avons ensuite cherché à réduire le nombre des paramètres de commande du modèle, afin de mettre au point un système de commande pratique et facilement fiable aux paramètres de contrôle physiques.

III.1.1 : LE SYSTEME DE COMMANDE INITIAL

Initialement, nous n'avons privilégié aucun des paramètres intervenant dans les équations mécaniques et, par conséquent, nous les avons a priori tous considérés comme variables et, donc, comme partie intégrante du système de commande global de notre modèle. Ainsi les paramètres de commande étaient les suivants :

\* le produit du module d'Young et de l'inertie géométrique pour la poutre 1 et la poutre 2, qui correspond à la rigidité à la flexion de la poutre concernée :  $(EI)_1$  et  $(EI)_2$  ;

\* le produit de la densité de volume et de la section de la poutre pour la poutre 1 et la poutre 2 :  $(\rho S)_1$  et  $(\rho S)_2$  ;

\* les épaisseurs des poutres 1 et 2 :  $d_1$  et  $d_2$  ;

\* la longueur des poutres 1 et 2 :  $2.L$  ;

\* le coefficient de rappel de la force inter-poutres :  $K_0$  ;

\* les coefficients d'amortissement de la force inter-poutre :  $C_0$  ;

\* le coefficient de non-linéarité de la force inter-poutres :  $\beta$  ;

\* le coefficient d'amortissement visqueux agissant sur la poutre 1 et la poutre 2 :  $C_1$  et  $C_2$  ;

\* le coefficient de rappel de la force de contact pour la poutre 1 et la poutre 2 :  $K_1$  et  $K_2$  ;

\* le coefficient de non-linéarité intervenant dans la force de contact :  $\eta_1$  et  $\eta_2$  ;

\* le coefficient d'amortissement intervenant dans la force de contact : D1 et D2 ;

\* l'aire du convergent à l'entrée de la partie glottique :  $A_c$  ;

\* les aires glottiques au repos : AE1 et AE2 ;

\* l'aire d'entrée du conduit vocal : A1 ;

\* la pression subglottique : PS ;

\* le pas d'échantillonnage temporel : T ;

\* le pas d'échantillonnage spatial : H ;

\* les termes intervenant dans la "méthode de Newmark" :  $\alpha$  et  $\delta$  ;

soit en tout : 27 paramètres.

Nous avons alors cherché les valeurs de ces paramètres qui permettaient d'obtenir une onde glottique conforme à ce que l'on a observé antérieurement sur d'autres modèles.

### III.1.2 : LES VALEURS DES PARAMETRES

La fréquence d'échantillonnage temporel choisie est de 20 kHz, ce qui est une fréquence classiquement utilisée dans ce type de simulation. Le pas d'échantillonnage spatial est  $0,1 \cdot 10^{-2}$  m, ce qui est du même ordre de grandeur que l'épaisseur moyenne de chacune des poutres. Nous verrons par la suite l'influence de ces choix sur le résultat final (cf. III.2.3).

#### III.1.2.1 : VALEURS DE DEPART

L'initialisation des autres paramètres constitue un problème plus difficile à résoudre. Il n'existe pas en effet de véritables mesures effectuées sur l'homme vivant, concernant les paramètres physiques des deux parties dynamiques des cordes vocales. Nous avons alors pris comme valeurs de départ celles qui ont été proposées pour le "modèle à deux masses" (ISHIZAKA & FLANAGAN 1972, GUERIN 1978). Elles sont les suivantes :

$$* d_1 + d_2 = 0,3 \cdot 10^{-2} \text{ m} \quad \text{et} \quad d_1 = 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ m} \text{ ou } d_1 = 0,25 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$* 2.L = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$* (\rho S)_1 = 0,86 \cdot 10^{-2} \text{ kg/m} \quad \text{et} \quad (\rho S)_2 = 0,21 \cdot 10^{-2} \text{ kg/m}$$

$$* K_0 = 25 \text{ N/m} \quad \text{et} \quad C_0 = 0,35 \cdot 10^{-2} \text{ U.S.I.}$$

$$* C_1 = 0,12 \text{ U.S.I.} \quad \text{et} \quad C_2 = 0,034 \text{ U.S.I.}$$

$$* K_1 = 240 \text{ U.S.I.} \quad \text{et} \quad K_2 = 24 \text{ U.S.I.}$$

$$\begin{aligned}
 * D_1 &= 10.C1 & \text{et} & C2 = 1,6.C2 \\
 * \eta_1 &= 0,5.10^7 \text{ U.S.I.} & \text{et} & \eta_2 = 0,5.10^7 \text{ U.S.I.} \\
 * A_1 &= 0,26.10^{-3} \text{ m}^2 \\
 * AE_1 &= 0,5.10^{-5} \text{ m}^2 & \text{et} & AE_2 = 0,5.10^{-5} \text{ m}^2 \\
 * PS &= 1000 \text{ Pa} .
 \end{aligned}$$

Pour déterminer la valeur de la rigidité à la flexion EI pour les poutres 1 et 2, nous avons supposé que les poutres oscillent selon le premier mode. Nous avons vu (cf. II.4.1) que, dans ce cas-là, la pulsation est :

$$* \omega_1 = \frac{\pi}{2.0.L} \left[ \frac{E. I}{\rho. e} \cdot \left( \frac{\pi}{2.0.L} \right)^2 + \frac{N}{(\rho. s)} \right]^{1/2}$$

Nous faisons alors l'approximation suivante (cf. BURTIN 1979) :

$$* N \ll E. I \cdot \left( \frac{\pi}{2.0.L} \right)^2 ; \quad N = \frac{(E. I)}{(9,15.10^{-2})^2}$$

d'où

$$* (EI)_1 = (\rho. s)_1 \cdot \left[ 2\pi \cdot F_1 \cdot \left( \frac{2.0.L}{\pi} \right)^2 \right]^2$$

$$* (EI)_2 = (\rho. s)_2 \cdot \left[ 2\pi \cdot F_1 \cdot \left( \frac{2.0.L}{\pi} \right)^2 \right]^2$$

ce qui donne pour une fréquence moyenne d'oscillation de 150 Hz :

$$* (E. I)_1 = 0,29.10^{-5} \text{ U. S. I.}$$

$$* (E. I)_2 = 0,72.10^{-6} \text{ U. S. I.}$$

Rappelons enfin les valeurs des constantes liées à l'air :

$$* \rho_0 = 1,3 \text{ et } \nu = 1,84.10 \text{ U.S.I.}$$

Nous avons dans ces conditions procédé à une simulation : le système n'est pas entré en vibration.

### III.1.2.2 : MODIFICATION DE LA VALEUR DES PARAMETRES

Si le système n'entre pas en vibration, cela est dû au fait que les termes d'amortissement sont trop élevés. C'est l'hypothèse que nous avons faite. Or si l'on se reporte aux équations (29) et (30) (cf. II.3.3), on constate, d'un point de vue mathématique, la présence de deux sources d'amortissement : le terme en  $C \cdot \frac{\partial v}{\partial t}$  et le

terme en  $(EI) \cdot \frac{\partial^4 u}{\partial x^4}$ . Nous avons alors joué sur une modification de la valeur de ces termes. Les variations des coefficients d'amortissement mécanique,  $C_1$ ,  $C_2$  et  $C_0$ , n'ont pas permis la mise en oscillation du modèle. Nous avons alors fait varier les termes  $(EI)_1$  et  $(EI)_2$  et ce, de façon totalement indépendante, remettant par là en cause l'hypothèse de l'oscillation des deux poutres selon le premier mode de vibration, qui impliquait une relation de proportionnalité entre ces termes. En procédant ainsi, nous avons pu observer une mise en oscillation de notre modèle.

Nous avons alors réalisé plusieurs simulations pour différentes valeurs de  $(EI)_1$ , en faisant varier pour chacune d'elles le rapport  $(EI)_1/(EI)_2$ . On relève alors deux aspects importants :

- \* les poutres n'oscillent pas selon leur mode propre ;
- \* la fréquence d'oscillation de l'ensemble est essentiellement fonction des caractéristiques physiques de la poutre 1, la plus lourde. La poutre 2 influe sur la forme de l'onde de débit et sur son amplitude.

Nous avons ensuite effectué une régression linéaire à partir de 30 simulations, afin de trouver le rapport optimal entre les caractéristiques des deux poutres, pour l'obtention d'une onde de débit, d'allure conforme à celle qu'ont fournie les modèles antérieurs. Ce calcul a conduit aux relations :

$$* (EI)_2 = 0,117.(EI)_1$$

$$* (PS)_2 = 0,244.(PS)_1$$

### III.1.3 : LIAISON ENTRE LES PARAMETRES DE COMMANDE ET LE SIGNAL GLOTTIQUE

Dès lors, nous avons été en mesure de procéder à l'étude des influences respectives des différents paramètres du système de commande, afin d'en dégager les principaux et d'en limiter le nombre trop important. Notre attention s'est plus particulièrement portée sur les conséquences des variations de ces paramètres sur la fréquence fondamentale et l'intensité du signal de source, qui sont les deux facteurs immédiatement perceptibles par l'oreille. Dans ces conditions, trois paramètres sont ressortis : la rigidité à la flexion de la poutre 1, la masse linéique  $(PS)_1$  et, enfin, la pression subglottique PS. Nous savons que  $(EI)_1$  et  $(EI)_2$  d'une part, et  $(PS)_1$  et  $(PS)_2$  d'autre part, sont liées par des relations de proportionnalité (cf. III.1.2.2).

Les autres paramètres ont été fixés à des valeurs obtenues par petites perturbations à partir des valeurs initiales, jusqu'à l'obtention d'un signal glottique dont les caractéristiques principales, le  $Q_0$ , le  $Q_D$  et le déphasage entre la partie supérieure (poutre 1) et la partie inférieure (poutre 2), sont en accord avec les observations faites antérieurement sur d'autres modèles. Il est important ici de

préciser que, dans les limites actuelles de notre étude, ces valeurs ne sauraient être prises comme valeurs de référence pour le modèle physique. La technique qui a conduit à ces valeurs n'est en effet pas suffisamment systématique et rien ne permet d'affirmer qu'une combinaison différente de tous ces paramètres ne donnerait pas des résultats tout aussi corrects. Une procédure d'identification des paramètres serait probablement à ce point de vue très utile. Mais, dans un premier temps, notre objectif se limite à tester la capacité de notre modèle à simuler le signal glottique et nous nous sommes par conséquent satisfaits des valeurs ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 * d_1 &= 0,25 \cdot 10^{-2} \text{ m} & \text{et } d_2 &= 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\
 * K_0 &= 0,1 \cdot 10^2 \text{ U.S.I.} & \text{et } C_0 &= 0,11 \cdot 10^1 \text{ U.S.I.} \\
 * C_1 &= 0,17 \cdot 10^{-1} \text{ U.S.I.} & \text{et } C_2 &= 0,12 \cdot 10^{-1} \text{ U.S.I.} \\
 * K_1 &= 0,1 \cdot 10^3 \text{ U.S.I.} & \text{et } K_2 &= 0,2 \cdot 10^1 \text{ U.S.I.} \\
 * D_1 &= 0,1 \text{ U.S.I.} = 6 \cdot C_1 & \text{et } D_2 &= 0,8 \cdot 10^{-2} \text{ U.S.I.} = 0,75 \cdot C_1 \\
 * \eta_1 &= 0,1 \cdot 10^7 \text{ U.S.I.} & \text{et } \eta_2 &= 0,5 \cdot 10^7 \text{ U.S.I.} \\
 * B &= 0,2 \cdot 10^7 \text{ U.S.I.} \\
 * AE_1 &= 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ U.S.I.} & \text{et } AE_2 &= 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ U.S.I.} \\
 * \alpha &= 0,27 & \text{et } \delta &= 0,5 .
 \end{aligned}$$

Ces paramètres ne sont donc pas ceux qui avaient été proposés pour le modèle à deux masses, mais on peut constater que, pour la plupart, ils restent du même ordre de grandeur. A partir de là et pour toute la suite de cette étude, ces paramètres resteront constants.

Nous avons dès lors étudié plus particulièrement les liaisons entre les trois paramètres principaux cités plus haut et le signal glottique.

### III.1.3.1 : LE SIGNAL GLOTTIQUE OBTENU. CALCUL DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES

La figure III.1 montre deux périodes d'un signal glottique typique, obtenu grâce à notre modèle. Sa forme est classique et est en accord avec les résultats donnés par les études antérieures sur le modèle naturel (LINDQVIST 1970, ROTHENBERG 1977) ou sur d'autres modèles artificiels (ISHIZAKA & FLANAGAN 1972, GUERIN 1978, TITZE & TALKIN 1979) . Par rapport au "modèle à deux masses", il présente l'avantage de garder un signal résiduel non nul lors de la fermeture de la glotte, ce qui permet une montée plus progressive du débit depuis sa valeur minimale, lors de l'ouverture de la glotte.



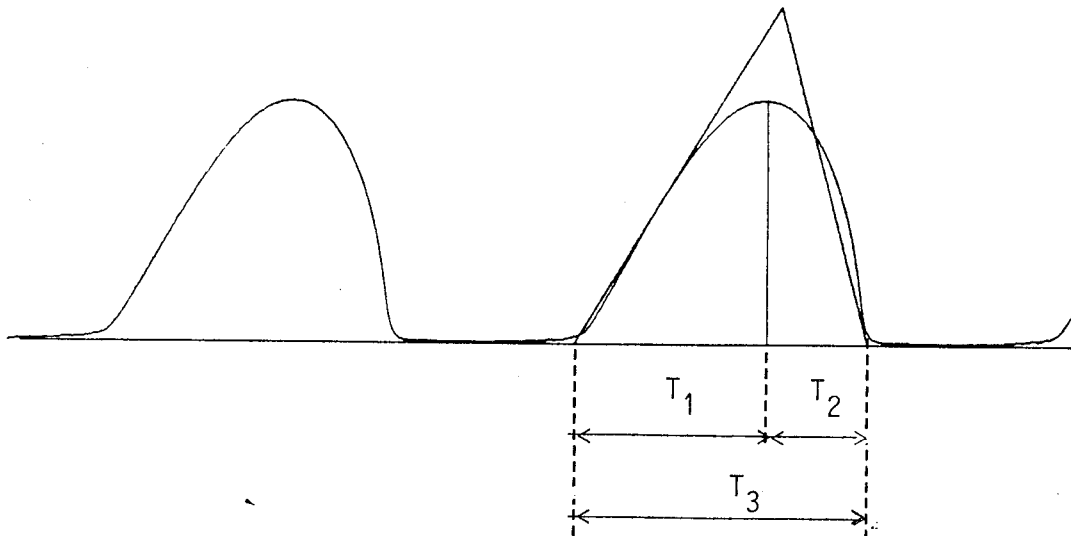


Figure III.1. : LE SIGNAL GLOTTIQUE OBTENU GRACE AU MODELE A DEUX POUTRES.

Nous avons alors calculé les paramètres caractérisant le signal glottique, selon les procédés suivants :

\*  $QO = T3/To$

\*  $QD = T1/T2$

où  $To$  est la période du signal glottique (les droites représentées sur la figure III.1 sont obtenues par la méthode des moindres carrés).

### III.1.3.2 : INFLUENCE DES TROIS PRINCIPAUX PARAMETRES DE COMMANDE

Les domaines de variation des trois principaux paramètres de commande sont les suivants :

\*  $(EI)1$  varie entre  $0,2 \cdot 10^{-6}$  U.S.I. et  $0,5 \cdot 10^{-5}$  U.S.I. (rapport 1 à 25)

\*  $(\rho S)1$  varie entre  $0,43 \cdot 10^{-2}$  kg/m et  $0,17 \cdot 10^{-1}$  kg/m (rapport 1 à 4) -

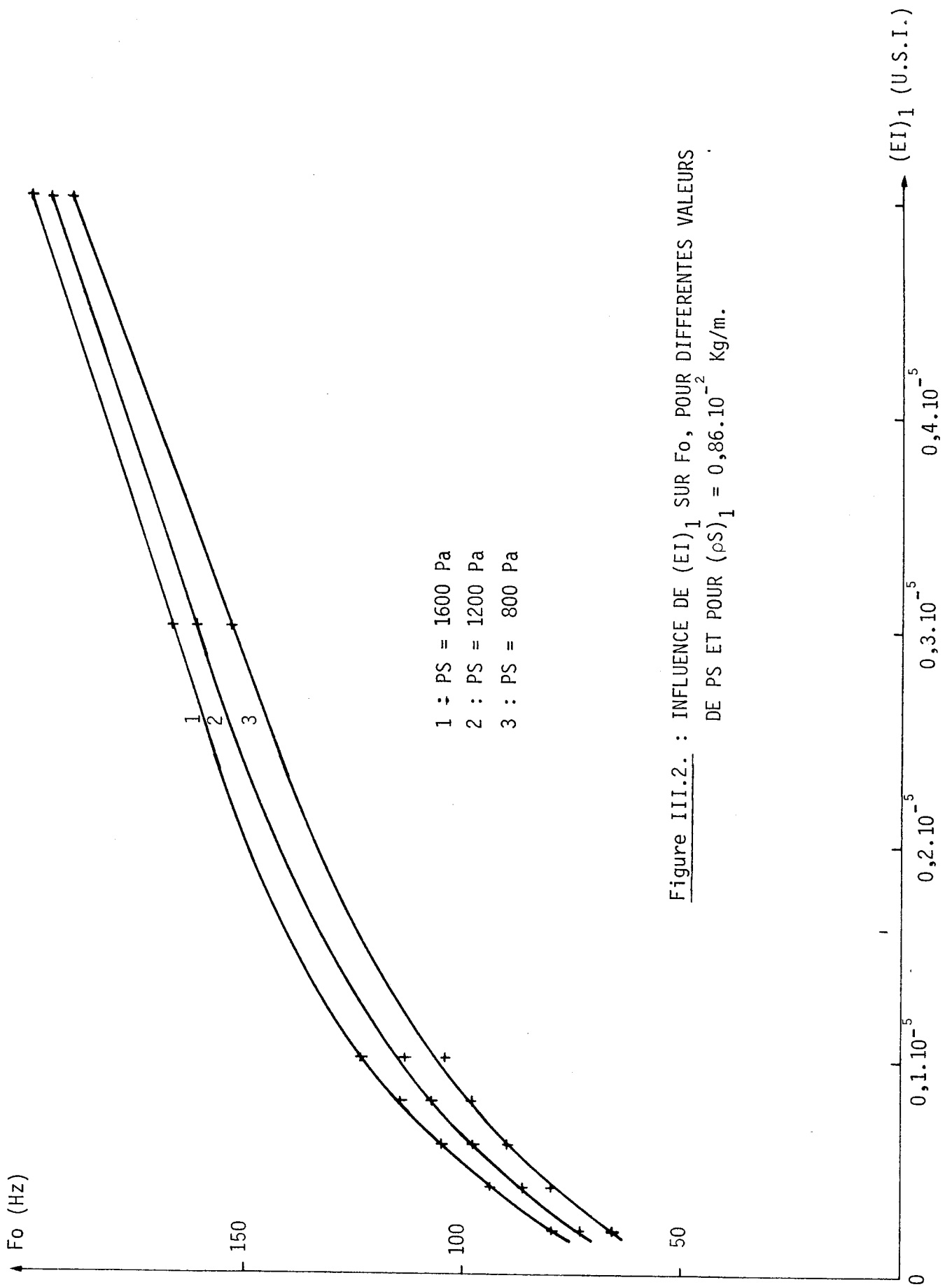
\* PS varie entre 400 Pa (4 cm H<sub>2</sub>O) et 1600 Pa (16 cm H<sub>2</sub>O).

Ces gammes de variation ont été déterminées avec comme objectif, l'obtention d'un signal glottique d'allure correcte dans la bande de fréquence 50-200 Hz, qui couvre le domaine de la voix humaine masculine. Toute modification de la valeur de l'un des paramètres a été faite en maintenant les deux autres paramètres constants. Les résultats de ces simulations sont les suivants :

\* La fréquence fondamentale  $F_0$  (cf. FIG III.2 à III.4) peut varier entre 60 Hz et 200 Hz. C'est une fonction croissante de la rigidité à la flexion  $(EI)_1$  et de la pression subglottique PS, et une fonction décroissante de la masse linéique  $(\rho S)_1$ . Mais l'importance de l'action de ces paramètres sur le modèle n'est pas la même pour chacun. En effet, si les variations de la masse linéique et surtout de la rigidité à la flexion induisent de fortes variations de la fréquence fondamentale, le rôle de la pression subglottique PS est à ce point de vue beaucoup plus faible. On observe, en effet, une augmentation de la fréquence avec PS comprise entre 1,4 Hz/cm H<sub>2</sub>O et 2,5 Hz/cm H<sub>2</sub>O, ce qui est inférieur aux relevés faits sur le "modèle à deux masses" (2 à 3 Hz/cm H<sub>2</sub>O pour ISHIZAKA & FLANAGAN 1972, 2,75 à 4 Hz/cm H<sub>2</sub>O pour AL ANSARI 1981), ou sur le modèle naturel (6,25 Hz/cm H<sub>2</sub>O en moyenne pour OHMAN & LINDQVIST 1965 ou 3 à 18 Hz/cm H<sub>2</sub>O pour LIEBERMAN 1969). Par contre, ces résultats vont tout à fait dans le sens des conclusions de TITZE (TITZE & TALKIN 1979, TITZE 1980) qui attribuent à la pression subglottique une faible importance dans le contrôle de la fréquence fondamentale. Le rôle de la rigidité à la flexion, qui est liée à la tension longitudinale de la corde vocale, et celui de la masse linéique sont conformes à ce que l'on prévoyait à partir des observations faites sur d'autres modèles (cf. CHAPITRE I) ou à partir de l'étude analytique menée en II.4.1.

\* L'intensité (cf. FIG. III.5 à III.7) est une fonction croissante de PS et de la masse linéique  $(\rho S)_1$ , et une fonction décroissante de la rigidité à la flexion  $(EI)_1$ . Le facteur de contrôle le plus important est la pression subglottique. Cela est tout à fait en accord avec toutes les observations faites antérieurement sur la source vocale. Les valeurs de l'intensité relevées sont du même ordre de grandeur que celles qui ont été obtenues par des simulations sur le "modèle à deux masses" (plus précisément : légèrement inférieures) (AL ANSARI 1981).

\* Les valeurs du  $Q_0$  (cf. FIG III.8 à III.9) relevées varient entre 0,55 et 0,8, ce qui correspond à ce qu'ont relevé LINDQVIST (LINDQVIST 1970) ou FANT (FANT 1960) sur la parole naturelle et GUERIN (GUERIN & BOE 1977) ou AL ANSARI (AL ANSARI 1981) sur le "modèle à deux masses". Le rôle de la pression subglottique, dont l'augmentation entraîne une décroissance de  $Q_0$  est conforme aux résultats fournis par "le modèle à deux masses". Mais, au-dessous d'un certain seuil de rigidité à la flexion ( $(EI)_1 = 0,1 \cdot 10^{-5}$ )  $Q_0$  décroît avec  $(EI)_1$  alors qu'il croît avec  $(EI)_1$  au-dessus de ce seuil, et ce d'autant plus que PS est petite. Le même phénomène est observé avec la masse linéique  $(\rho S)_1$ . Ce dernier point n'est pas en accord avec les résultats du "modèle à deux masses" et serait à approfondir.



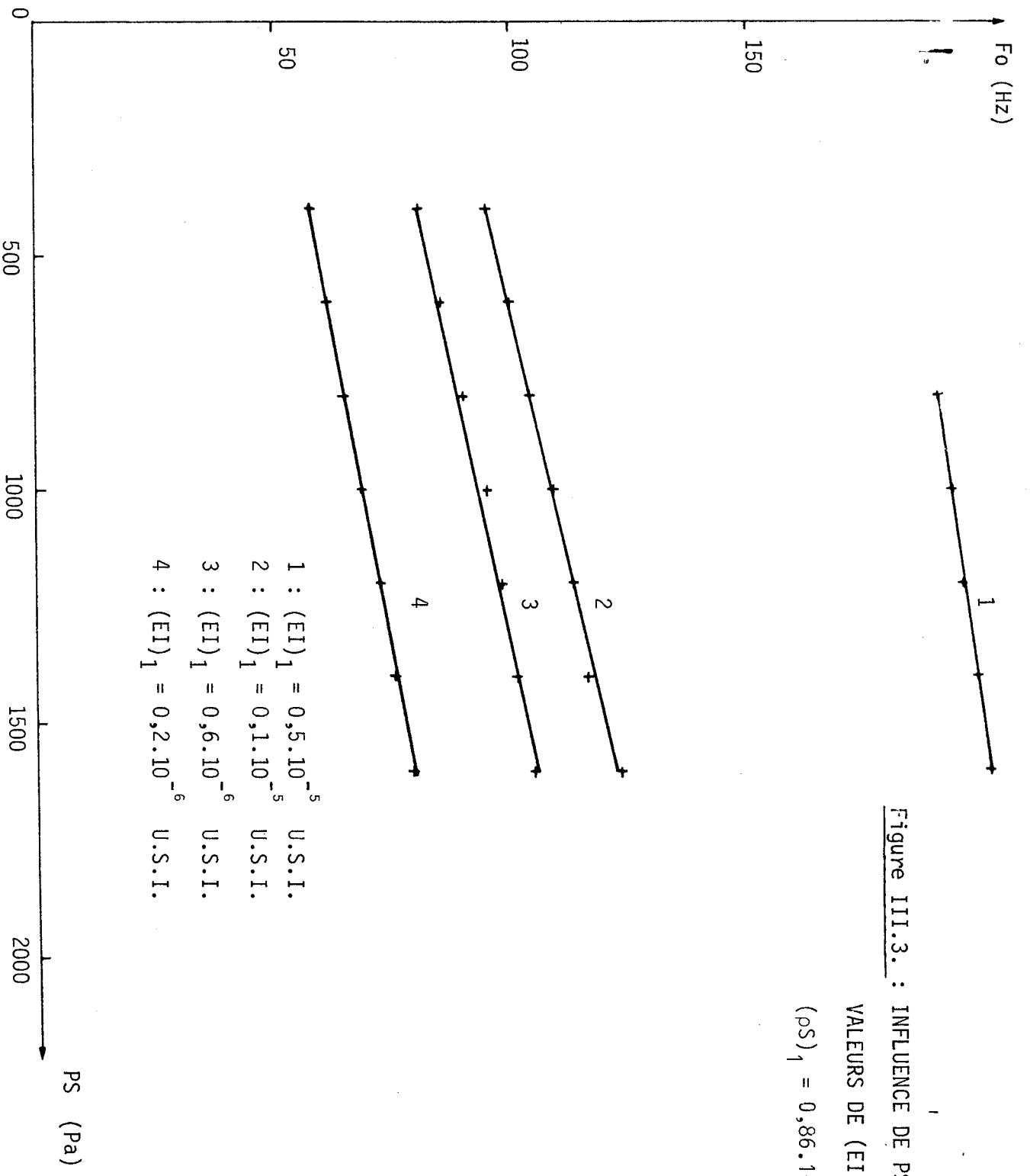


Figure III.3. : INFLUENCE DE PS SUR Fo POUR DIFFERENTES VALEURS DE  $(EI)_1$  ET POUR  $(\rho S)_1 = 0,86 \cdot 10^{-2}$  Kg/m.

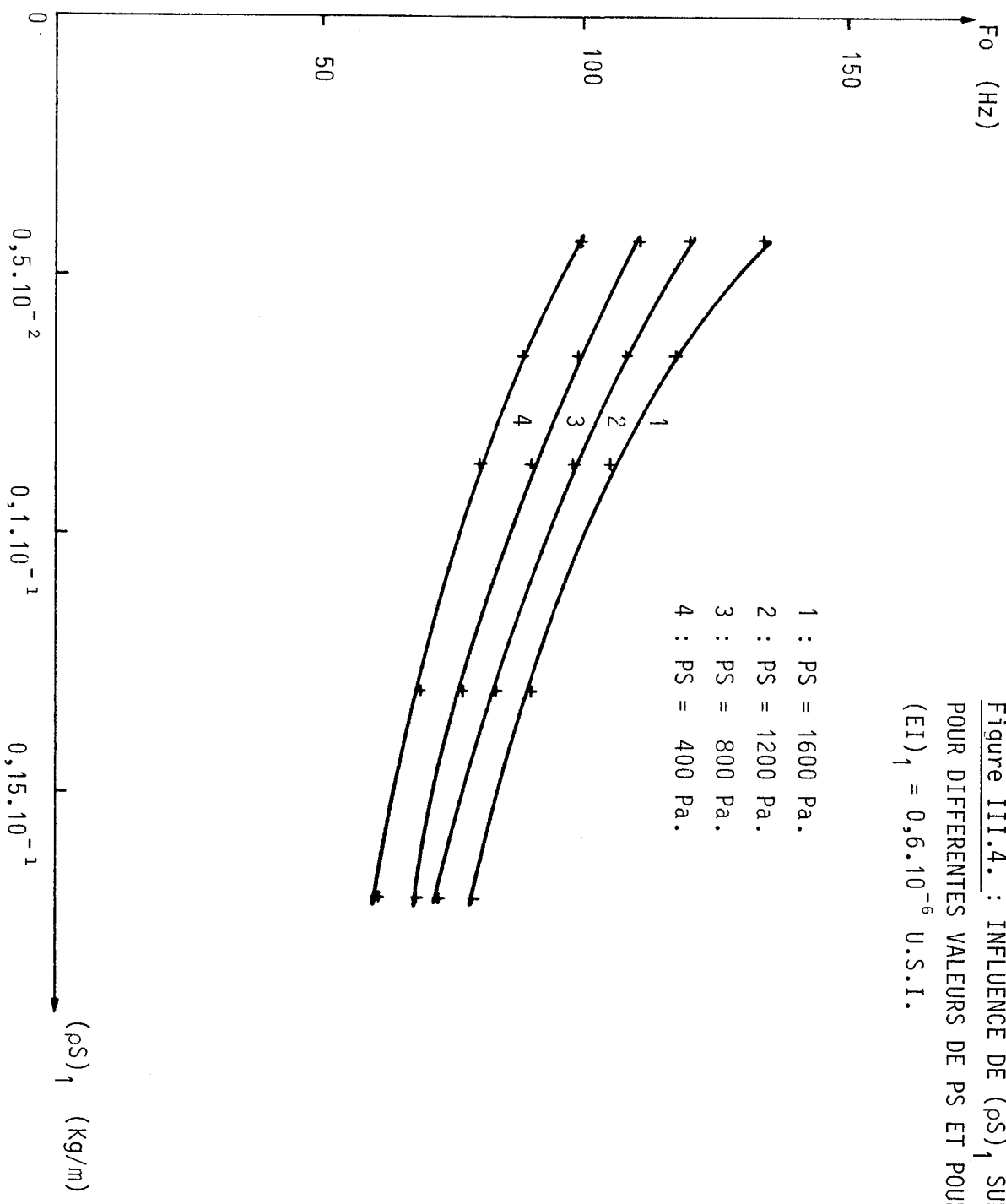


Figure III.4. : INFLUENCE DE  $(\rho_s)_1$  SUR Fo  
 POUR DIFFERENTES VALEURS DE PS ET POUR  
 $(EI)_1 = 0,6 \cdot 10^{-6}$  U.S.I.

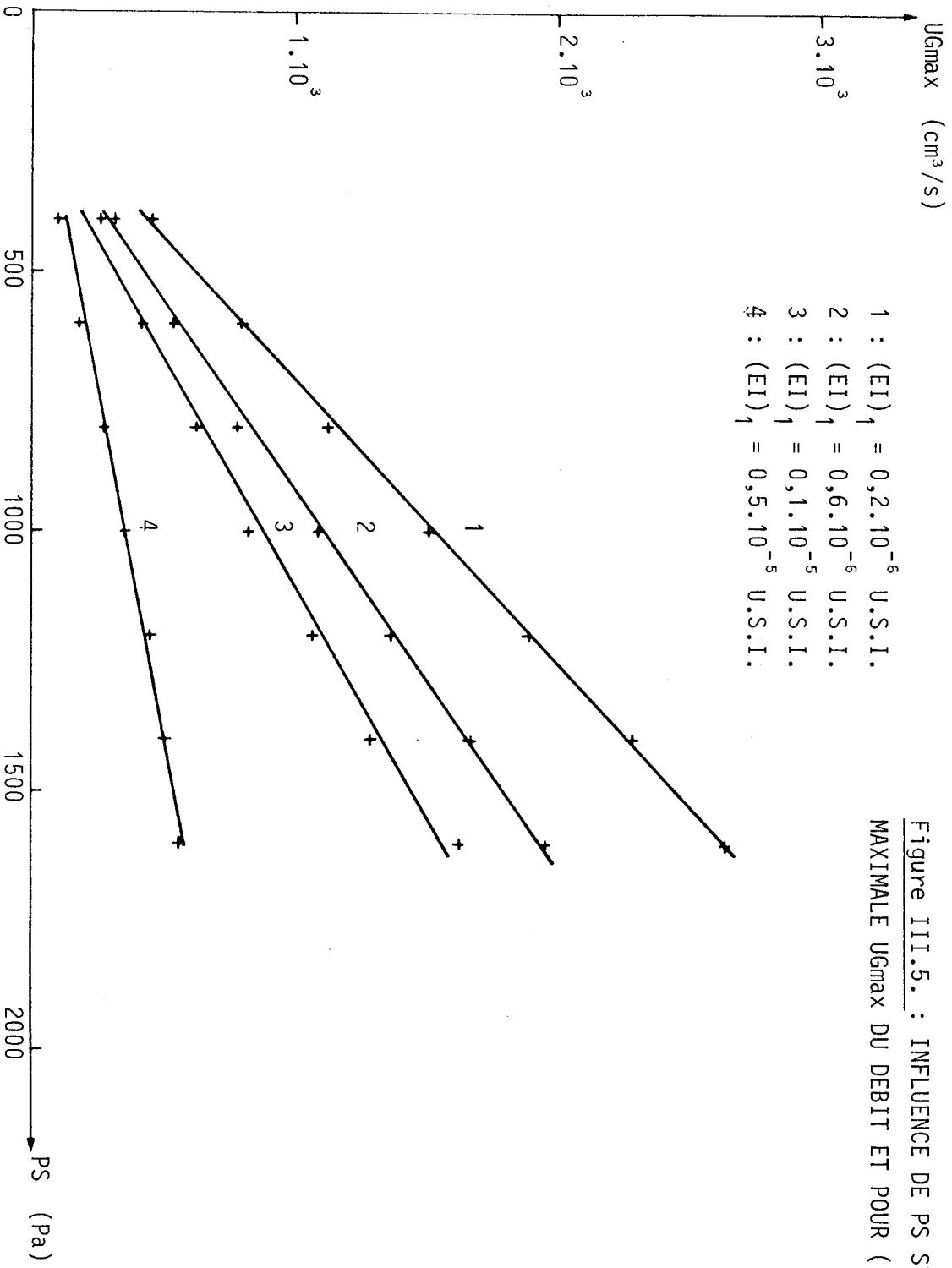


Figure III.5. : INFLUENCE DE PS SUR L'AMPLITUDE  
 MAXIMALE  $UG_{max}$  DU DEBIT ET POUR  $(\rho S)_1 = 0,86 \cdot 10^{-2}$  Kg/m.

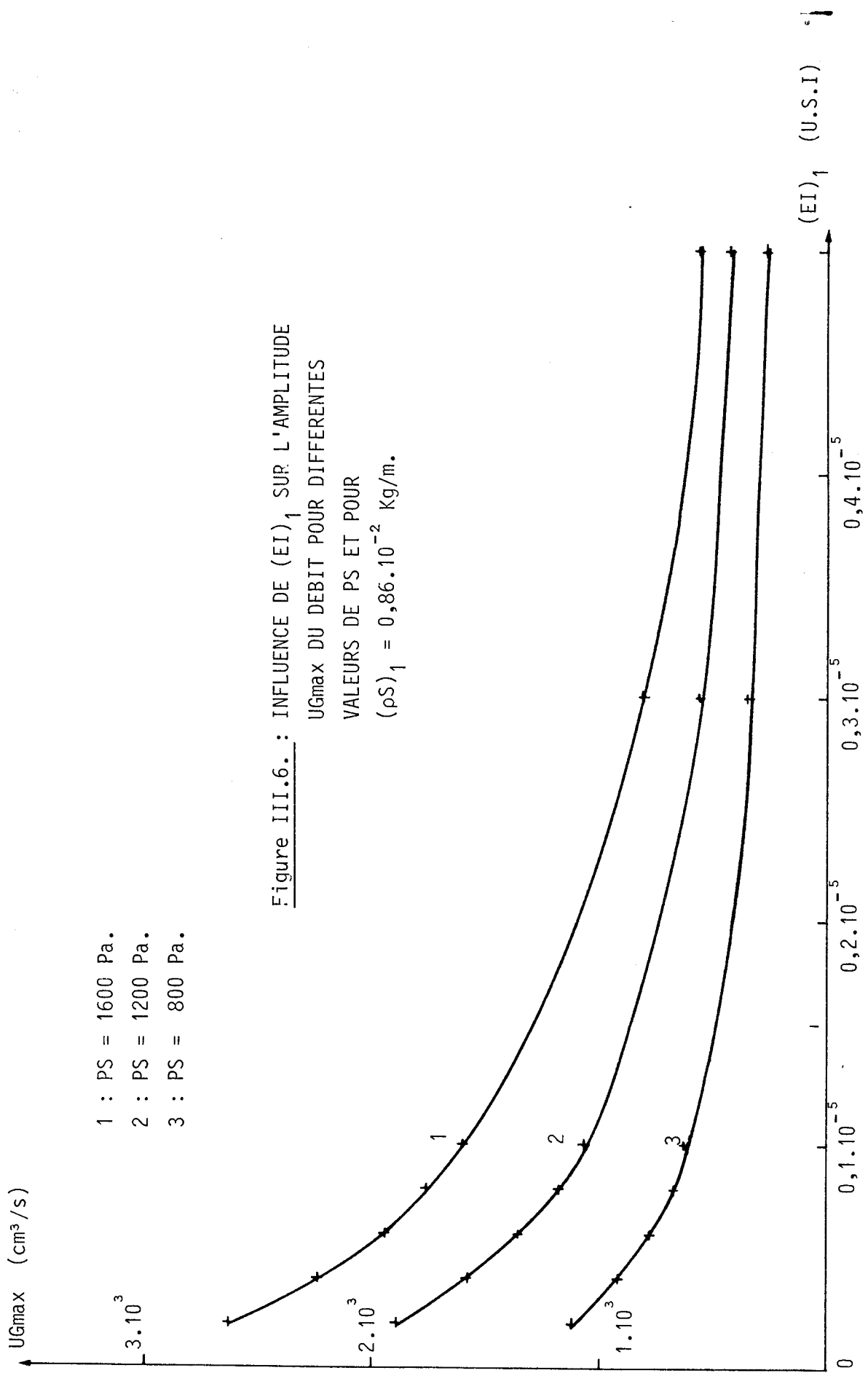


Figure III.6. : INFLUENCE DE  $(EI)_1$  SUR L'AMPLITUDE

$UG_{max}$  DU DEBIT POUR DIFFERENTES

VALEURS DE  $PS$  ET POUR

$(\rho S)_1 = 0,86 \cdot 10^{-2} Kg/m.$

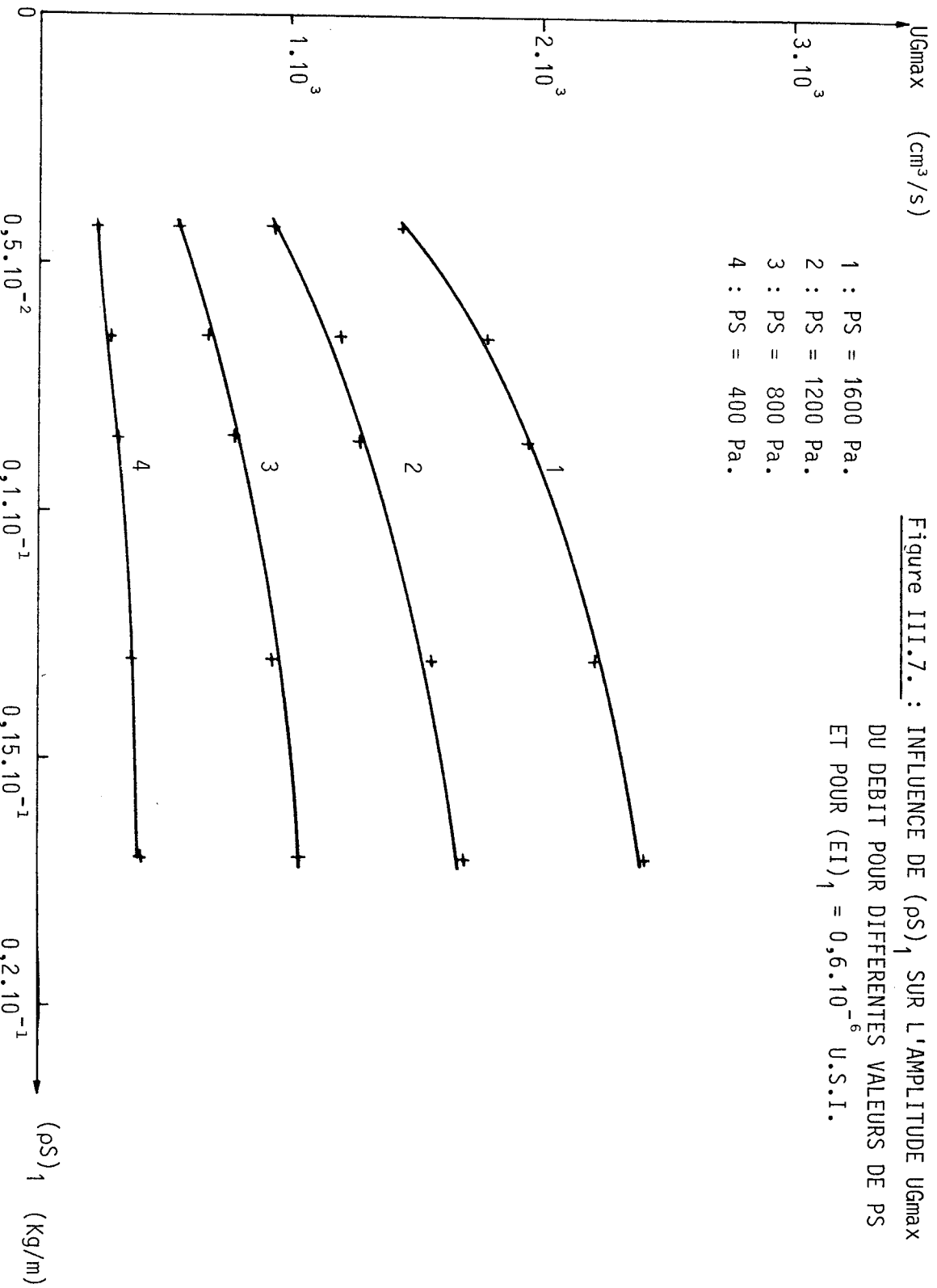


Figure III.7. : INFLUENCE DE  $(\rho s)_1$  SUR L'AMPLITUDE  $U_{Gmax}$   
 DU DEBIT POUR DIFFERENTES VALEURS DE PS  
 ET POUR  $(EI)_1 = 0,6 \cdot 10^{-6}$  U.S.I.



Figure III.8. : VARIATION DU Q0 AVEC PS POUR DIFFERENTES VALEURS DE  $(EI)_1$

ET POUR  $(\rho S)_1 = 0,86 \cdot 10^{-2}$  Kg/m.

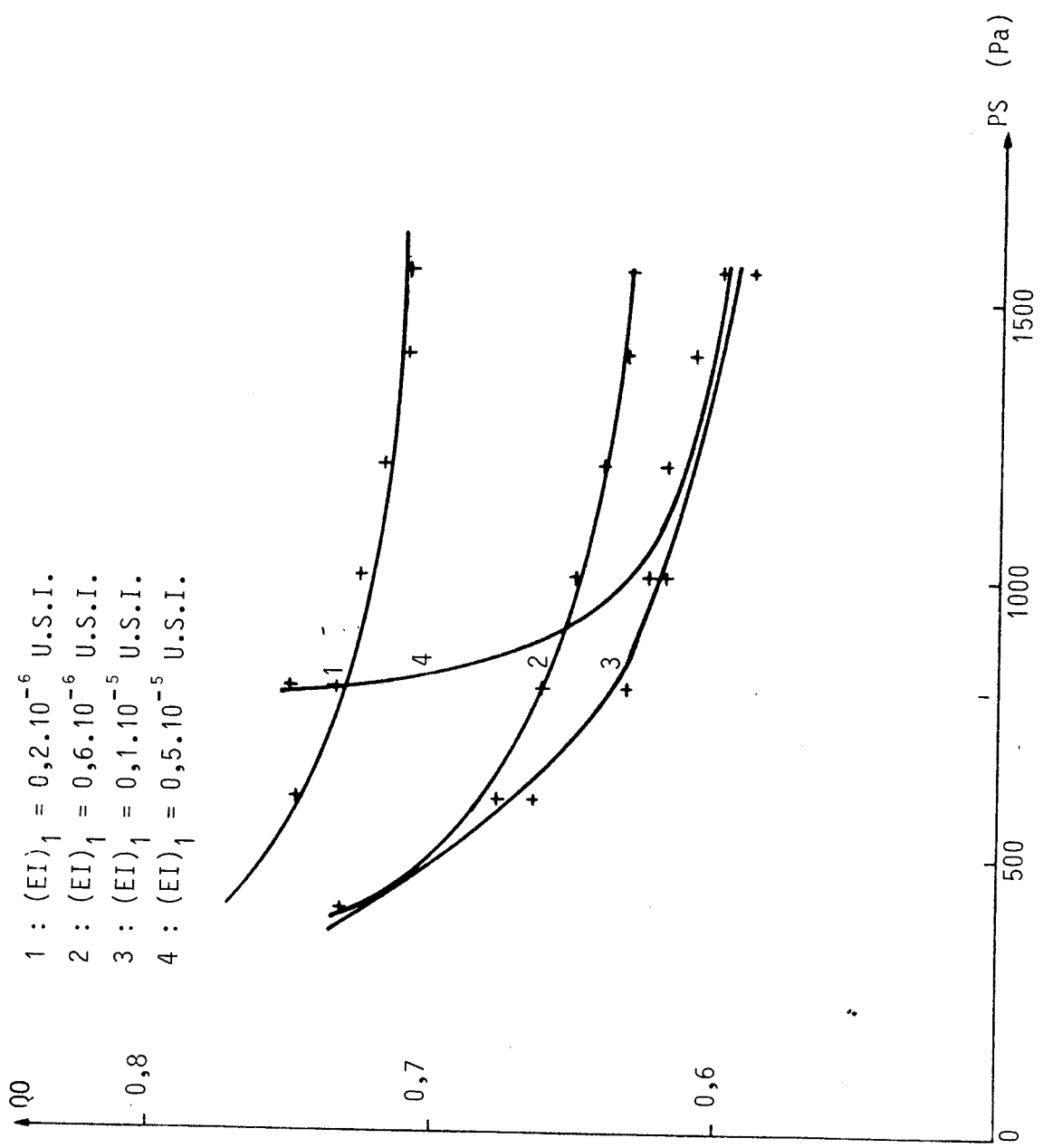


Figure III.9. : VARIATION DU  $Q_0$  AVEC PS POUR DIFFERENTES VALEURS DE  $(\rho S)_1$   
 ET POUR  $(EI)_1 = 0,6 \cdot 10^{-6}$  U.S.I.

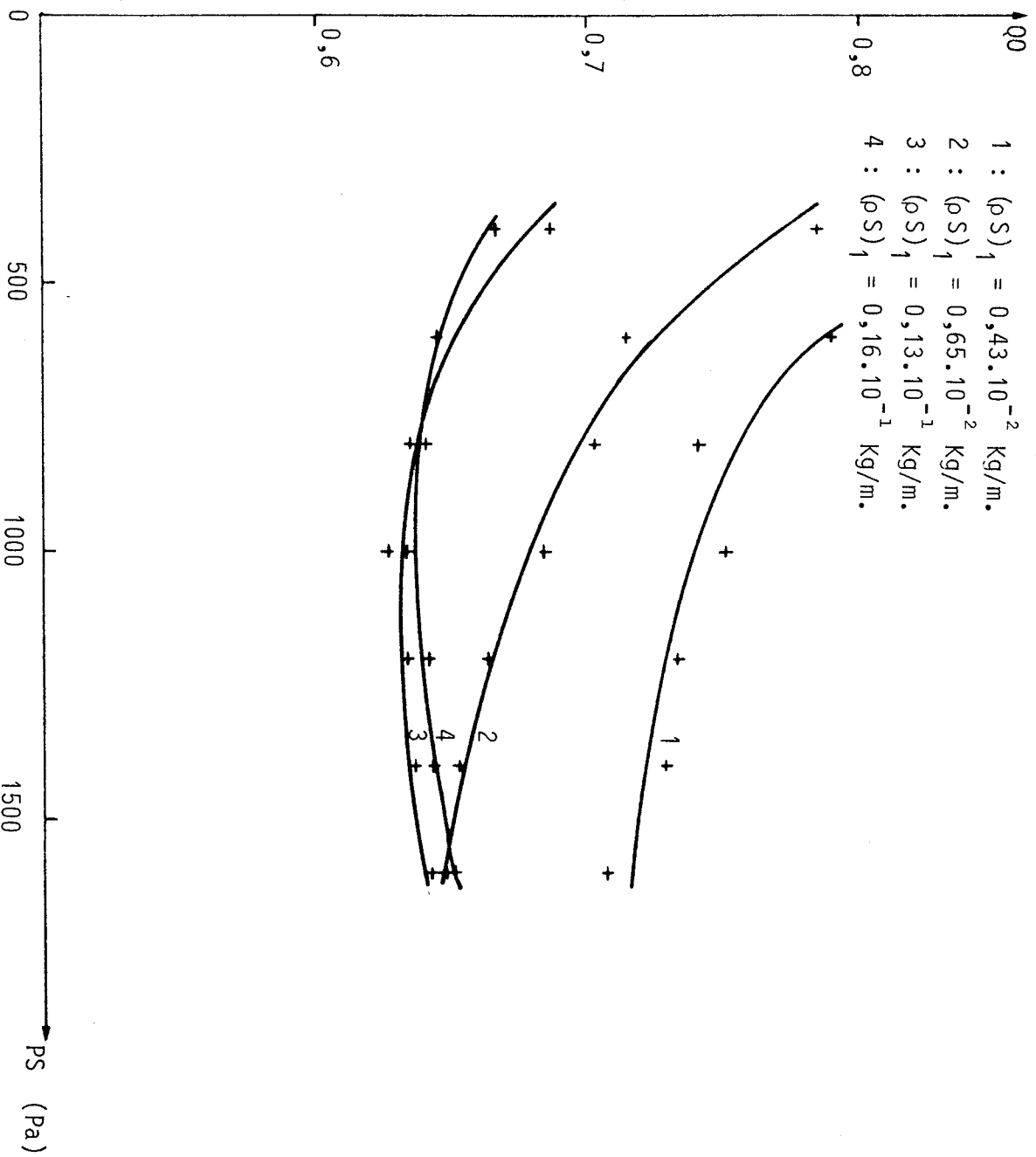
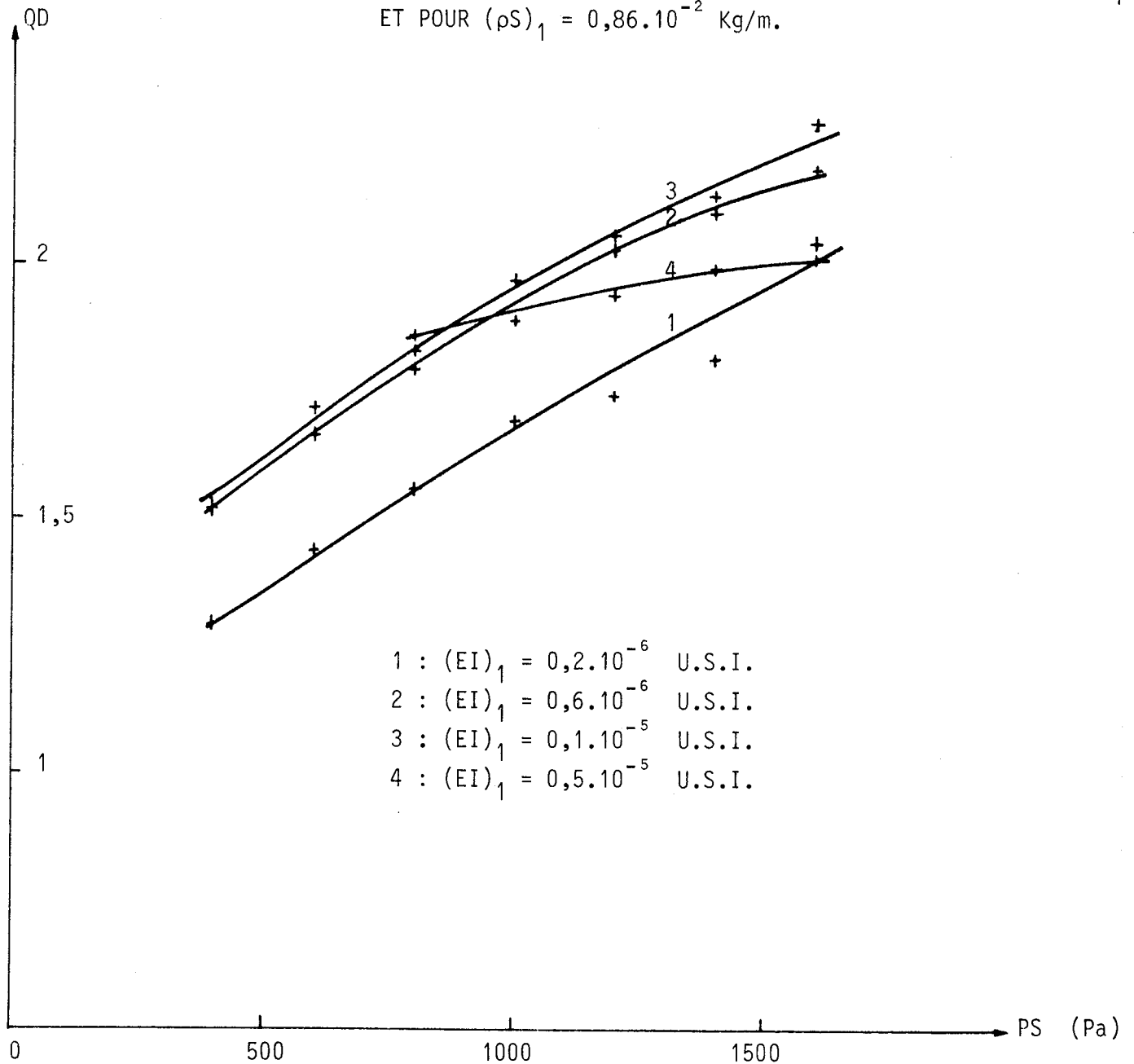
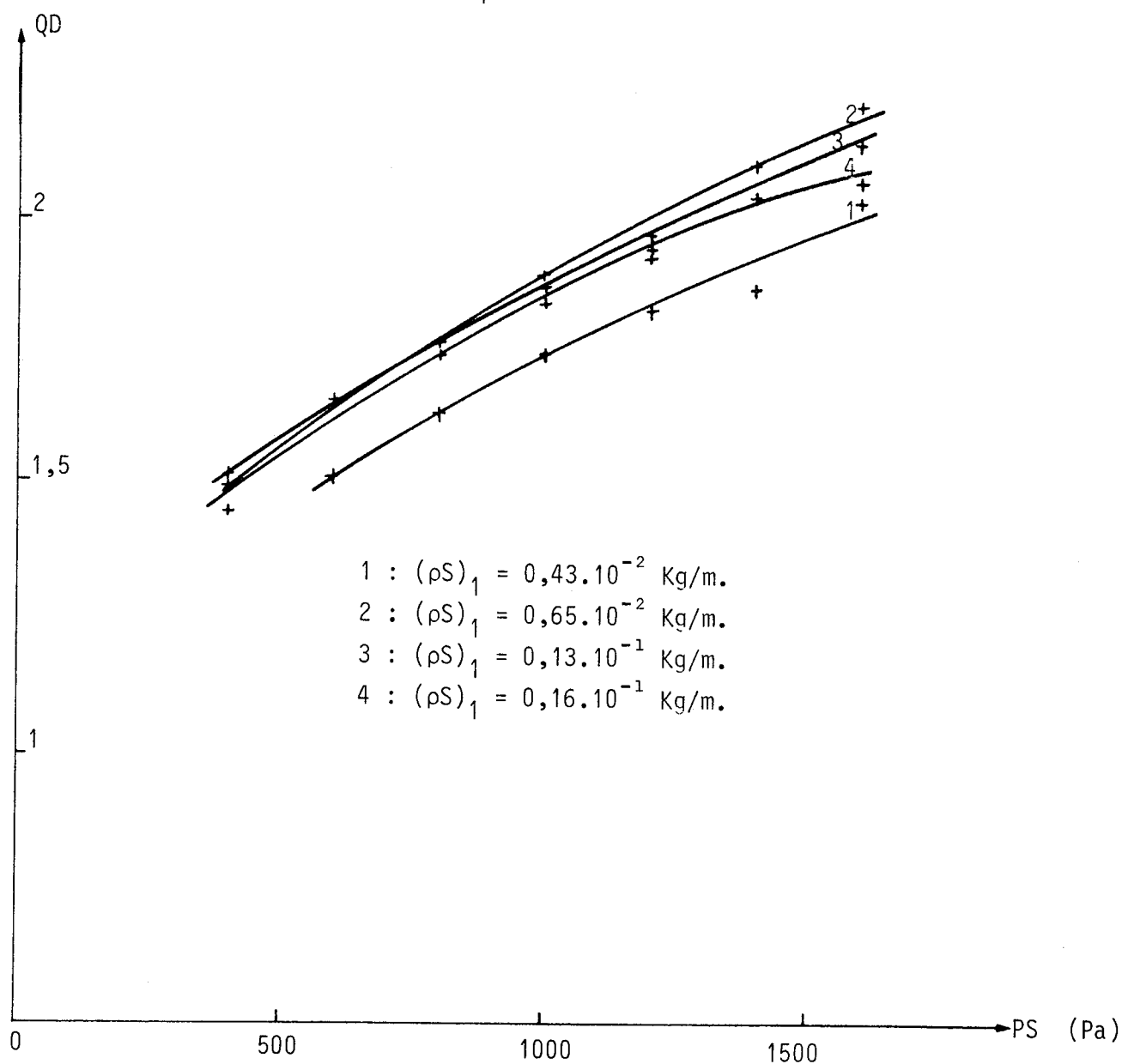


Figure III.10. : VARIATION DU QD AVEC PS POUR DIFFERENTES VALEURS DE  $(EI)_1$   
 ET POUR  $(\rho S)_1 = 0,86 \cdot 10^{-2}$  Kg/m.



\* Enfin, QD (cf. FIG III.10 à III.11) varie entre 1,3 et 2,3, ce qui est tout à fait correct, si on se réfère aux travaux de TAGASUKI (TAGASUKI 1971) sur la parole naturelle ou de AL ANSARI (AL ANSARI 1981) sur le "modèle à deux masses". Ce dernier modèle prévoit une augmentation de QD avec l'augmentation de la tension et la diminution de la masse de la partie vibrante. Nous observons sur notre modèle un comportement analogue au-dessous d'un certain seuil de rigidité à la flexion et au-dessus d'un certain seuil de la masse linéique. En dehors de ces zones, le phénomène observé est inverse.

Figure III.11. : VARIATION DE QD AVEC PS POUR DIFFERENTES VALEURS DE  $(\rho S)_1$   
 ET POUR  $(EI)_1 = 0,6 \cdot 10^{-6}$  U.S.I.



Dans les intervalles de variation des paramètres d'entrée, définis plus haut, le modèle fournit donc un signal glottique dont les caractéristiques principales, bien qu'elles ne soient pas totalement en accord avec certains résultats donnés par les autres modèles, naturel ou artificiels, sont globalement très satisfaisantes. Cependant, pour être encore plus proche de la réalité physiologique, il faut prendre en considération le fait que rigidité à la flexion et masse linéique ne sont pas indépendantes. En effet, la rigidité est liée à la tension longitudinale des cordes

vocales. Or, si la tension augmente, et donc si la rigidité à la flexion augmente, la longueur de la corde vocale augmente, ce qui entraîne une diminution de la masse linéique. Par conséquent, rigidité à la flexion et masse linéique sont corrélées.

#### III.1.4 : AMELIORATION ET SIMPLIFICATION DU SYSTEME DE COMMANDE

Il n'existe pas véritablement d'études menées sur les évolutions corrélées de la rigidité à la flexion et de la masse linéique. Devant cette absence de résultats, nous faisons, là encore, une hypothèse simplificatrice qui attribue à ces deux paramètres des évolutions parallèles inverses et linéaires dans les domaines de variation qui leur sont autorisés. En d'autres termes, si  $(EI)_1$  croît linéairement,  $(\rho S)_1$  décroît parallèlement linéairement.

Nous avons défini ainsi un nouveau système de commande qui sera celui que nous utiliserons dans toute la suite de cette étude .

#### III.2 : LE COMPORTEMENT STATIQUE DU MODELE

Les simulations auxquelles nous avons alors procédé, ont eu pour but de caractériser le comportement statique du modèle à deux poutres dont les propriétés mécaniques, aérodynamiques, physiques et mathématiques, ainsi que le système de commande ont été décrits dans les parties antérieures de ce rapport. Les paramètres de commande sont fixés au début de chaque simulation et ils ne varient plus pendant toute la durée de la simulation. Nous avons étudié 100 ms de signal glottique qui ont nécessité, sur notre ordinateur, 5 mn de calcul. Nous sommes loin du temps réel, mais il faut préciser qu'aucun effort n'a été fait pour optimiser le programme. Ce n'est pas, pour l'instant, notre objectif.

Les paramètres de commande évoluent comme suit :

\* PS varie totalement indépendamment entre 400 Pa (4 cmH<sub>2</sub>O) et 1600 Pa (16 cm H<sub>2</sub>O), ce qui correspond aux valeurs atteintes dans la parole naturelle.

\*  $(EI)_1$  et  $(\rho S)_1$  sont fixées à des valeurs déduites des résultats que nous avons obtenus antérieurement, afin d'obtenir un signal glottique correct ;  $(EI)_1$  varie entre  $0,25 \cdot 10^{-6}$  U.S.I. et  $0,165 \cdot 10^{-5}$  U.S.I. (rapport 1 à 6,6) et  $(\rho S)_1$  varie entre  $0,45 \cdot 10^{-2}$  U.S.I. et  $0,161 \cdot 10^{-1}$  U.S.I. (rapport 1 à 3,7) ; si  $(EI)_1$  croît linéairement, parallèlement  $(\rho S)_1$  décroît linéairement ; la relation liant ces deux paramètres est :  $(\rho S)_1 = 0,182 \cdot 10^{-1} - 8,35 \cdot 10^3 \cdot (EI)_1$  .

### III.2.1 : FORME DU SIGNAL ET DES AIRES GLOTTIQUES OBTENUS

Les figures III.12 à III.14 montrent trois formes de signaux glottiques caractéristiques que nous avons obtenus pour une pression constante et pour trois tensions (rigidité à la flexion et masse linéique) différentes. On remarque la présence d'un régime transitoire de l'ordre de 30 ms. Le déphasage entre poutre 1 et poutre 2 augmente avec la fréquence et se situe entre  $20^\circ$  et  $50^\circ$ .

INSERER ICI LA FIGURE III.12

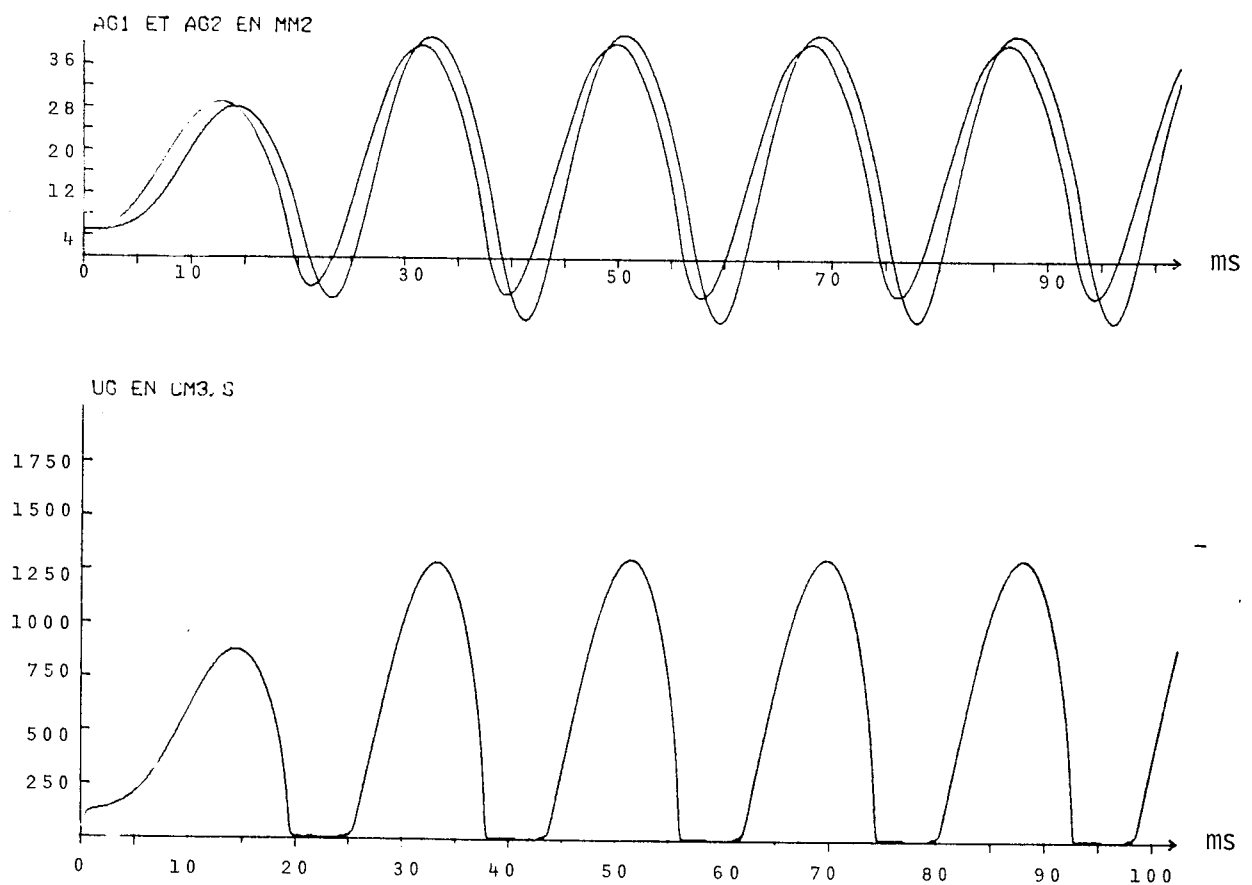


Figure III.12. : LE SIGNAL ET LES AIRES GLOTTIQUES POUR  $(EI)_1 = 0,25 \cdot 10^{-6}$  U.S.I.

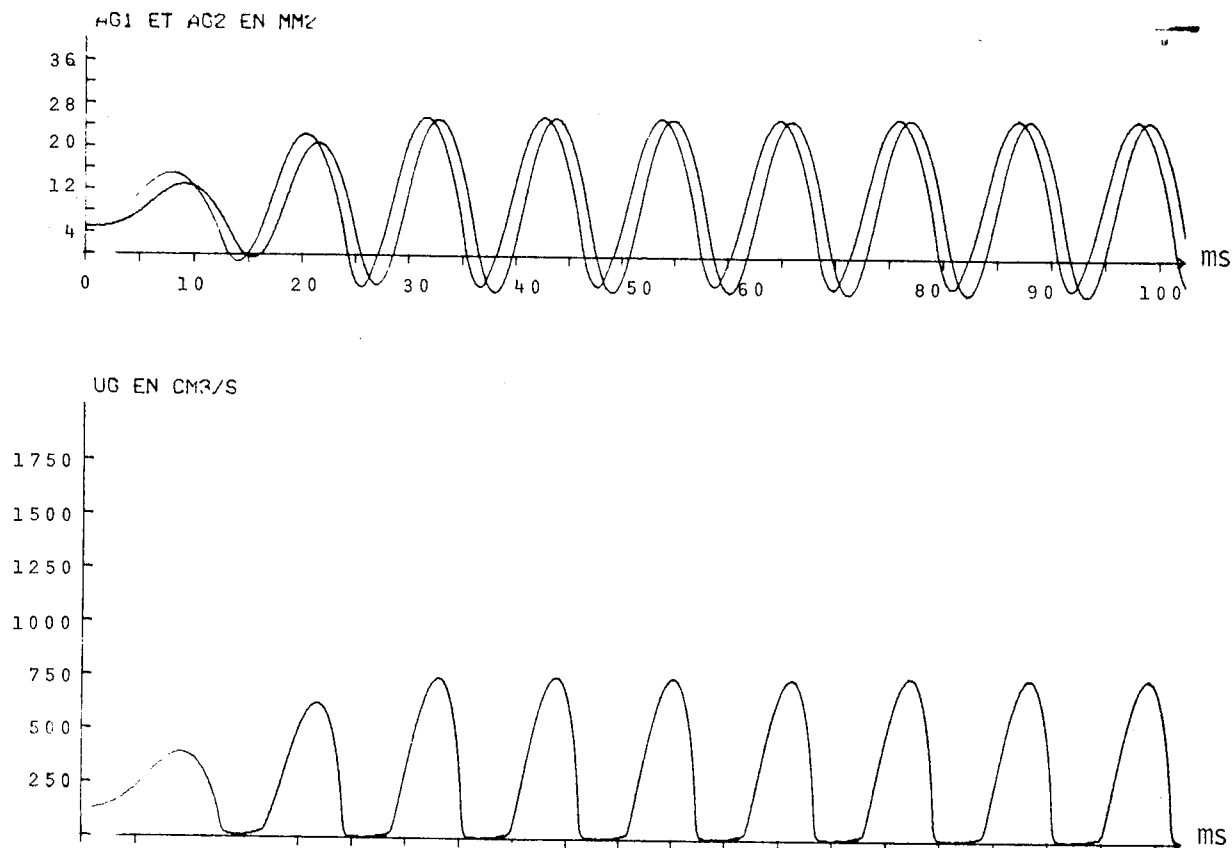


Figure III.13. : LE SIGNAL ET LES AIRES GLOTTIQUES POUR  $(EI)_1 = 0,86 \cdot 10^{-6}$  U.S.I.

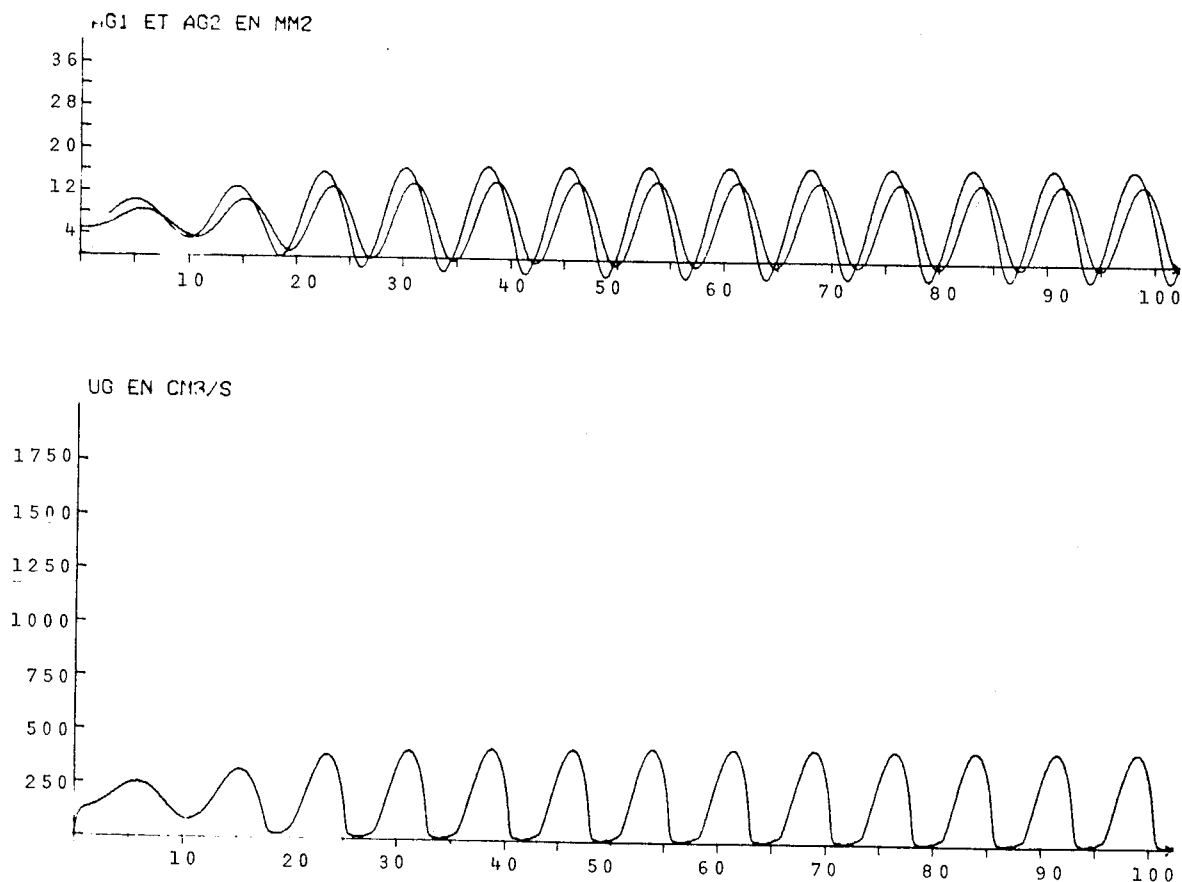


Figure III.14. : LE SIGNAL ET LES AIRES GLOTTIQUES POUR  $(EI)_1 = 0,145 \cdot 10^{-5}$  U.S.I.

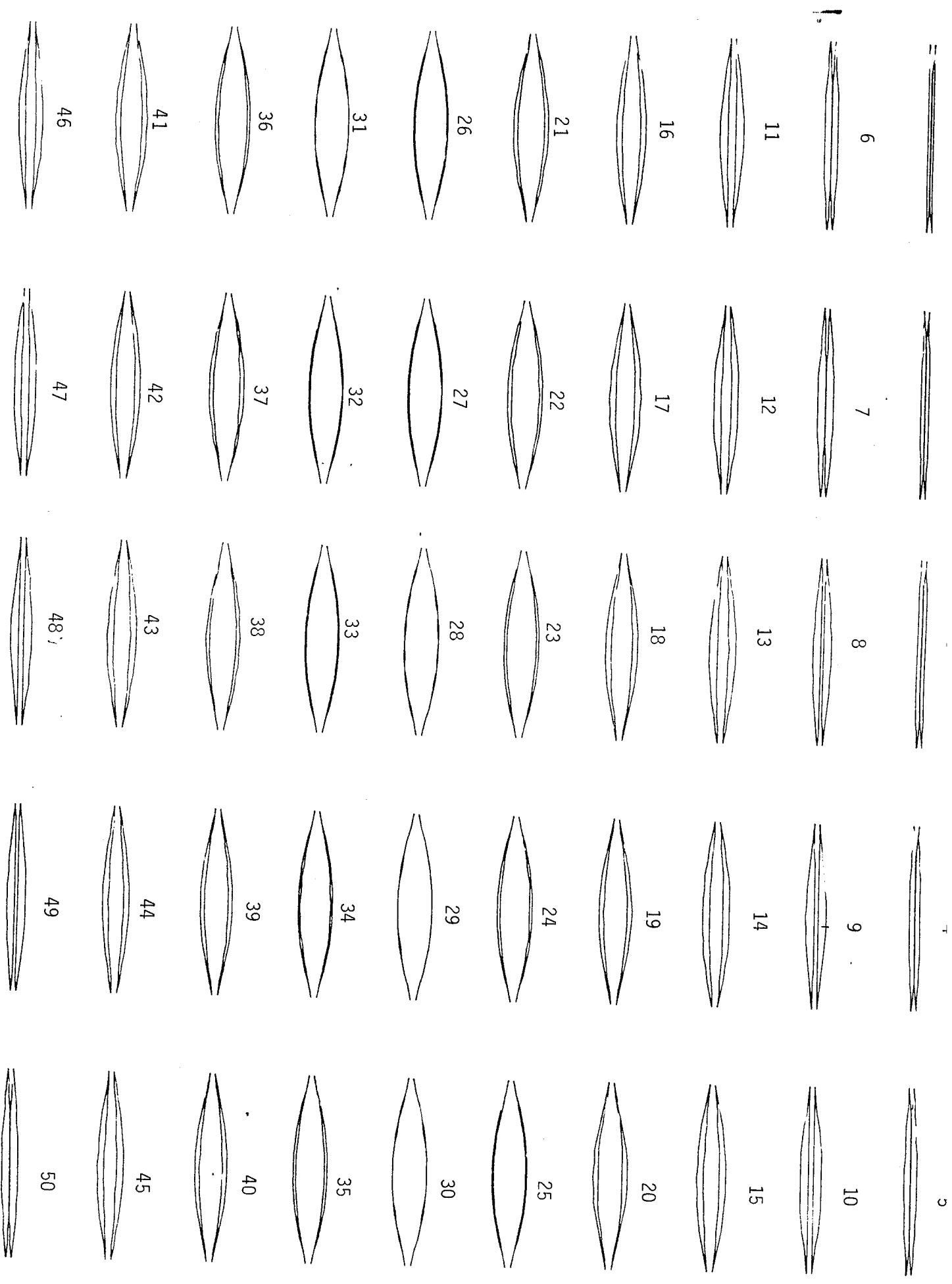


Figure I.15 : LES AIRES GLOTTIQUES PENDANT UNE PERIODE DE SIGNAL.



La forme de la glotte donnée par notre modèle est représentée , en figure III.15, à cinquante instants différents d'une même période d'oscillation. On observe en particulier une fermeture progressive de la glotte, une aire résiduelle faible mais non nulle lors du contact entre poutres, et, enfin, un déphasage longitudinal le long d'une même poutre.

### III.2.2 : CARACTERISTIQUES DU SIGNAL GLOTTIQUE

Les évolutions des caractéristiques du signal glottique avec la pression et la tension (rigidité à la flexion et masse linéique) des cordes vocales sont données dans les figures III.16 à III.19. Chacune de ces courbes correspond à un état de tension différent :

$$\text{Etat 1 : } (EI)1 = 0,165.10^{-5} \text{ U.S.I.}$$

$$(\rho S)1 = 0,43.10^{-2} \text{ .U.S.I.}$$

$$\text{Etat 2 : } (EI)1 = 0,145.10^{-5} \text{ U.S.I.}$$

$$(\rho S)1 = 0,62.10^{-2} \text{ .U.S.I.}$$

$$\text{Etat 3 : } (EI)1 = 0,125.10^{-5} \text{ U.S.I.}$$

$$(\rho S)1 = 0,78.10^{-2} \text{ .U.S.I.}$$

$$\text{Etat 4 : } (EI)1 = 0,85.10^{-6} \text{ U.S.I.}$$

$$(\rho S)1 = 0,11.10^{-1} \text{ .U.S.I.}$$

$$\text{Etat 5 : } (EI)1 = 0,45.10^{-6} \text{ U.S.I.}$$

$$(\rho S)1 = 0,14.10^{-1} \text{ .U.S.I.}$$

$$\text{Etat 6 : } (EI)1 = 0,25.10^{-6} \text{ U.S.I.}$$

$$(\rho S)1 = 0,16.10^{-1} \text{ .U.S.I.}$$

\*  $F_0$  croît avec PS selon la valeur de  $(EI)1$  entre 1,3 et 2,5 Hz/cm H<sub>2</sub>O. L'influence de PS reste évidemment la même que celle que nous avons relevée et commentée en (III.1.2.3). Pour les valeurs extrêmes des paramètres,  $F_0$  couvre le domaine de fréquence 50 Hz-170 Hz, ce qui correspond sensiblement à la voix masculine.

\* Q<sub>0</sub> varie entre 0,6 et 0,8. Il décroît avec PS. Aux fréquences faibles, il décroît avec la tension de la corde vocale et à fréquence plus élevée, il croît avec la tension. Ce dernier résultat n'est pas conforme aux résultats de AL ANSARI (AL ANSARI 1981) sur le "modèle à deux masses".

\* Q<sub>D</sub> varie entre 1,3 et 2,3. Il croît avec PS et, aux fréquences faibles, avec la tension des cordes vocales, tandis qu'à fréquence plus élevée, il décroît avec cette tension. Là encore ce résultat n'est pas en accord avec le "modèle à deux masses".

Figure III.16. : INFLUENCE DE PS SUR Fo POUR DIFFERENTES VALEURS DES PARAMETRES  $(EI)_1$  ET  $(\rho S)_1$  (cf. texte).

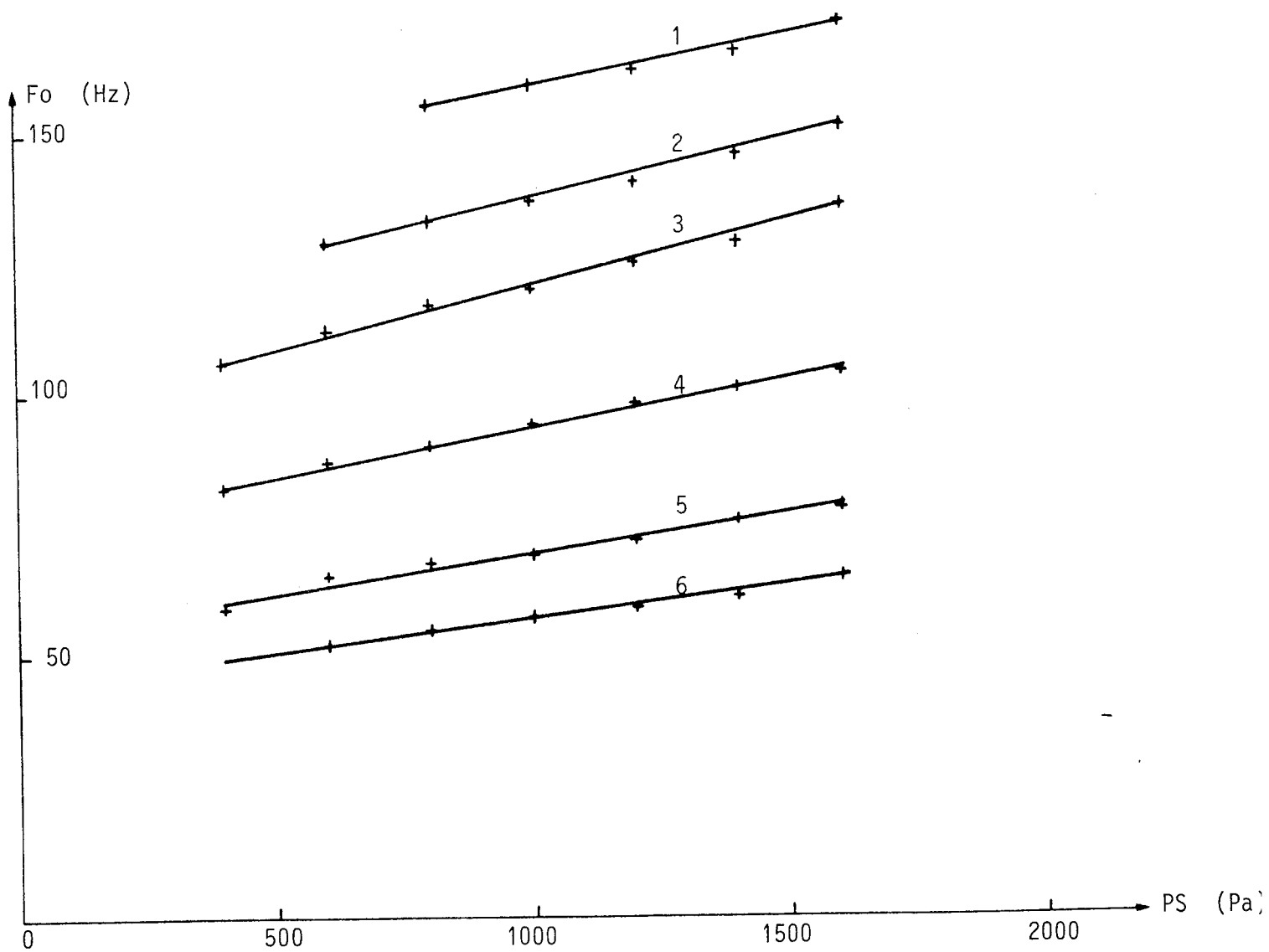


Figure III.17. : INFLUENCE DE PS SUR Q0 POUR DIFFERENTES VALEURS DES PARAMETRES  $(EI)_1$  ET  $(\rho S)_1$  (cf. texte).

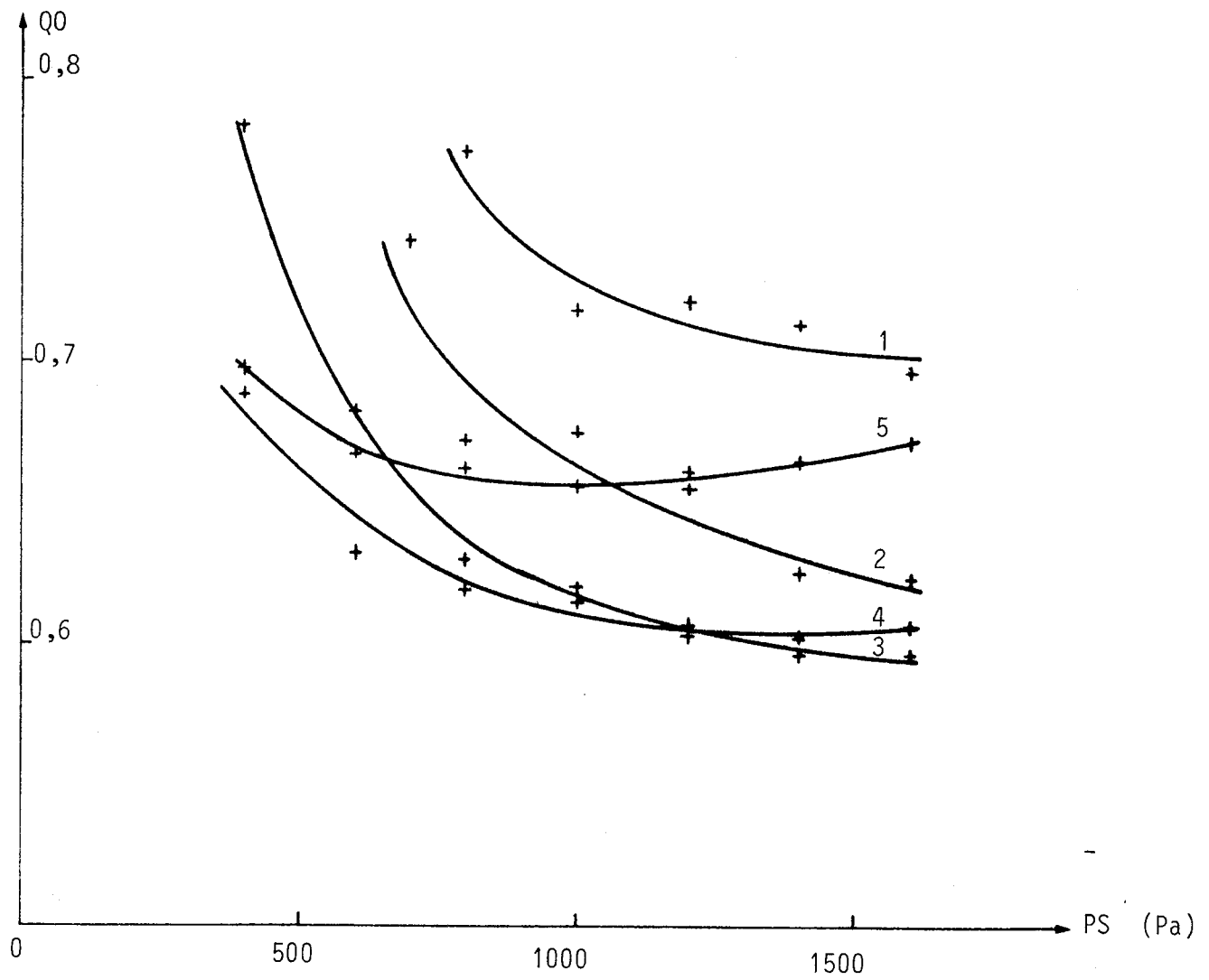


Figure III.18. : INFLUENCE PS SUR QD POUR DIFFERENTES VALEURS DES PARAMETRES

$(EI)_1$  ET  $(\rho S)_1$  (cf. texte).

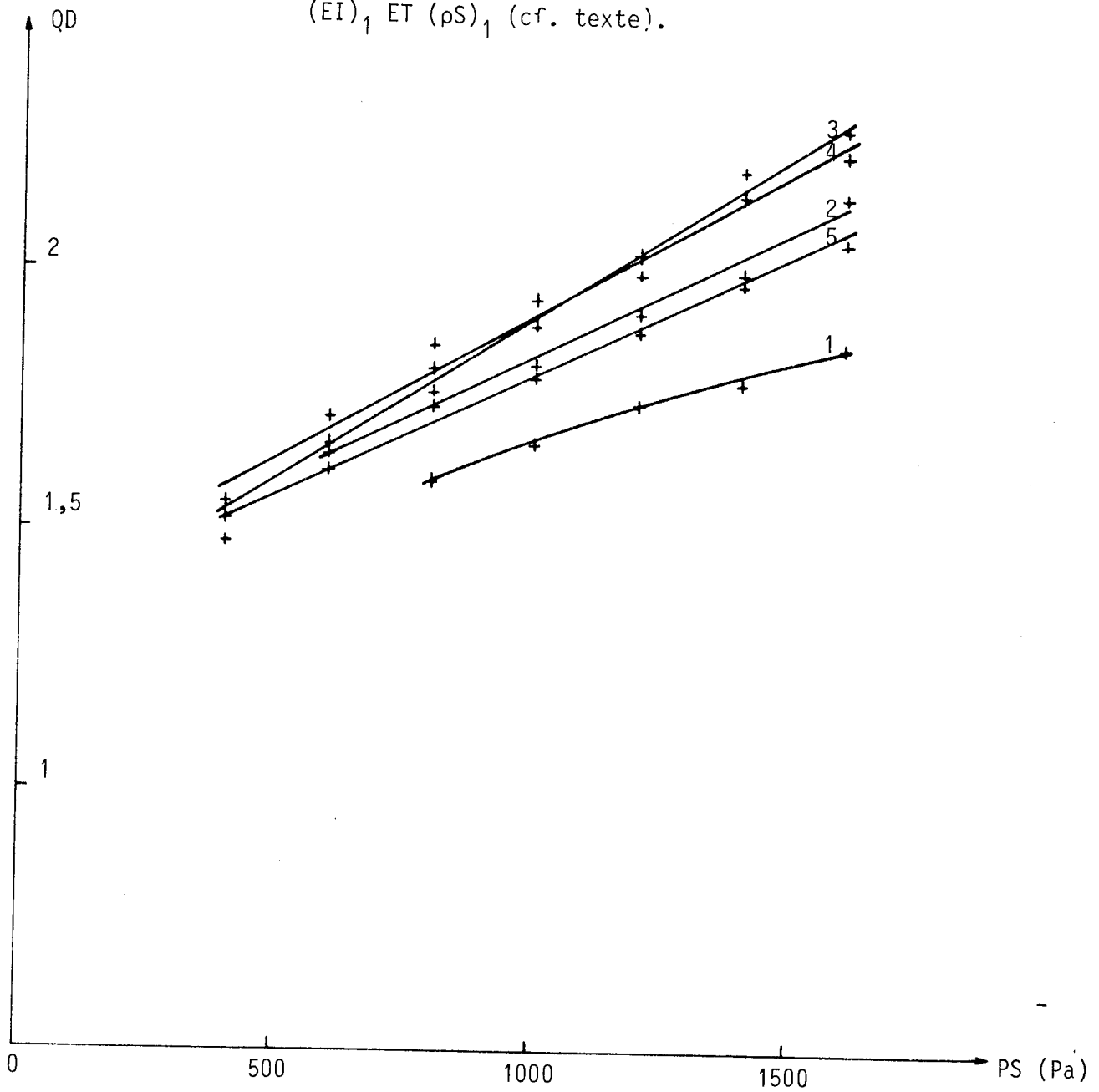
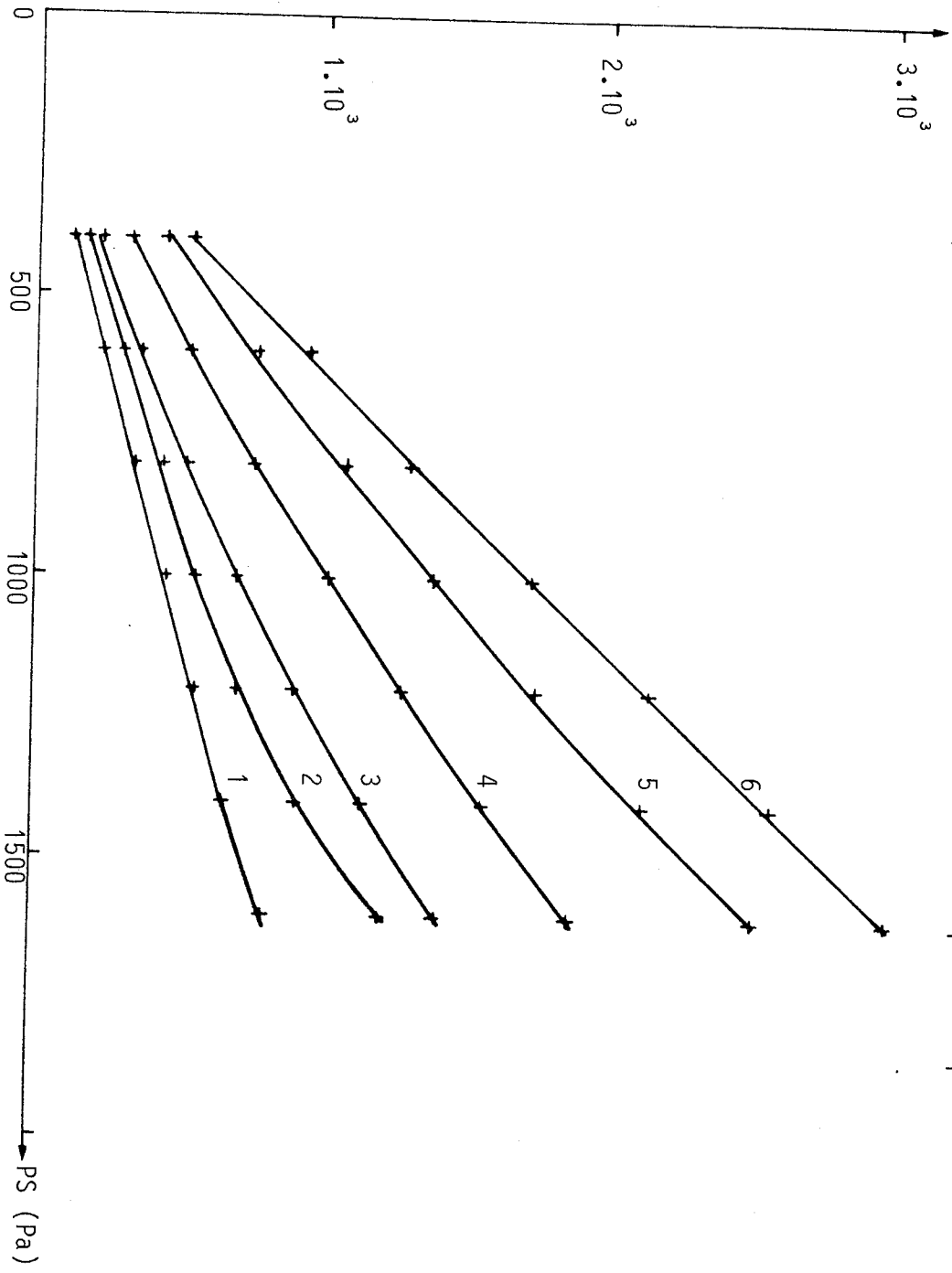


Figure III.19. : INFLUENCE DE PS SUR L'AMPLITUDE MAXIMALE  $U_{Gmax}$  POUR

$U_{Gmax}$  ( $cm^3/s$ ) DIFFERENTES VALEURS DES PARAMETRES  $(EI)_1$  ET  $(\rho S)_1$  (cf. texte).



\* L'amplitude de crête du signal varie entre  $200 \text{ cm}^3/\text{s}$  et  $3000 \text{ cm}^3/\text{s}$ , elle croît avec PS et décroît avec la tension des cordes vocales. Cela est parfaitement en accord avec l'évolution classique de l'intensité du signal glottique.

Enfin, le spectre de l'onde de débit possède les caractéristiques classiques d'un spectre de source avec, en particulier, une pente moyenne qui se situe autour de  $-12 \text{ dB/Octave}$ . La figure III.20 présente un exemple typique du spectre obtenu, en échelle de fréquence linéaire et logarithmique, pour une valeur moyenne de  $(EI)1$  et de PS (pente =  $-12 \text{ dB/Octave}$ ).

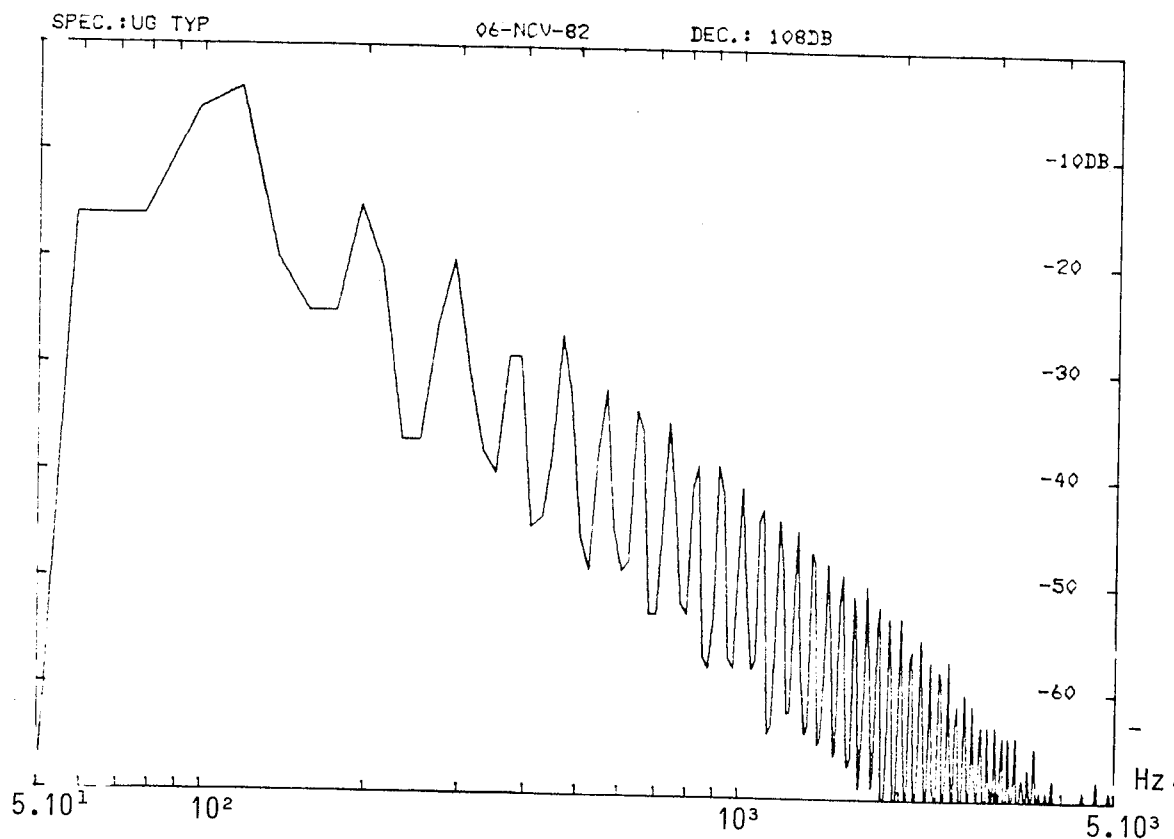


Figure III.20. : EXEMPLE CARACTERISTIQUE DE SPECTRE DU SIGNAL GLOTTIQUE  
(abscisse logarithmique)

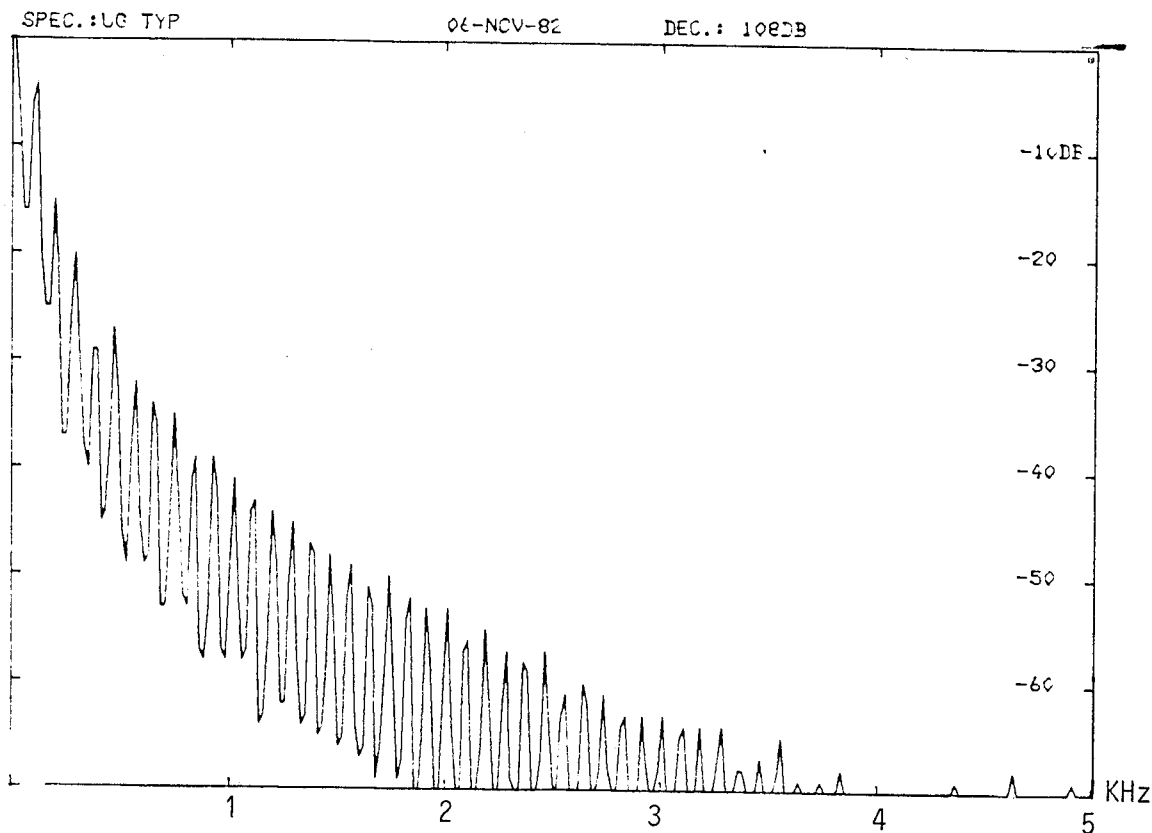


Figure III.20. (suite) : EXEMPLE CARACTERISTIQUE DE SPECTRE DU SIGNAL GLOTTIQUE  
(abscisse linéaire).

### III.2.3 : INFLUENCE DES FREQUENCES D'ECHANTILLONNAGE

Il est intéressant de relever les influences de notre choix concernant les fréquences d'échantillonnage spatial et temporel sur les résultats de notre modèle.

Nous avons ainsi effectué quelques simulations, en faisant varier la fréquence d'échantillonnage temporel  $T$  entre 10 kHz et 40 kHz. Il est bien évident que nous n'avons pas refait toute l'étude précédente pour chacune de ces valeurs, mais, de manière générale, nous avons pu observer que la forme de l'onde de débit n'était pas gravement altérée. On peut en effet relever une différence de fréquence fondamentale se situant entre 1 et 5 Hz, une variation maximale du  $Q_0$  de l'ordre de 0,02 et, enfin, une modification du  $Q_D$  comprise entre 0,01 et 0,03. La fréquence que nous avons choisie est une fréquence moyenne couramment utilisée dans ce type de simulation.

Plus intéressante est l'observation du rôle de la fréquence d'échantillonnage spatial. Nous avons pour cela attribué quatre valeurs différentes au nombre d'échantillons spatiaux utilisés pour la discrétisation numérique et ceci pour trois valeurs de  $(EI)1$  et à pression constante. Les résultats de cette étude sont les suivants :

$$* (EI)1 = 0,165 \cdot 10^{-5} \text{ U.S.I.}; \text{ PS} = 1000 \text{ Pa}$$

nombre d'échantillons	Fo (Hz)	QO	QD	Amplitude max. (cm <sup>3</sup> /s)
14	159	0,72	1,66	461
8	158	0,71	1,67	467
6	157	0,72	1,68	466
4	157	0,75	1,69	472

$$* (EI)1 = 0,85 \cdot 10^{-6} \text{ U.S.I.}; \text{ PS} = 1000 \text{ Pa}$$

nombre d'échantillons	Fo (Hz)	QO	QD	Amplitude max. (cm <sup>3</sup> /s)
14	94	0,62	1,94	1020
8	92,4	0,61	1,93	993
6	90,8	0,61	1,92	971
4	89	0,61	1,87	957

$$* (EI)1 = 0,25 \cdot 10^{-6} \text{ U.S.I.}; \text{ PS} = 1000 \text{ Pa}$$

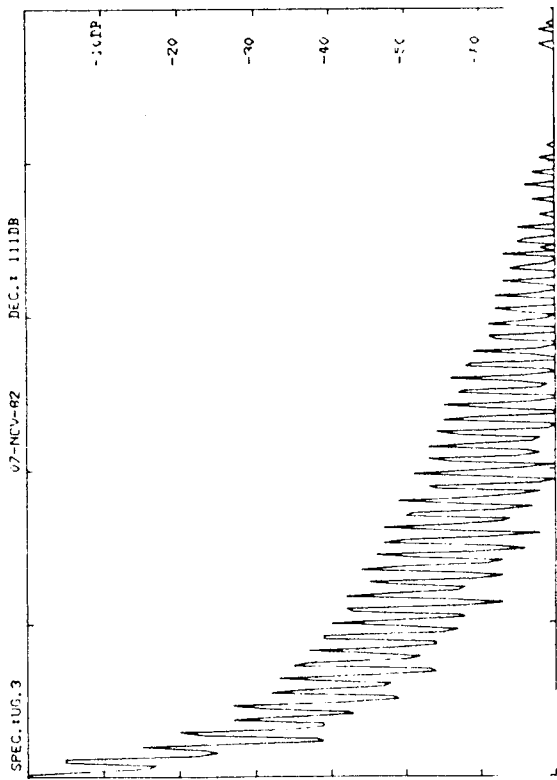
nombre d'échantillons	Fo (Hz)	QO	QD	Amplitude max. (cm <sup>3</sup> /s)
14	57	0,71	1,75	1750
8	55	0,71	1,74	1640
6	55	0,71	1,71	1610
4	54	0,70	1,67	1610

N.B : Nous n'avons pas pu étudier le cas fort intéressant de deux échantillons, ce qui aurait permis de retomber sur les conditions du "modèle à deux masses", la structure de nos programmes de simulation ne le permettant pas.

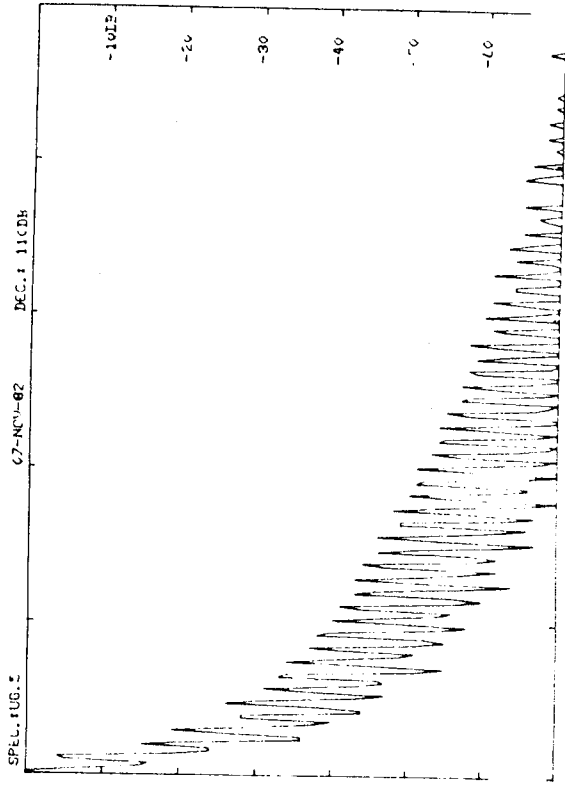
On peut donc observer que, sur la forme même de l'onde de débit, le nombre d'échantillons choisi n'a pas une grande importance. Mais plus le nombre d'échantillons diminue, plus on s'éloigne de la structure continue que l'on veut donner à notre modèle, qui est la plus proche de la réalité physiologique et qui constitue un facteur important pour la richesse en harmoniques du signal glottique, comme l'attestent les



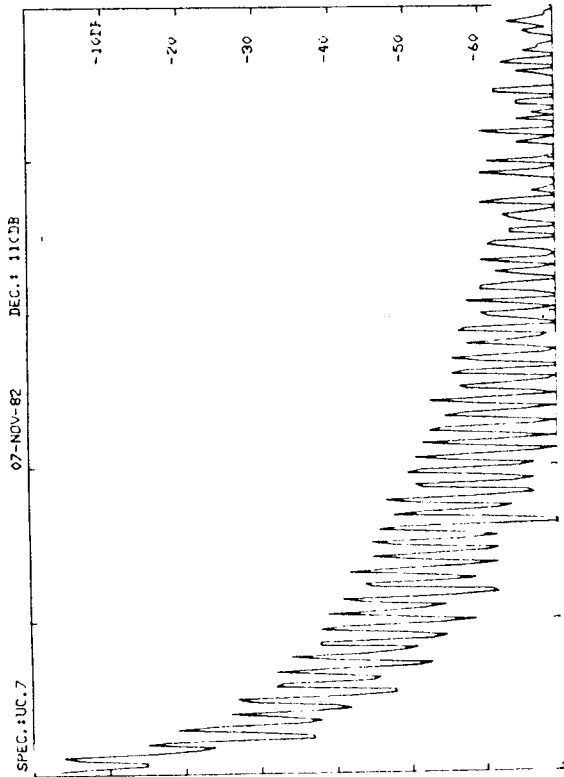
Figure III.21. : EVOLUTION DU SPECTRE DE SOURCE AVEC LE NOMBRE D'ECHANTILLONS SPATIAUX CHOISI.



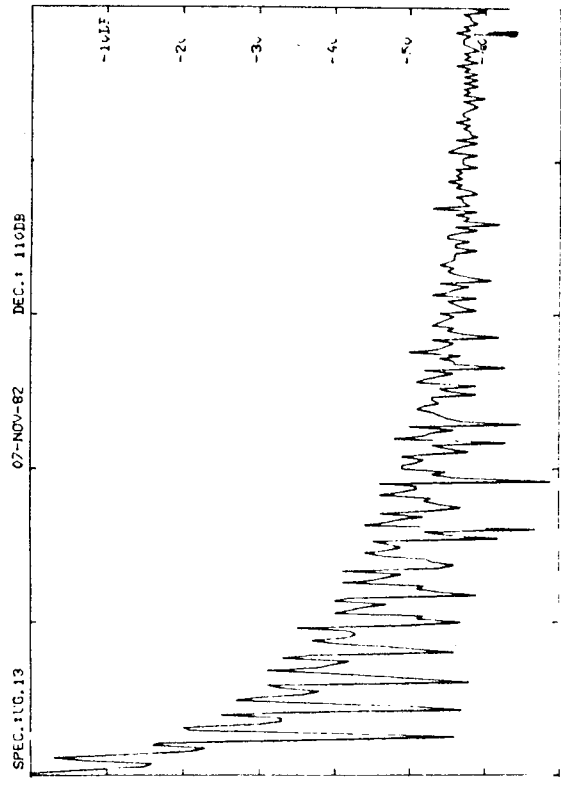
4 ECHANTILLONS



6 ECHANTILLONS



8 ECHANTILLONS



14 ECHANTILLONS

différents spectres correspondant aux quatre cas évoqués ci-dessus, qui sont donnés en figure III.21. Nous avons choisi 14 échantillons, ce qui permet le meilleur équilibre entre la finesse de la définition du modèle et la lourdeur de la programmation.

### III.3 : LE COUPLAGE AVEC LES CAVITES SUPRAGLOTTIQUES

On observe sur la parole naturelle que la fréquence fondamentale moyenne du signal de parole varie avec la voyelle prononcée. Les voyelles dites "hautes" ont en effet une fréquence fondamentale plus élevée que les voyelles dites "basses", et cet écart peut aller jusqu'à 25 Hz entre le [u] et le [a] dans un même environnement phonétique (EWAN 1979, OHALA 1973). L'une des hypothèses permettant d'expliquer ce phénomène est celle de l'influence de l'interaction acoustique entre la source et le conduit vocal. L'étude qui suit a pour but l'évaluation de l'importance de ce phénomène sur le modèle à deux poutres.

#### III.3.1 : MODELISATION DU COUPLAGE SOURCE-CONDUIT VOCAL

Afin de rendre compte du couplage acoustique entre la source et les cavités supraglottiques, il suffit, d'après MRAYATI et GUERIN, de tenir compte de l'impédance d'entrée du conduit vocal. Ils ont, à cet effet, proposé un modèle de cette impédance sous la forme de deux circuits oscillants RLC parallèles, placés en série et accordés sur les fréquences des deux premiers formants (cf. FIG III.22) (MARYATI 1976, MRAYATI et al. 1976, GUERIN 1978, GUERIN & BOE 1979).

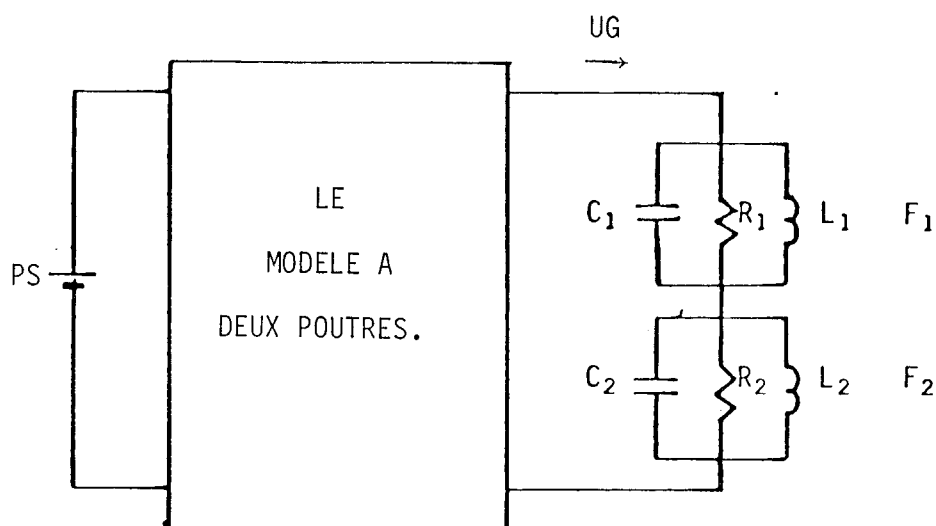


Figure III.22. : MODELISATION DU COUPLAGE SOURCE-CONDUIT VOCAL

(d'après AL ANSARI 1981)

Dans ces conditions, pour les voyelles du français, les valeurs des différents paramètres sont les suivantes (DEGRYSE 1981) :

voyelle	F1 et F2 (Hz)	R1 et R2 (Ohm)	L1 et L2 (H)	C1 et C2 (F)
[u]	297 et 790	$44.10^5$ et $124.10^5$	$6,43.10^2$ et $9,17.10^2$	$4,465.10^{-10}$ et $4,426.10^{-10}$
[o]	406 et 806	$111.10^5$ et $28.10^5$	$5,36.10^2$ et $2,57.10^2$	$2,868.10^{-10}$ et $1,516.10^{-9}$
[ɔ]	547 et 1019	$221.10^5$ et $43.10^5$	$5,52.10^2$ et $3,56.10^2$	$1,530.10^{-10}$ et $6,850.10^{-10}$
[a]	686 et 1209	$305.10^5$ et $275.10^5$	$4,64.10^2$ et $1,65.10^2$	$1,156.10^{-10}$ et $1,052.10^{-10}$
[ɛ]	463 et 1905	$88.10^5$ et $97.10^5$	$2,61.10^2$ et $3,53.10^2$	$4,520.10^{-10}$ et $1,977.10^{-10}$
[e]	423 et 2140	$81.10^5$ et $86.10^5$	$3,17.10^2$ et $3,08.10^2$	$4,465.10^{-10}$ et $1,796.10^{-10}$
[i]	246 et 2285	$34.10^5$ et $317.10^5$	$7,33.10^2$ et $2,99.10^2$	$5,700.10^{-10}$ et $1,620.10^{-10}$
[y]	282 et 1870	$45.10^5$ et $50.10^5$	$6,84.10^2$ et $1,64.10^2$	$4,654.10^{-10}$ et $4,420.10^{-10}$
[ø]	388 et 1611	$87.10^5$ et $12.10^5$	$5,06.10^2$ et $7,28.10^2$	$3,320.10^{-10}$ et $1,340.10^{-9}$
[œ]	541 et 1428	$145.10^5$ et $101.10^5$	$3,35.10^2$ et $5,05.10^2$	$2,580.10^{-10}$ et $2,460.10^{-10}$

La pression  $P_{cv}$  à l'entrée du conduit vocal est alors donnée par :

$$* P_{cv} = P_{cv1} + P_{cv2}$$

et

$$* C_1 = \frac{d^2 P_{cv1}}{dt^2} + \frac{1}{R_1} \frac{dP_{cv1}}{dt} + \frac{P_{cv1}}{L_1} = \frac{dUG}{dt}$$

et

$$* C_2 = \frac{d^2 P_{cv2}}{dt^2} + \frac{1}{R_2} \frac{dP_{cv2}}{dt} + \frac{P_{cv2}}{L_2} = \frac{dUG}{dt}$$

### III.3.2 : LES RESULTATS

Nous avons étudié le couplage pour les voyelles a , i et u dans les trois situations suivantes :

- (1)  $(EI)_1 = 0,145.10^{-5}$  U.S.I. et  $(eS)_1 = 0,65.10^{-2}$  kg/m
- (2)  $(EI)_1 = 0,65.10^{-6}$  U.S.I. et  $(eS)_1 = 0,128.10^{-1}$  kg/m
- (3)  $(EI)_1 = 0,25.10^{-6}$  U.S.I. et  $(eS)_1 = 0,161.10^{-1}$  kg/m

### III.3.2.1 : INFLUENCE DU COUPLAGE SUR LA FREQUENCE FONDAMENTALE

La fréquence fondamentale évolue avec  $P_s$  et  $(EI)_1$  et  $(eS)_1$  de la même manière qu'en absence de couplage (cf. FIG. III.23). On observe, à  $P_s$ ,  $(EI)_1$  et  $(eS)_1$  donnés, que  $F_0$  est plus faible lorsque la source vocale est chargée par le conduit vocal. Cet écart de fréquence croît avec  $P_s$  et décroît avec la tension des cordes vocales ( $(EI)_1$  et  $(eS)_1$ ), mais il n'excède pas 5 Hz. On observe qu'il atteint ces valeurs maximales pour la voyelle [a]. Observons alors la courbe donnée en figure III.24 qui représente l'évolution de  $F_0$  pour les trois voyelles et pour différentes valeurs de  $P_s$  et de la tension. On constate alors que la voyelle [a] est celle qui a la fréquence la plus basse, puis vient la voyelle [u] et, enfin, la voyelle [i]. Si on se reporte alors au tableau donné dans la partie III.3.1, on observe que plus la fréquence du premier formant est petite, plus la fréquence fondamentale est grande. Ce résultat est contraire à ceux du "modèle à deux masses" (ISHIZAKA & FLANAGAN 1972, GUERIN 1978, DELOS 1978, AL ANSARI 1981). Or GUERIN (GUERIN 1978) expliquait le comportement du "modèle à deux masses" par la présence d'une charge inductive dans l'impédance d'entrée du conduit vocal. Nos résultats tendraient donc à prouver que notre modèle de la source est très peu sensible à la charge inductive.

Mais le couplage acoustique entre la source et le conduit vocal est faible et il ne suffit pas à expliquer les écarts de fréquence entre les différentes voyelles.

### III.3.2.1 : INFLUENCE DU COUPLAGE SUR LA FORME DE L'ONDE DE DEBIT

Les études menées sur le couplage acoustique source-conduit vocal à partir du "modèle à deux masses" ont révélé la présence d'une déformation de l'onde de débit sous la forme d'une oscillation additionnelle. Cette perturbation avait en particulier pour conséquence l'augmentation sensible du QD avec le couplage. Nous n'observons absolument pas ce phénomène, et l'influence du couplage sur le QD est très faible (cf. FIG. III.25). Ce résultat n'est pas étonnant : en effet AL ANSARI, en s'appuyant sur les travaux de ROTHENBERG (ROTHENBERG 1980), expliquait l'accroissement du QD par la présence de la charge inductive (AL ANSARI 1981). Or notre modèle n'est pas sensible à ce type de charge. Le quotient d'ouverture est lui aussi faiblement affecté par le couplage, mais ceci est conforme aux résultats donnés par le "modèle à deux masses" (cf. FIG. III.26). Enfin le couplage n'a pas une action sensible sur l'intensité du signal glottique.

u

a

u

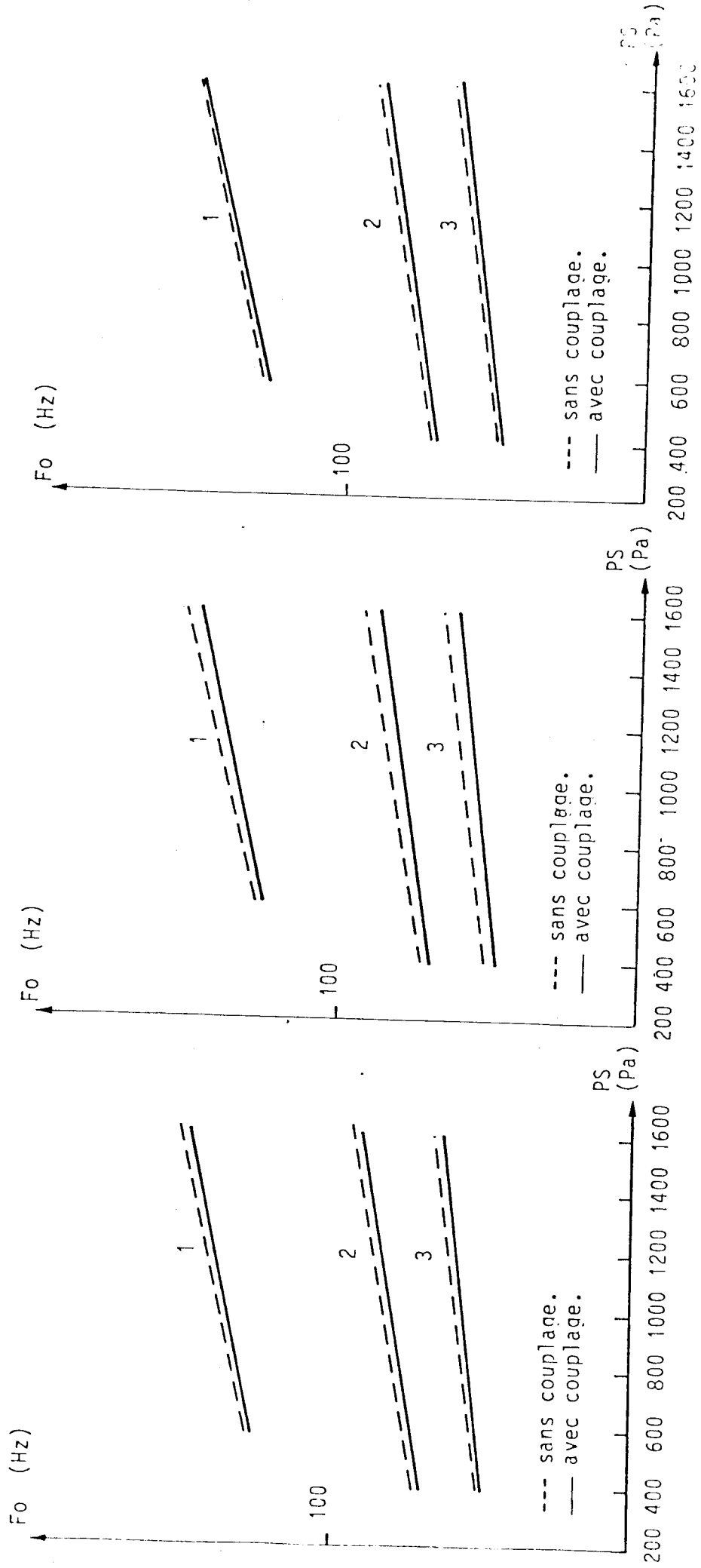


Figure III.23. : EVOLUTION DE  $F_0$  AVEC  $PS$  POUR DIFFERENTES VALEURS DES PARAMETRES  $(EI)_1$  ET  $(\rho S)_1$  ET POUR TROIS VOYELLES DIFFERENTES.

Voyelle/(EI)1 (U.S.I.)/PS (Pa)	F1 (Hz)	Fo (Hz)
[a] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 1600	686	149
[u] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 1600	297	150,8
[i] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 1600	246	151,5
[a] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 1200	686	139,3
[u] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 1200	297	139,8
[i] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 1200	246	140,5
[a] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 800	686	131,1
[u] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 800	297	132
[i] / $0,145 \cdot 10^{-5}$ / 800	246	132,5
[a] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 1600	686	87
[u] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 1600	297	90,5
[i] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 1600	246	89,5
[a] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 1200	686	82
[u] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 1200	297	83
[i] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 1200	246	83,4
[a] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 800	686	77
[u] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 800	297	78,5
[i] / $0,65 \cdot 10^{-6}$ / 800	246	79

Figure III.24 : TABLEAU DE L'EVOLUTION DE LA FREQUENCE FONDAMENTALE AVEC LE TYPE DE VOYELLE ET LE PARAMETRE (EI)1.

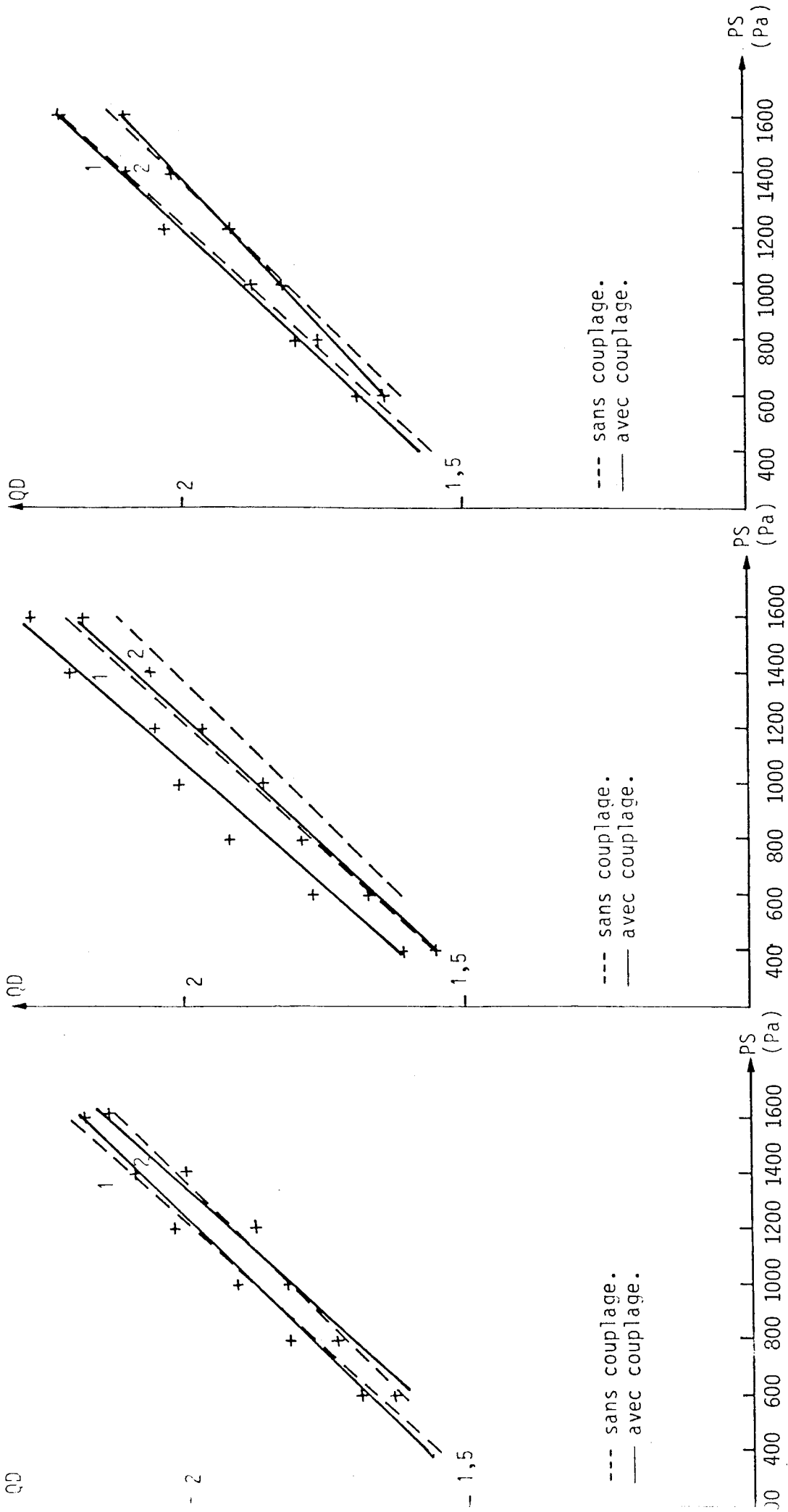


Figure III.25: : EVOLUTION DU QD AVEC PS POUR DIFFERENTES VALEURS DES PARAMETRES (EI)<sub>1</sub> ET (pS)<sub>1</sub>

ET POUR TROIS VOYELLES DIFFERENTES.

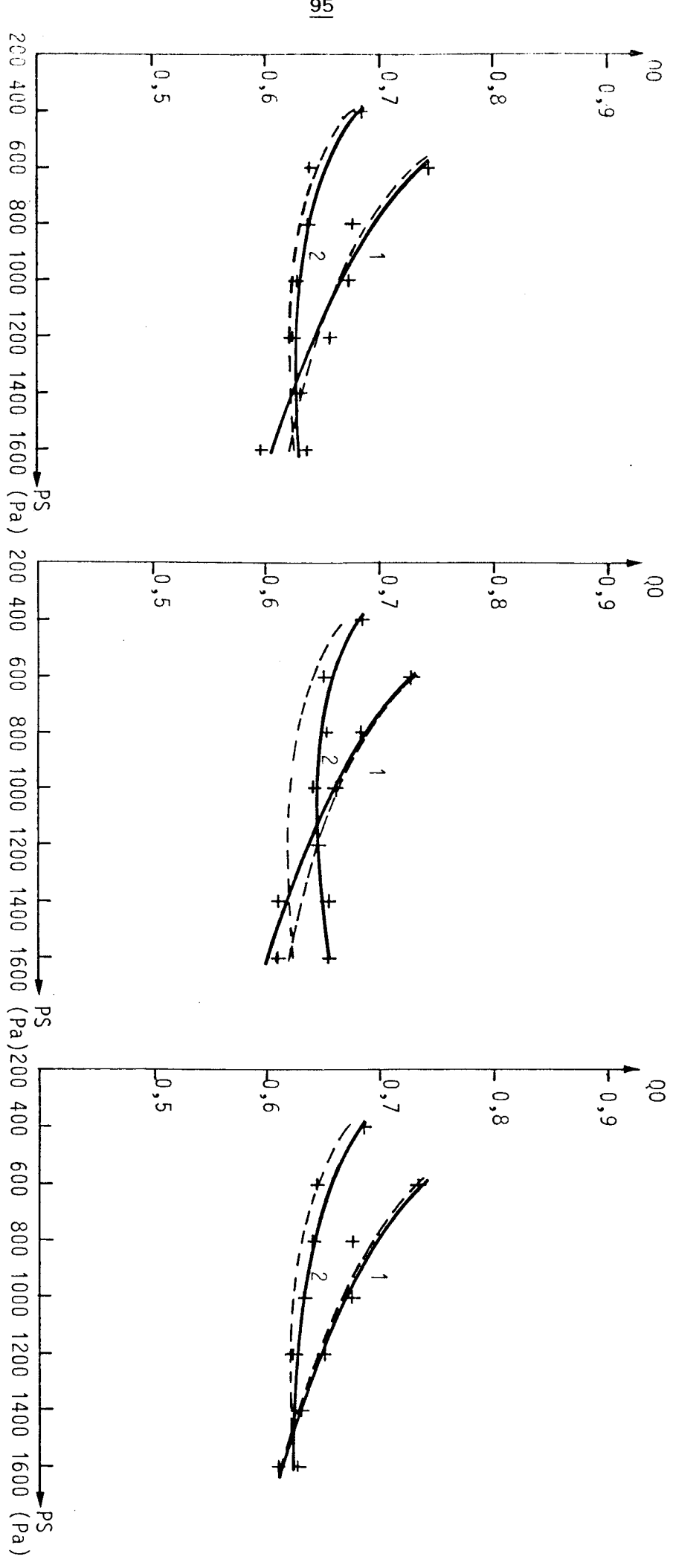


Figure III.26. : EVOLUTION DU  $q_0$  AVEC  $PS$  POUR DIFFERENTES VALEURS DES PARAMETRES  $(EI)_1$  et  $(\rho S)_1$  ET POUR DIFFERENTES VOYELLES.



u

a

i

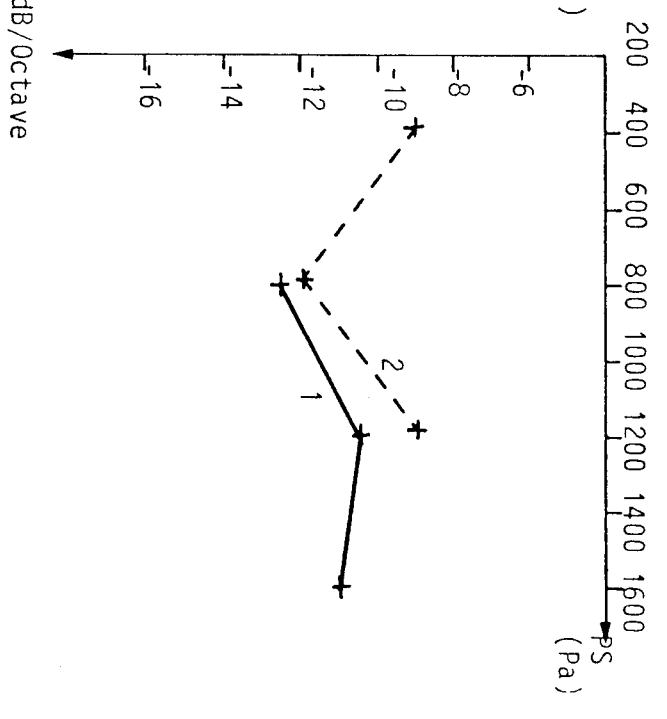
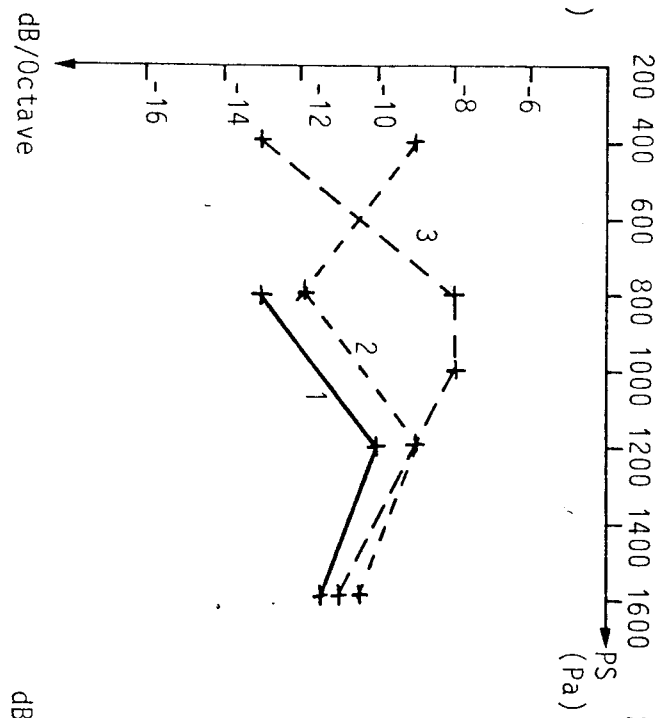
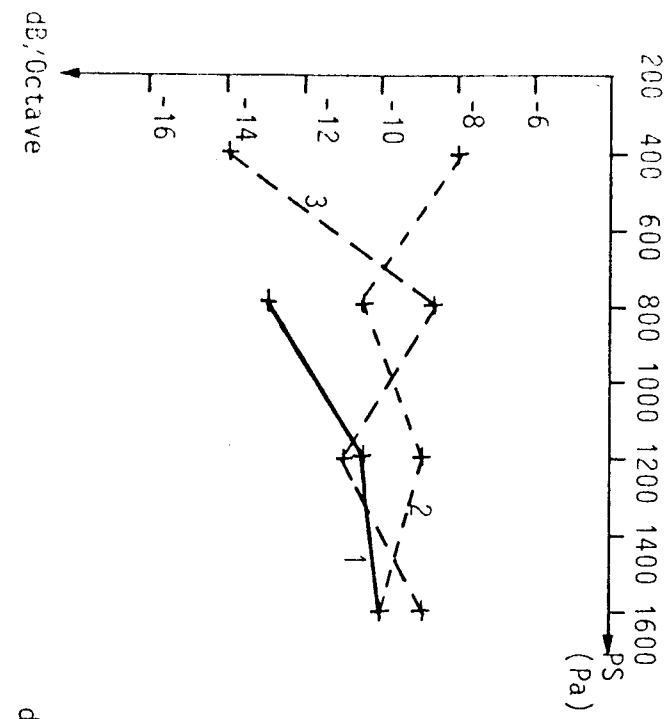


Figure III.27. : EVOLUTION DE LA PENTE DU SPECTRE DE L'ONDE GLOTTIQUE EN FONCTION DE PS POUR DIFFERENTES VALEURS DES PARAMETRES (EI)<sub>1</sub> ET (ρS)<sub>1</sub>, ET POUR TROIS VOYELLES DIFFERENTES.

Enfin, pour terminer cette étude sur le couplage de la source avec le conduit vocal, nous avons observé l'évolution de la pente du spectre. D'après TAGASUKI (TAGASUKI 1971), cette pente augmente avec le QD. Dans la mesure où le couplage a peu d'influence sur ce dernier paramètre, il est normal qu'aucune direction principale n'apparaisse dans la variation de la pente du spectre avec le couplage (cf. FIG III.27).

#### III.3.4 : CONCLUSION

Le couplage avec le conduit vocal a une faible influence sur la fréquence fondamentale du signal glottique. On observe que, plus la fréquence du premier formant est petite, plus la fréquence fondamentale est grande. La forme générale de l'onde de débit est très faiblement affectée. Ce phénomène ne peut donc pas expliquer les différences observées sur le signal de parole pour les différentes voyelles. Une explication plus vraisemblable réside dans le déplacement vertical du larynx (GUERIN 1978, DELOS et al. 1976).



## CONCLUSIONS

Nous avons proposé un modèle continu de la source vocale qui représente chacune des cordes vocales sous la forme de deux poutres bi-articulées qui représentent les deux parties que l'on peut discerner dans un plan vertical lors de la production de sons voisés. Ce modèle se veut plus proche de la réalité physiologique de la source vocale que les modèles discrets à une ou deux masses, de FLANAGAN, ou à seize masses, de TITZE, sans cependant atteindre la complexité du modèle continu de TITZE qui s'appuie sur la structure microscopique des cordes vocales.

Nous avons, dans un premier temps, mis en équation les oscillations du modèle sous l'action des forces de pression dues à l'air issu des poumons, en supposant qu'il était soumis aux lois de la résistance des matériaux. Le calcul des forces aérodynamiques a fait appel à des simplifications dans le cas d'ouverture faible de la glotte. Puis, afin de pouvoir simuler ces mouvements sur ordinateur, nous avons effectué une double discrétisation dans l'espace et dans le temps. Le nombre d'échantillons spatiaux a été choisi égal à 14, ce qui constitue une valeur moyenne donnant au modèle une bonne finesse, tout en n'alourdissant pas démesurément la taille des programmes de simulation. L'utilisation des méthodes classiques de discrétisation des dérivées a généré des instabilités, qui ont pu être évitées par l'application de la méthode de NEWMARK.

Nous avons ensuite défini les valeurs à donner aux paramètres physiques pour obtenir un signal glottique satisfaisant. Ces valeurs diffèrent de celles du "modèle à deux masses", mais restent du même ordre de grandeur. Les deux poutres n'oscillent pas selon leur mode propre.

Puis, nous avons étudié les influences des différents paramètres physiques sur le comportement du modèle et nous avons conclu au rôle déterminant de trois facteurs : la pression subglottique PS, la rigidité à la flexion qui est le produit du module d'Young par l'inertie géométrique de la poutre, et la masse linéique. Afin de rendre compte de la relation entre tension et amincissement des cordes vocales, nous avons relié les évolutions de la rigidité à la flexion et de la masse linéique. Le comportement statique du modèle, soumis au système de commande composé de ces trois paramètres, peut se résumer ainsi :

\* l'intensité croît fortement avec la pression subglottique. Elle décroît avec la rigidité à la flexion et croît avec la masse linéique.

\* la fréquence fondamentale est essentiellement fonction des variations de la rigidité à la flexion, avec laquelle elle croît, et de celles de la masse linéique, avec laquelle elle décroît. Le rôle de la pression subglottique est faible (augmentation d'environ 2 Hz/cm H<sub>2</sub>O).

\* QO décroît avec PS, mais sa variation avec la rigidité à la flexion et la masse linéique n'est pas toujours du même type.

\* QD croît avec PS, mais son évolution avec les autres paramètres n'est pas clairement définie.

Le comportement en fréquence et en intensité du modèle est globalement conforme aux résultats de l'étude analytique et aux données du modèle naturel ou des autres modèles artificiels. Les variations de QO et QD sont différentes de celles que l'on a observées sur le "modèle à deux masses".

Une fois le modèle bien défini, nous avons envisagé le couplage de la source avec les cavités supraglottiques. Nous avons ainsi observé une faible influence sur la fréquence fondamentale, pouvant aller jusqu'à 5 Hz. Notre étude s'est limitée aux voyelles [a], [i], [u]. La voyelle [a] a une fréquence fondamentale plus faible que la voyelle [u] et la voyelle [i] dont la fréquence du premier formant correspondant est plus faible. Mais cet écart de fréquence n'est pas du même ordre que celui que l'on peut observer sur la parole naturelle. Le couplage acoustique ne peut donc pas expliquer les différences de fréquence entre voyelles. A ce point de vue, la seule hypothèse valable reste l'interaction articulatoire entre la position de la langue et celle du larynx.

Le modèle à deux poutres bi-articulées donne donc des premiers résultats très encourageants. De nombreuses caractéristiques du signal de source ont pu être obtenues. Le système de commande du modèle est simple et directement reliable aux paramètres de contrôle physiques. Sa structure continue permet de tenir compte du déphasage longitudinal et sa structure plus simple que celle du modèle continu de TITZE en fait un système relativement facile à programmer. D'ores et déjà nous avons prouvé la capacité de ce modèle à simuler correctement le comportement acoustique de la source.

Mais ce modèle peut être amélioré, afin de constituer un outil fiable d'étude du comportement mécanique des cordes vocales. Quelques-unes de ces améliorations sont immédiatement réalisables :

\* affinement des valeurs des paramètres de contrôle, par des procédures systématiques, l'identification des paramètres en particulier.

\* Etude des déplacements verticaux.

\* Couplage avec les parties subglottiques.

\* Etude du comportement dynamique.

Enfin, une autre amélioration serait souhaitable, voire nécessaire, si l'on veut parfaitement rendre compte de la réalité physiologique. Il s'agit de la reconsidération complète du problème aérodynamique qui fait appel à de trop grandes simplifications, mais cela met en jeu des théories mathématiques très évoluées, et il n'est pas sûr que ce problème ait une solution.....

\* \* \* \* \*

\* \* \* \* \*

\* \* \*

\*



## ANNEXE 1

## La méthode de NEWMARK

La méthode de NEWMARK est une méthode d'intégration directe adaptée à la résolution des équations différentielles du deuxième ordre du type :

$$* \quad Y = M \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + C \frac{\partial u}{\partial t} + K$$

On fait pour cela, à l'instant  $j$ , les suppositions suivantes :

$$* \quad \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^j = \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^{j-1} + \left[ (1-\delta) \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^{j-1} + \delta \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^j \right] \cdot T \quad (1)$$

$$* \quad u_i^j = u_i^{j-1} + T \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^{j-1} + \left[ \left( \frac{1}{2} - \alpha \right) \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^{j-1} + \alpha \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^j \right] \cdot T^2 \quad (2)$$

où  $\alpha$  et  $\delta$  sont des paramètres à déterminer pour obtenir une intégration stable et correcte. On prend généralement, afin d'éviter les instabilités de la solution, les précautions suivantes :  $\delta \geq 0,5$  et  $\alpha \geq 0,25$ . ( $0,5 + \delta$ )

A partir des expressions, on déduit :

$$* \quad \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^j = \frac{1}{\alpha} \left[ \frac{u_i^j - u_i^{j-1}}{T^2} - \frac{1}{T} \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^{j-1} + \left( \alpha - \frac{1}{2} \right) \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^{j-1} \right]$$

$$\text{et}$$

$$* \quad \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^j = \frac{\delta}{\alpha} \left[ \frac{u_i^j - u_i^{j-1}}{T} \right] + (1 - \frac{\delta}{\alpha}) \cdot \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^{j-1} + (1 - \frac{\delta}{2\alpha}) \cdot T \cdot \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^{j-1}$$

En remplaçant ces expressions dans l'équation Y, on arrive à :

$$* \quad Y = u_i^j + \left[ \frac{M}{\alpha \cdot T^2} + \frac{C}{2 \cdot L \cdot T} \cdot \frac{\delta}{\alpha} + K \right] + u_i^{j-1} \left[ -\frac{M}{\alpha T^2} - \frac{C}{2 \cdot L \cdot T} \cdot \frac{\delta}{\alpha} \right]$$

$$+ \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^{j-1} \left[ -\frac{M}{\alpha T} + (1 - \frac{\delta}{\alpha}) \cdot \frac{C}{2 \cdot L} \right] + \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^{j-1} \left[ \left( \alpha - \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot M + \frac{C}{2 \cdot L} \cdot \left( 1 - \frac{\delta}{2\alpha} \right) T \right]$$

Le calcul des dérivées à l'instant  $j$  se fera alors à partir des expressions :

$$* \quad \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^j = \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^{j-1} + \left[ (1-\delta) \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^{j-1} + \delta \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^j \right] \cdot T$$



et :

$$* \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^{\delta} = \frac{1}{a} \left[ \frac{u_i^{\delta} - u_{i-1}^{\delta-1}}{\tau^2} - \frac{1}{\tau} \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_i^{\delta-1} + \left( a - \frac{1}{\tau} \right) \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)_i^{\delta-1} \right]$$

## ANNEXE 2

## CALCUL DES FORCES AERODYNAMIQUES AU TEMPS j

I : CALCUL DE FA1 A L'INSTANT j : FA1

Considérons les équations (21) à (25) données en (II.3.2.1.2). L'équation (21) donne :

$$* P_1^j = P_s - 0,685 \cdot \rho_0 \cdot \frac{UG^j{}^2}{AG_1^j{}^2} - \left[ \rho_0 \int_0^{A_c} \frac{dx}{A_c(x)} \right] \cdot \left( \frac{dUG}{dt} \right)^j$$

et l'équation (22) :

$$* P_1'^j = P_1^j - Z d_1 \cdot \frac{UG^j{}^{1,75}}{AG_1^j{}^3} - \rho_0 \cdot \frac{d_1}{AG_1^j} \cdot \left( \frac{dUG}{dt} \right)^j$$

$$\text{avec } Z = 0,158 \cdot \rho_0^{0,75} \cdot \mu^{0,25} \cdot L^{1,25}$$

Par conséquent, la pression  $PM_1^j$  (donnée par la formule :  $PM_1^j = (P_1^j + P_1'^j)/2$ ) s'exerçant sur la poutre 1, à l'instant j vaut :

$$* PM_1^j = P_s - 0,685 \cdot \rho_0 \cdot \frac{UG^j{}^2}{AG_1^j{}^2} - \frac{Z d_1}{2} \cdot \frac{UG^j{}^{1,75}}{AG_1^j{}^3} - \rho_0 \left[ \delta_{0c} + \frac{d_1}{2 \cdot AG_1^j} \right] \cdot \left( \frac{dUG}{dt} \right)^j$$

$$\text{où } \delta_{0c} = \int_0^{A_c} \frac{dx}{A_c(x)}$$

Or  $FA1^j = PM_1^j \cdot 2 \cdot L \cdot d$  d'où :

$$* FA_1^j = \left[ P_s - 0,685 \cdot \rho_0 \cdot \frac{UG^j{}^2}{AG_1^j{}^2} - \frac{Z d_1}{2} \cdot \frac{UG^j{}^{1,75}}{AG_1^j{}^3} - \rho_0 \left[ \delta_{0c} + \frac{d_1}{2 \cdot AG_1^j} \right] \cdot \left( \frac{dUG}{dt} \right)^j \right] \cdot 2L$$

On constate donc que  $FA1^j$  dépend de  $UG^j$ , valeur du débit à l'instant j. Pour calculer cette valeur, nous allons encore nous reporter aux équations aérodynamiques (21) à (25). En effet, additionnons toutes ces équations. Nous obtenons :

$$* P_s \cdot Pa = \rho_0 \cdot \left[ \frac{0,185}{AG_1^j{}^2} + \frac{0,5}{AG_2^j{}^2} + \frac{1}{A_1^2} - \frac{1}{A_1 \cdot AG_2^j} \right] \cdot UG^j{}^2$$

$$+ Z \cdot \left[ \frac{d_1}{AG_1^j{}^3} + \frac{d_2}{AG_2^j{}^3} \right] \cdot UG^j{}^{1,75} + \rho_0 \left[ \delta_{0c} + \frac{d_1}{AG_1^j} + \frac{d_2}{AG_2^j} \right] \cdot \left( \frac{dUG}{dt} \right)^j$$

Nous faisons pour le calcul de la dérivée, l'approximation suivante :

$$* \left( \frac{dUG}{dt} \right)^j = \frac{UG^j - UG^{j-1}}{T}$$

Nous avons alors :

$$* UG^j = UG^{j-1} + \frac{T}{\rho_0 \left[ \rho_0 c + \frac{d_1}{AG_1^j} + \frac{d_2}{AG_2^j} \right]} \cdot \left[ \rho_0 \cdot \left[ \frac{0,185}{AG_1^{j2}} + \frac{0,5}{AG_2^{j2}} + \frac{1}{A_1^2} + \frac{1}{A_1 AG_2^j} \right] \cdot UG^{j2} + 2 \left[ \frac{d_2}{AG_2^{j3}} + \frac{d_1}{AG_2^{j2}} \right] \cdot UG^j \right]$$

On constate qu'il existe toujours des termes en UG dans le second membre. Ces termes sont alors approchés par prédiction linéaire :

$$* UG_j = 2UG^{j-1} - UG^{j-2}$$

Nous reportons ceci dans l'expression de  $UG^j$  ci-dessus et nous obtenons ainsi les valeurs du débit à l'instant j. Cette valeur de  $UG^j$  est ensuite utilisée dans l'expression de FA1, ce qui donne l'expression définitive de FA1<sup>j</sup>.

## II : CALCUL DE FA2 A L'INSTANT j : FA2

Considérons les équations (21) à (25). Elles donnent :

$$* P_2^j = P_2 + 2 \cdot d_2 \cdot \frac{UG^{j2,75}}{AG_2^{j3}} + \rho_0 \cdot \frac{d_2}{AG_2^j} \cdot \left( \frac{dUG}{dt} \right)^j$$

et

$$* P_2 = P_a + \rho_0 \left[ \frac{1}{A_1^2} - \frac{1}{A_1 \cdot AG_2^j} \right] \cdot UG^{j2}$$

Donc, comme pour  $PM_1^j$ ,  $PM_2^j$  vaut :

$$* Pm_2^j = P_a + \rho_0 \left[ \frac{1}{A_1^2} - \frac{1}{A_1 \cdot AG_2^j} \right] \cdot UG^{j2} + 2 \cdot \frac{d_2 \cdot UG^{j2,75}}{2 \cdot AG_2^{j3}} + \rho_0 \cdot \frac{d_2}{2 \cdot AG_2^j} \cdot \left( \frac{dU}{dt} \right)^j$$

La suite des calculs est analogue à celle des calculs pour FA1<sup>j</sup>.

## ANNEXE 3

FORMULE DE GREGORY. CALCUL DES FORCES DE CONTACTI : LA FORMULE DE GREGORY

Soit une fonction  $f$  connue empiriquement sous forme échantillonnée  $f_i$ . La formule d'Euler donnant l'intégrale de cette fonction sur un intervalle  $(a, b)$  est donnée par la formule :

$$* \int_a^b f(x) \cdot dx = h \left[ \frac{1}{2} f_0 + f_1 + \dots + \frac{1}{2} f_n \right] - \frac{B_1}{2!} h^2 [f'(b) - f'(a)]$$

$$+ \frac{B_2}{4!} h^4 [f''(b) - f''(a)] + \dots + [-1]^{n-2} \frac{B_{n-2}}{(2n-2)!} h^{2n-2} [f^{(2n-2)}(b) - f^{(2n-2)}(a)] + R_1$$

où  $R = (-1)^n \cdot \frac{B_n}{(2n)!} h^{2n+2} [f^{(2n)}(x_2) + \dots + f^{(2n)}(x_1)]$

et où  $B_k$  est le membre de Bernouilli.

Remplaçons les dérivées par les expressions suivantes :

$$* f'(x_R) = \frac{1}{h} \left[ \Delta f_R - \frac{1}{2} \Delta^2 f_R + \frac{1}{3} \Delta^3 f_R - \frac{1}{4} \Delta^4 f_R + \dots \right]$$

$$* f''(x_R) = \frac{1}{h^2} \left[ \Delta^2 f_R - \Delta^3 f_R + \frac{7}{12} \Delta^4 f_R - \frac{5}{6} \Delta^5 f_R + \dots \right]$$

---


$$* f^{(n)}(x_R) = \frac{1}{h^n} \left[ \Delta^n f_R - \frac{1}{2} \Delta^{n+1} f_R + \frac{1}{3} \Delta^{n+2} f_R - \frac{1}{4} \Delta^{n+3} f_R + \frac{1}{5} \Delta^{n+4} f_R + \dots \right]^n$$

Ceci conduit à la formule de Gregory, qui donne l'expression de l'intégrale :

$$* \int_a^b f(x) dx = h \left[ \frac{1}{2} f_0 + f_1 + \dots + \frac{1}{2} f_n \right] - \frac{h}{12} [\Delta^3 f_{n-2} - \Delta^3 f_0]$$

$$- \frac{h}{24} [\Delta^2 f_{n-2} + \Delta^2 f_0] - \frac{19h}{720} [\Delta^3 f_{n-3} - \Delta^3 f_0] + \dots$$

$$\text{où } \Delta f_R = f_{R+1} - f_R \quad \text{et} \quad \Delta^n f_R = \Delta^{n-1} f_{R+1} - \Delta^{n-1} f_R \quad \text{si } n \geq 2$$

## I I : LE CALCUL DES FORCES DE CONTACT

Considérons notre modèle pendant la fermeture de la glotte. Les poutres opposées sont à ce moment-là en contact. Soit  $x_0$ , l'abscisse du premier point de contact sur la poutre, à partir de l'origine de l'axe  $Ox$  (il y a contact si la flèche de ce point est négative et plus grande en valeur absolue que  $D_0$ ). La déformée de la poutre étant, dans le cas présent, tout à fait symétrique par rapport au milieu de la poutre, le dernier point de contact sera le point symétrique du point d'abscisse  $x_0$ , par rapport au milieu de la poutre, c'est-à-dire le point d'abscisse  $(2.L-x_0)$ . Nous supposons alors, ce qui est vrai dans la majorité des cas, que s'il y a contact, tous les points d'abscisse comprise entre  $x_0$  et  $(2.L-x_0)$  sont aussi en contact.

La force de contact élémentaire qui s'applique sur un élément de longueur  $dx$  de la poutre 1 est donnée, selon les cas, par les relations suivantes :

\* s'il y a contact en  $dx$  :

$$* dF_c = - \left[ R_1 [U(x,t) + D_0] [1 + \eta [U(x,t) + D_0]^2] + D \cdot \frac{\partial}{\partial t} (U(x,t) + D_0) \right] \cdot dx \cdot dx$$

\* s'il n'y pas contact en  $dx$  :

$$* dF_c = 0$$

La force de contact totale s'exerçant sur toute la poutre 1, à l'instant  $j$ , est donc :

$$* F_{c1}^j = \int_{x_0}^{2L-x_0} dF_c$$

donc

$$* F_{c1}^j = - R_1 \left[ \text{INT}_1 + \eta_1 \text{INT}_2 + \frac{D}{R_1} \text{INT}_3 \right]$$

où

$$* \text{INT}_1 = \int_{x_0}^{2L-x_0} (U(x,jt) + D_0) dx$$

$$* \text{INT}_2 = \int_{x_0}^{2L-x_0} (U(x,jt) + D_0)^2 dx$$

$$* \text{INT}_3 = \int_{x_0}^{2L-x_0} \frac{\partial U}{\partial t} (x,jt) dx$$

La fonction  $U(x, j)$  va être définie par ses échantillons  $U_i$ . Les valeurs de ces échantillons sont obtenues par prédiction linéaire à partir des valeurs des flèches et des dérivées premières à l'instant précédent  $j-1$ , qui sont connues. La dérivée première à l'instant  $j$  des flèches est approchée par la valeur de la dérivée première à l'instant  $j-1$ . On a ainsi sous forme échantillonnée les trois fonctions à intégrer. Nous appliquons alors la méthode de Gregory décrite en (I) et nous obtenons ainsi les intégrales INT1, INT2, INT3. FC1 est ainsi déterminée.

Le calcul de FC2 est parfaitement analogue.



\*\*\*\*\*

\* BIBLIOGRAPHIE \*

\*\*\*\*\*

**AL ANSARI A. (1981)**

Etude du fonctionnement et simulation en temps réel d'un modèle de la source vocale. Etude des interactions source-cavité subglottique et source-conduit vocal.

Thèse de Docteur-Ingénieur. I.N.P. Grenoble.

**ARNOLD G.E. (1961)**

Physiology and Pathology of the Cricothyroïde Muscle.

Laryngoscope 71, 687-753.

**ATKINSON J.E. (1973)**

Physiological Factors Controlling Fo : Results of a Correlation Analysis.

J.A.S.A. 54, 319 (A).

**ATKINSON J.E. (1978)**

Correlation Analysis of the Physiological Factors Controlling Fundamental Voice Frequency.

J.A.S.A 632, 211-222

**AULOGE J.Y. (1979)**

Modélisation continue de la source vocale.

Séminaire larynx et parole, 89-101. Institut de Phonétique. Grenoble 8-9 Fév. 1979.



**AULOGE J.Y., DESCOUT R. & GUERIN B (1980)**

Continuous Model of the Vocal Source.

I.C.A.S.S.P., Denver, 61-64.

**AULOGE J.Y., GUERIN B. & DESCOUT R. (1981)**

Modélisation élastique des cordes vocales. Aspects modaux.

12èmes Journées d'étude sur la parole. Montréal, 25-27 Mai 1981.

**BAER T. (1975)**

Investigation of Phonation using excised Larynxes.

Thèse du M.I.T. , Cambridge.

**BOE L.J (1977)**

Anatomie et physiologie de la phonation.

Travaux de l'institut de phonétique de GRENOBLE.

**BOVES L. & CRANEN B. (1982)**

Evaluation of Glottal Inverse Infiltering by Means of Physiological Registrations.

I.C.A.S.S.P. Paris, 1988-1991

**BROAD D.J. (1973)**

Phonation in Normal Aspect of Speech, Hearing and language, 127-169.

Edited by MINIFIE et al. Prentice Hall. New Jersey

**BROAD D.J. (1979)**

The News Theories of Vocal Fold Vibration.

Speech and Language : Advances in Basic Research and Practice, 2, 203-256.

**BURTIN J.C. (1979)**

Modélisation de la source vocale.

Travail de Fin d'Etudes, Ecole Centrale de Lyon (Ecully)

**CHILDERS D.G. (1977)**

Laryngeal Pathology Detection.

CRC Critical Reviews in Bioengineering. 2, Issue 4, 375-426.

**COLEMAN R.F. & WENDAHL R.W. (1968)**

On the Validity of the Laryngeal Photosensor Monitoring.

J.A.S.A. 44, 1733-1735

**COLLIER R. (1975)**

Physiological Correlates of Information Patterns.

J.A.S.A. 58, 249-255

**COLTON R.H. & ESTILL J. (1976)**

Observations of Glottal Waveforms in Selected Phonatory Tasks.

J.A.S.A. 59, S75 (A).

**DEGRYSE D. (1981)**

Temporal Similation of Wave Propagation in the Lossy Voval Tract.

The fourth F.A.S.E Symposium, Venise, 193-196.

**DELOS M, GUERIN B., MRAYATI M. & CARRE R. (1976)**

Study of Intrinsic Pitch of Vowels.

J.A.S.A. 59, S72 (A)

**DELOS M. (1978)**

Simulation de la source vocale. Etude des interactions acoustiques source-conduit vocal. Détection de la fréquence fondamentale.

Thèse 3ème cycle. I.N.P.Grenoble.

**ECHELARD R. (1981)**

Etude d'un modèle de source vocale (aspects mécaniques et aérodynamiques).

Travail de Fin d'Etudes, Ecole Centrale de Lyon (Ecully).

**EWAN W.G. (1979)**

Can Intrinsic Vowel Fo be Explained by Source/Tract Coupling?  
J.A.S.A 66, 358-362

**FANT G. (1960)**

Acoustic Theory of Speech Production. 265-272.  
Mouton La HAGUE

**FANT G. & SCULLY C. (1975)**

The Larynx and Language.  
Proceedings of a Discussion Seminar at the 8th International Congress. Leeds,  
August 17-23. In *Phonetica* 34, 249-318.

**FINK B.R. (1962)**

Tensor Mechanism of The Vocals Folds.  
*Annals of Otology, Rhinology and Laryngology*, 71, 591-599.

**FLANAGAN J.L. & LANDGRAF L.L. (1968)**

Self Oscillating Source For Vocal Tract Synthesizers.  
*I.E.E.E. AU.* 16, N°1, 57-64.

**FLANAGAN J.L., ISHIZAKA K. & SHIPLEY K.L. (1975)**

Synthesis of Speech From a Dynamic Model of the Vocal Cords and Vocal Tract.  
*The Bell Technical Journal* 54, N°3, 485-505.

**FLETCHER W.W. (1962)**

In *Levin Voice and Speech Disorders; Medical Aspects*.  
Ed. by Thomas, Springfield.

**FOURCIN A.J. (1974)**

Laryngographic Examination of Vocal Cord Vibration, 315-333.  
In *Proc. Ventilatory and Phonatory Control Systems. Int. Symposium*, Oxford Univ.  
Press.

**FOURCIN A.J. & ABBERTON E. (1977)**

Laryngograph Studies of Vocal Vibration.  
Phonetica 34, 313-315.

**GUERIN B. & BOE L.J. (1977)**

A Two Mass Model of the Vocal Cords : Determination of Control Parameters and Their Respective Consequence.  
I.C.A.S.S.P, Hartford, 582-586.

**GUERIN B. (1978)**

Contribution aux recherches sur la production de la parole. Etude du fonctionnement de la source vocale. Simulation d'un modèle.  
Thèse d'état. I.N.P. Grenoble & U.S.M. Grenoble.

**GUERIN B. & BOE L.J. (1980)**

Etude de l'influence du couplage acoustique source-conduit vocal sur Fo des voyelles orales.  
Phonetica 37, 169-192.

**HARDCASTLE W.J. (1976)**

Physiology of Speech Production : An Introduction for Speech Scientists.  
Academic Press London.

**HARDEN R.J. (1975)**

Comparison of Glottal Area Changes as Measured from Ultrahigh Speed Photographs and Photoelectrics Glottographs.  
J.S.H.R. 18, 728-738.

**HIRANO M., OHALA J. & VENNARD W. (1969)**

The Functions of Laryngeal Muscles in Regulating Fundamental Frequency and Intensity of Phonation.  
J.S.H.R. 12, 616-628.

**HIRANO M. & KOIKE Y. (1973)**

Glottal Area Time Function and Subglottal Pressure Variation.  
J.A.S.A. 54, 1618-1627.

**HIRANO M. (1975)**

Phonosurgery, basic and clinical investigations.  
Otologia (Fukuoka) 21, 239-440.

**HIRANO M. (1977)**

Structure and Vibratory Behavior of the Vocals Folds.  
In M. Sawashima & F. S. Cooper (Eds). Dynamics Aspects of Speech Production.  
Tokyo : University of Tokyo.13-30.

**HIROSE H., KIRITANI S. & SHIBATA S. (1968)**

An Electromyographic Studies of Articulatory Movements.  
Ann. Bull. N° 2, Res. INST. Logopedics and Phoniatics, 21-27.

**HIXON T.J., KLATT D.H. & MEAD J.S. (1971)**

Influence of Forced Transglottal Pressure Changes on Vocal Fundamental  
Frequency.  
J.A.S.A. 49, 105 (A).

**HOLLIEN H. (1960)**

Vocal Pitch Variation Related to Changes in Vocal Fold Length.  
J.S.H.R. 3, 150-156.

**HOLLIEN H. & MOORE G.P. (1960)**

Measurements of the Vocal Folds during Changes in Pitch.  
J.S.H.R. 3, 157-165.

**ISHIZAKA K. & FLANAGAN J.L. (1972)**

Synthesis of Voiced Sounds from A Two Mass Model of the Vocal Cords.  
The Bell System Technical Journal 51, N°6, 1233-1268.

**ISHIZAKA K. & FLANAGAN J.L. (1977)**

Acoustics Properties of Longitudinal Displacement in Vocal Cord Vibration.  
The Bell System Technical Journal 56, N°6, 889-918.

**ISHIZAKA K. & MATSUDAIRA M. (1972)**

Fluid Mechanical Consideration of Vocal Cord Vibrations.  
Speech Com. Res. Lab., Santa Barbara, Monograph. 8.

**LIEBERMAN P. (1968)**

Direct Comparison of Subglottal and Esophageal Pressure during Speech.  
J.A.S.A. 43, 1157-1164

**LIEBERMAN P., KNUDSON R. & MEAD J. (1969)**

Determination of Rate of Change of Fundamental Frequency with Respect to  
Subglottal Air Pressure during Sustained Phonation.  
J.A.S.A. 45, 1537-1543.

**LINDQVIST J. (1970)**

The Voice Studied by Mean of Inverse Infiltering.  
S.T.L. Q.P.S.R. 1/1970, 3-9.

**LISKER L., ABRAMSON A.S., FRANKLIN S.C. & MALCOLM H.S. (1969)**

Transillumination of the Larynx in Running Speech.  
J.A.S.A. 45, 1544-1546.

**MONSEN R.B. & ENGBRETSON A.M. (1977)**

Study of Variations in the Male and Female Glottal Wave.  
J.A.S.A. 62, 981-983

**MONSEN R B., ENGBRETSON A.M. & VEMULA N.R. (1978)**

Indirect Assessment of the Contribution of Subglottal Air Pressure and Vocal-  
fold Tension to Changes of Fundamental Frequency in English.  
J.A.S.A. 64, 65-80.

**MRAYATI M. (1976)**

Contribution aux études sur la production de la parole.  
Thèse d'Etat, I.N.P. Grenoble & U.S.M. Grenoble.

**MRAYATI M., GUERIN B. & BOE L.J. (1976)**

Etude de l'impédance d'entrée du conduit vocal. Couplage source-conduit vocal.  
Acustica, 35, 330-340.

**OHALA J. (1973)**

Explanations of the Intrinsic Pitch of Vowels, 9-24  
in M.I.N Phonology Laboratory, Univ. of California, Berkeley.

**OHMAN S. & LINDQVIST J. (1965)**

Analysis - by Synthesis of Prosodic Pitch Contours.  
S.T.L. R.I.T. Q.P.S.R. 4, 1-6.

**PERRIER P., GUERIN B. & AULOGE J.Y. (1982)**

Simulation d'un modèle continu de la source vocale.  
3rd Congress of the Federation of Acoustical Society of Europe  
(F.A.S.E.).Göttingen Sept. 1982.

**RANKE O.F & LULLIES H. (1953)**

Gehör, Stimme und Sprache : Lehrbuch der Physiologie.  
Springer Berlin

**ROTHENBERG M. (1973)**

A New Inverse Filtering Technic for Deriving the Glottal Air Flow Waveform  
during Voicing.  
J.A.S.A. 53, 1632-1645.

**ROTHENBERG M. (1980)**

Acoustic Interaction between the Glottal Wave Source and the Vocal Tract.  
Vocal Fold Physiology Conf., Kurume (Japan)

**SAWASHIMA M. & HIROSE H. (1968)**

New Laryngoscopic Technic by Use of Fibers Optics.  
J.A.S.A. 43, 168-169.

**SAWASHIMA M. (1974)**

Laryngeal Researchs in Experimental Phonetics.  
In Current Trends in Linguistics 12, 2303-2348. Ed. by SEBEOK T. A.. Mouton La  
Hague. Paris.

**SONDHI M.M. (1974)**

Measurement of the Glottal Waveform.  
J.A.S.A. 57, 228-232

**STEVENS A.N. (1977)**

Physics of Laryngeal Behavior and Larynx Modes.  
Phonetica 34, 264-279.

**SUNDBERG J. & GAUFFIN J. (1978)**

Waveform and Spectrum of the Glottal Voice Source.  
STL; Q.P.S.R. 2/3, 35-50

**TAGASUKI T. (1971)**

"Analysis by Synthesis" Method Utilizing Spectral Features of Voice Source and  
Measurement of Glottal Waveform Parameters.  
Journal of the Radio Research Laboratories, 18, N° 97, 209-220, Tokyo.

**TITZE I.R. (1973)**

The Humans Vocal Cords : A Mathematical Model. Part I.  
Phonetica 28, 129-170

**TITZE I.R. (1974)**

The Humans Vocal Cords : A Mathematical Model. Part II.  
Phonetica 29, 1-21



**TITZE I.R. & STRONG W. J. (1975)**

Normal Modes in Vocal Cord Tissues.

J.A.S.A. 57, 736-744

**TITZE I.R. (1976)**

On the Mechanics of Vocal-fold Vibration.

J.A.S.A. 60, 1366-1380

**TITZE I.R. & TALKIN D.T. (1979)**

A theoretical Study of the Effects of Various Laryngeal Configurations on the Acoustics of Phonation.

J.A.S.A. 66, 60-74.

**TITZE I.R. (1980)**

Comments on the Myoelastic Theory of Phonation.

J.S.H.R. 23, 495-510.

**VAN DEN BERG Jw. (1954)**

Sur les théories myoélastique et neurochronaxique de la phonation.

Rev. de Laryng. Bordeaux 74, 494-512.

**VAN DEN BERG Jw. (1956)**

Direct and Indirect Determination of the Mean Subglottic Pressure.

Folia Phoniatr. 8 : 1

**VAN DEN BERG Jw., ZANTEMA J.T. & DOORNENBAL P. (1957)**

On the Air Resistance and the Bernoulli Effect of the Human Larynx.

J.A.S.A. 29, 626-631.

**VAN DEN BERG Jw. (1958)**

Myoelastic-aerodynamic theory of voice production.

J.S.H.R. 1, (3), 227-243

**VAN DEN BERG Jw. (1960)**

Vocal Ligaments versus Registers.

Curr. Probl. Phoniatic. Logoped., 1, 19-34

**VAN DEN BERG Jw. (1970)**

Mechanism of the larynx and the laryngeal Vibrations.

In Manual of Phonetics edited by B. MALMBERG, 278-308, 2nd Edition. North Holland Publishing Co, Amsterdam-London.

**ZEMLIN W.R. (1959)**

A Comparison of a High Speed Cinematographic and a Transillumination Photoconductive Technique in the Study of the Glottis During Voice Production.

S.M. Thesis. Univ. of Minnesota

**ZEMLIN W.R. (1968)**

Speech and Hearing Science; Anatomy and Physiology.

Prentice Hall, New Jersey.

A U T O R I S A T I O N D E S O U T E N A N C E

=====

VU les dispositions de l'article 3 de l'arrêté du 16 avril 1974,

VU les rapports de présentation de Messieurs

B. GUERIN, Professeur

R. DESCOUT, Ingénieur

Monsieur Pascal PERRIER

est autorisé à présenter une thèse en soutenance pour l'obtention du diplôme de  
DOCTEUR-INGENIEUR, spécialité "Electronique".

Fait à Grenoble, le 25 novembre 1982

Le Président de l'I.N.P.-G.

D. BLOCH  
Président  
de l'Institut National Polytechnique  
de Grenoble

P.O. le Vice-Président,



PASCAL PERRIER

DOCTORAT D'INGENIEUR

8 décembre 1982

I.N.P.G. - E.N.S. ELECTRONIQUE ET RADIOÉLECTRICITÉ DE GRENOBLE

RESUME

Nous proposons de modéliser chaque corde vocale, de façon continue, par deux poutres bi-articulées de caractéristiques physiques différentes. Nous avons procédé à la mise en équations du mouvement de ce modèle sous l'effet des forces de pression, selon les lois de la résistance des matériaux. Afin de résoudre numériquement les équations différentielles ainsi obtenues, nous avons effectué une double discrétisation, spatiale et temporelle. Les paramètres de commande ont été fixés à des valeurs permettant l'obtention de résultats en accord avec la parole naturelle et nous en avons dégagé trois principaux qui permettent de commander le modèle relativement simplement et qui sont directement reliables avec des paramètres de contrôle physiques. Le couplage avec les cavités supra-glottiques a été envisagé.

MOTS-CLES

SOURCE VOCALE - SYNTHESE - MODELISATION - CORDES VOCALES -  
COUPLAGE SOURCE CONDUIT VOCAL - COMMANDE DU MODELE