9èmes JOURNEES D'ETUDE SUR LA PAROLE

LANNION 31 mai - 2 juin 1978

# UNE EXPLICATION SIMPLIFIEE, EN TERMES PHYSIQUES, DES CONSEQUENCES ACOUSTIQUES DES MOUVEMENTS DE LA LANGUE ET DES LEVRES DANS LA PRODUCTION DES VOYELLES

Nina Thorsen Institut de Phonétique, Université de Copenhague

## . RESUME

Cet article est un extrait d'un exposé plus exhaustif qui essaie de fournir aux "non-ingenieurs" des notions fondamentales sur les relations entre articulation et acoustique des voyelles et des consonnes.

On peut expliquer, à l'aide de la seconde loi de NEWTON (force égale le produit de masse par accélération) et la loi de BOYLE-MARIOTTE (à température constante, le produit de pression par volume pour une certaine quantité d'air est constant) que "When a part of a pipe is constricted its resonance frequency becomes low or high according as the constricted part is near the maximum point of the volume current ... or of the excess pressure ..." [Quand une partie d'un tuyau est rétrécie la résonance est basse ou haute selon que le rétrécissement se trouve près du point de vélocité maximum ou près du point de pression maximum.] (CHIBA, T. & KAJIYAMA, M., 1958:151).

Ceci se démontre en prenant en considération les forces relatives qui opèrent sur une mince couche d'air qui oscille à l'ouverture d'un résonateur de type 'fermé-ouvert' ("quarter-wavelength" ["quart d'onde"]) à sa première résonance. Une diminution du volume du tuyau près de l'extrémité fermée entraîne un accroissement des forces qui entretiennent l'oscillation de l'air et, par conséquent, augmente sa fréquence, et vice versa. Au contraire, en diminuant l'ouverture du résonateur on fait décroître les forces qui entretiennent les oscillations et, par conséquent, la fréquence diminue, et vice versa.

# A SIMPLIFIED EXPLANATION, IN PHYSICAL TERMS, OF THE ACOUSTICAL CONSEQUENCES OF TONGUE AND LIP MOVEMENT IN VOWEL PRODUCTION

Nina Thorsen — Institute of Phonetics, University of Copenhagen
96, Njalsgade, DK 2300 Copenhagen, Denmark

**SUMMARY** [A full English translation can be obtained from the author.]

This paper attempts to explain, in a simple fashion, the often-cited fact that "When a part of a pipe is constricted its resonance frequency becomes low or high according as the constricted part is near the maximum point of the volume current ... or of the excess pressure ..." (CHIBA, T., & KAJIYAMA, M., 1958:151).

A number of simplifications are introduced: the vocal tract is regarded as a perfect quarter-wavelength resonator (fig.1); there is no loss of acoustic energy and no radiation from the lips. At the first resonance the oscillations of the column of air in the pipe can be compared with those of a mass and spring (fig.3). In the case of the vibrating air column, the equivalent of the mass is a thin slice of air, S, at the open end of the pipe, and the equivalent of the spring is the volume of air behind the opening (fig.4 - the vibratory patterns depicted in the figures are grossly simplified and exaggerated).

There is a close tie between the forces that act on S, S's mass and S's motion, which is given by NEWTON's second law [1.1]. In the case of the uniform pipe, this law can be paraphrased to say that S's acceleration, which is indicative of S's mean velocity, is proportional to the size of the pressure variation in the pipe, which arises from S's motion [1.2-5]. Assuming that the changes in volume, due to S's motion, are small compared to the total volume, BOYLE-MARIOTTE's law [2.1] tells us then that the pressure variations in the pipe are proportional to the volume changes [2.2-7], i.e. to the elongation of S (fig.5). From this follows that for a given volume of air, S's elongation is proportional to the pressure changes it induces on the volume, i.e. to the forces that keep it in motion, i.e. to its mean velocity [3.1-3], and thus its frequency is unaffected by changes in its elongation. Diminishing the volume behind S (fig.6) will increase the magnitude of the pressure variations induced in the pipe for any given elongation of S and thus increase the forces that keep S in motion, i.e. increase its mean velocity and thereby raise its frequency of oscillation.

The smaller the opening, the smaller the mass of the vibrating slice of air (fig.9; [4.1-2]) and, for any given pressure increment, the smaller the forces that act on S, since force is the product of pressure and the area of the surface on which the pressure applies [5.1-2]. Combining this fact with NEWTON's second law we see that for a given change of pressure the acceleration (mean velocity) of $S_1$ and $S_2$ (fig.9) is the same [6.1-3]. But their elongations are not! In order to induce in $R_2$ the same pressure increment as in $R_1$, $S_2$ must have twice the elongation of $S_1$, and thus its frequency is half that of $S_1$.

By considering the pipe as composed of three, five etc. shorter quarter-wavelength pipes, put together front-to front and back-to-back (figs.8, 11), one can reason about the second, third, etc., resonances in a similar way.

However, pressure and velocity variations are not concentrated at the closed and open ends of the pipe, but are distributed sinusoidally along the length of the pipe (figs.2, 8, 11), and a change in volume or an occlusion will therefore affect a given resonance more effectively, the closer it is to a pressure or a velocity maximum for that resonance. Further: due to the limitations imposed by the articulatory organs a constriction along the vocal tract will act as a volume change and an occlusion at the same time, which fact leads us to the general formulation, cited in the first paragraph.

UNE EXPLICATION SIMPLIFIEE, EN TERMES PHYSIQUES, DES CONSEQUENCES ACOUSTIQUES DES MOUVEMENTS DE LA LANGUE ET DES LEVRES DANS LA PRODUCTION DES VOYELLES

Nina Thorsen          Institut de Phonétique, Université de Copenhague

---

## INTRODUCTION

Cet exposé ne prétend pas être scientifique et original au sens habituel de ces mots. On essaye simplement d'expliquer aux phonéticiens sans formation spécifique en physique et en mathématique, plus simplement que ne le font la plupart des articles et des livres sur ce sujet, le fait, si souvent cité, que "When a part of a pipe is constricted its resonance frequency becomes low or high according as the constricted part is near the maximum point of the volume current ... or of the excess pressure ..." [Quand une partie d'un tuyau est rétrécie la résonance est basse ou haute selon que le rétrécissement se trouve près du point de vélocité maximum ou près du point de pression maximum.] (CHIBA, T. & KAJIYAMA, M., 1958:151).

## SIMPLIFICATIONS PRELIMINAIRES

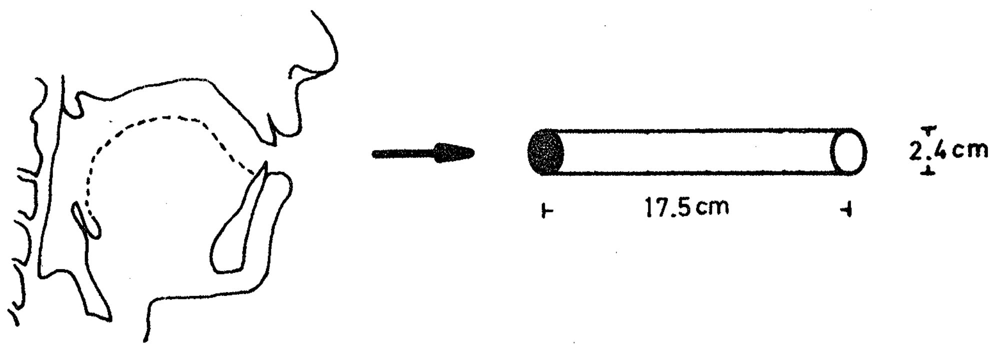


Figure 1

Le conduit vocal réel et un modèle simplifié du conduit vocal.

The vocal tract and a simplified model of the vocal tract.

Supposons que le conduit vocal soit un tuyau cylindrique, de longueur de 17,5cm et de diamètre de 2,4cm, fermé à une extrémité, ouvert à l'autre (fig.1). Admettons en outre que les parois du tuyau sont parfaitement rigides (c.-à-d. qu'elles n'absorbent pas d'énergie acoustique) et qu'il n'y a aucun rayonnement d'énergie de l'ouverture du tuyau vers l'extérieur (c.-à-d. qu'il n'y a pas de diffraction du son depuis les lèvres. C'est une absurdité monstrueuse, bien sûr, et en pratique cela voudrait dire que nous nous n'entendons pas parler, mais c'est une simplification opératoire et qui n'est pas, d'ailleurs, un obstacle sérieux pour les considérations qualitatives qui suivent). Ainsi, c'est un résonateur uniforme parfait, de type 'quarter-wavelength' ('quart d'onde'), les résonances duquel sont environ 500, 1500, 2500, .. Hz.

## LE MODE D'OSCILLATION DANS LE TUYAU 'QUART D'ONDE' A SA PREMIERE RESONANCE

Comme point de départ prenons le tuyau uniforme (fig.1) (c.-à-d. la voyelle neutre). Observons la colonne d'air dans ce tuyau, mise en oscillation à sa première résonance, et supposons que cette oscillation continue sans décroissement d'amplitude tout le temps de l'observation. (En pratique c'est impossible sans apport constant d'énergie, ce qui n'a aucune importance pour cette "démonstration".)

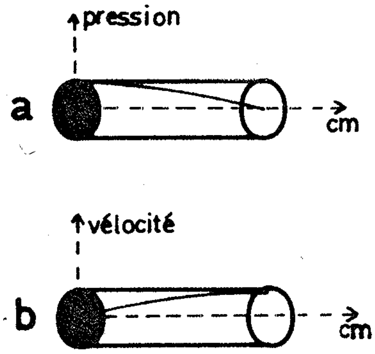


Figure 2

La distribution de pression (a) et de vélocité (b) dans un tuyau uniforme 'quart d'onde' à sa première résonance.

The distribution of pressure (a) and velocity (b) in a uniform quarter-wavelength pipe at its first resonance.

Nous savons qu'à l'ouverture du tuyau (les lèvres) la variation de vélocité[1] est maximum, c.-à-d. que les particules d'air oscillent de part et d'autre de l'ouverture avec une élongation maximum. A l'extrémité fermée (la glotte) la variation de pression[2] est à son maximum. Nous savons de plus qu'il y a des variations de pression et de vélocité, respectivement, dans toute l'étendue du tuyau (fig.2) mais que la pression décroît de l'extrémité fermée à l'ouverture, où elle est nulle, et que la vélocité décroît de l'ouverture à l'extrémité fermée, où elle est nulle. (Ces faits aussi peuvent être expliqués, mais non pas sans dépasser les limites de cet article.)

Cependant, tant que l'on ne regarde que la première résonance, on peut admettre, pour la colonne d'air, que tout mouvement, c.-à-d. vélocité, se trouve concentré à l'ouverture et que toute variation de pression se trouve concentrée à l'extrémité fermée du tuyau. (Ainsi c'est un système à constantes concentrées, avec un degré de liberté, c.-à-d. qu'il ne peut osciller qu'à une seule fréquence.) Dans ce cas on peut comparer le système acoustique à un système méchanique, composé d'un poids, fixé à un mur rigide par un ressort, et qui glisse sur une surface parfaitement lisse, c.-à-d. qu'il n'y a pas de frottement entre le poids et la surface quand le poids oscille (fig.3).

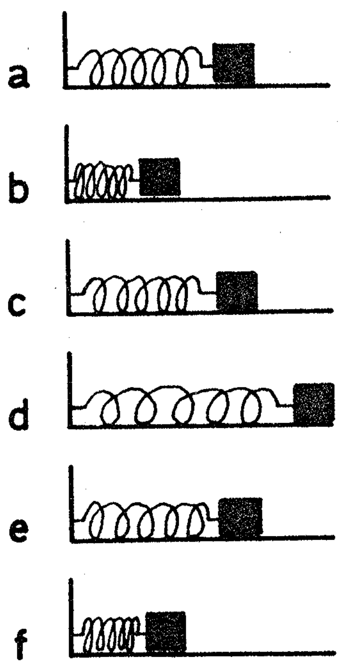


Figure 3

Le mode d'oscillation d'un poids, fixé à un mur rigide par un ressort, et qui glisse sur une surface lisse.

Vibratory pattern of a spring and mass, attached to a hard wall, sliding on a smooth surface.

Tout mouvement présuppose une force: si l'on déplace le poids à gauche (3b) la compression du ressort exerce une force à droite, et quand nous lâchons le poids cette force le met en mouvement à droite, vers la position d'équilibre. Le poids dépasse la position d'équilibre (3c), parce que tout corps qui a une masse a aussi de l'inertie, ce qui veut dire que le mouvement d'un corps continue après que la force qui l'a initié ait cessé d'opérer. Ainsi le ressort devient de plus en plus long et il exerce une force croissante à gauche. A un certain moment le mouvement à droite s'arrête (3d), et un mouvement à gauche commence, vers la position d'équilibre. A cause de son inertie, le poids va dépasser la position d'équilibre encore une fois (3e), le ressort est comprimé de nouveau, et il exerce une force croissante à droite, jusqu'au moment où le mouvement du poids est arrêté (3f) et un mouvement à droite commence, et ainsi de suite. S'il n'y a aucune perte d'énergie, le poids va osciller éternellement avec une élongation constante. Sa fréquence est déterminée par l'élasticité du ressort et la masse du poids. Plus l'élasticité du ressort est grande et plus la masse du

---

1) 'variation de vélocité' est parfois abrégé en 'vélocité' par la suite.

2) 'variation de pression' est parfois abrégé en 'pression' par la suite.

poids est petite, plus la fréquence sera élevée, et vice versa. L'élongation du poids ne dépend que du déplacement initiale.

De la même façon on peut observer le comportement d'une mince couche d'air, S, à l'extrémité ouverte du tuyau (fig.4) (les mouvements et l'épaisseur de ces couches d'air sont énormément exagérés dans les figures). Ce qui entretient les mouvements de cette couche d'air, c'est l'action conjugée (1) des variations de pression qui naissent dans le tuyau à cause des mouvements de S, et (2) de l'inertie de S. Si S commence son mouvement à droite (4a) c'est que la pression dans le tuyau est plus grande qu'à l'extérieur du tuyau (la pression atmosphérique), et si S dépasse la position d'équilibre (4b), c'est que S a une certaine masse (même si elle est très petite), et par conséquent de l'inertie. Ainsi la pression dans le tuyau décroît, c.-à-d. que la pression atmosphérique à l'extérieur du tuyau exerce une force croissante (par rapport à la pression dans le tuyau) à gauche, qui finalement arrête S et la met en mouvement à gauche (4c). Cette oscillation continue éternellement avec amplitude constante, s'il n'y a aucune perte d'énergie nulle part.

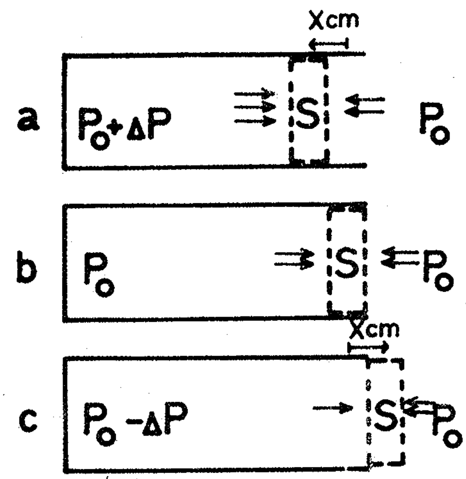


Figure 4

Le mode d'oscillation d'une mince couche d'air à l'extrémité ouverte du tuyau uniforme 'quart d'onde'.

Vibratory pattern of a thin slice of air at the open end of the uniform quarter-wavelength pipe.

Il y a une relation très étroite entre les forces qui opèrent sur S, la masse de S et le mouvement de S, qu'on peut exprimer dans une équation (la seconde loi de NEWTON):

[1.1] $F = m \cdot G$ (force égale le produit de masse par accélération)

a) la force, dans notre cas, est le produit de la pression par la surface sur laquelle opère la pression

[1.2] $F = P \cdot A$

Cette surface est constante (fig.4). Ce qui varie, c'est la pression dans le tuyau.

b) S est simultanément influencée par deux forces antagonistes, une qui est due à la pression dans le tuyau et une qui est due à la pression atmosphérique. La force résultante est due à la différence entre ces deux pressions.

c) la masse de S est constante.

Ainsi on peut paraphraser la seconde loi de NEWTON:

[1.3] $P \cdot A = m \cdot G$ d'où

[1.4] $((P_0+\Delta P) - P_0) \cdot A = m \cdot G$ donc

[1.5] $\Delta P = k \cdot G$

où $P_0$ est la pression atmosphérique, $\Delta P$ est l'accroissement (ou décroissement) de pression dans le tuyau, k est une constante qui est égale à la masse de S divisée par sa surface, et G est l'accélération de S, qu'on peut considerer comme une expression de la vitesse moyenne de S. C.-à-d. que la vitesse de S varie en fonction de la différence entre la pression à l'intérieur du tuyau et à l'extérieur du tuyau. Cette différence est positive et negative, tour à tour, et ainsi S bouge d'un côté à l'autre à travers l'ouverture du tuyau.

TUYAUX NON-UNIFORMES A OUVERTURE CONSTANTE

On peut montrer que

a) l'élongation de S ne dépend que de la grandeur de la force initiale.

b) l'élongation et la fréquence de S sont indépendantes l'une de l'autre.

c) la fréquence de S dépend seulement de la grandeur relative des variations de pression qui naissent dans le tuyau à cause des mouvements de S, grandeur qui est déterminée par le volume total du tuyau uniforme.

Tout cela est une conséquence de la seconde loi de NEWTON et d'une autre loi qui dit que, à température constante, le produit de pression par volume pour une certaine quantité d'air est constant (la loi de BOYLE-MARIOTTE):

$$[2.1] \qquad P \cdot V = k$$

Dans notre cas cela veut dire que si le volume de la colonne d'air est augmenté par le mouvement de S hors du tuyau, la pression dans le tuyau décroît, et vice versa. Le fait le plus important, dans ce cas, c'est que si les variations de volume sont petites par rapport au volume total, les variations de pression sont proportionelles aux variations de volume: Nous appellons $P_0$ et $V_0$ la pression et le volume, respectivement, en position d'équilibre, et obtenons ainsi:

$$[2.2] \qquad P_0 \cdot V_0 = k$$

Nous diminuons le volume de $\Delta V$ et obtenons un accroissement de pression de $\Delta P_1$:

$$[2.3] \qquad (P_0+\Delta P_1)(V_0-\Delta V) = k, \qquad \text{c.-à-d.}$$

$$[2.4] \qquad \Delta P_1(V_0-\Delta V) = k - P_0(V_0-\Delta V) = P_0 \cdot V_0 - P_0(V_0-\Delta V) = P_0 \cdot \Delta V$$

Nous diminuons le volume de $2 \cdot \Delta V$ et obtenons ainsi un accroissement de pression de $\Delta P_2$:

$$[2.5] \qquad (P_0+\Delta P_2)(V_0-2\Delta V) = k, \qquad \text{c.-à-d.}$$

$$[2.6] \qquad \Delta P_2(V_0-2\Delta V) = k - P_0(V_0-2\Delta V) = P_0 \cdot V_0 - P_0(V_0-2\Delta V) = 2 \cdot P_0 \cdot \Delta V$$

donc $$[2.7] \qquad \Delta P_2 = \frac{2 \cdot P_0 \cdot \Delta V}{V_0-2 \cdot \Delta V} = \frac{2 \cdot \Delta P_1(V_0-\Delta V)}{V_0-2 \cdot \Delta V} = 2 \cdot \Delta P_1 \qquad \text{si} \qquad \Delta V <<< V_0$$

C'est à dire que si une diminution de volume de $\Delta V\text{cm}^3$ cause un accroissement de pression de $\Delta P$baries, une diminution de $2 \cdot \Delta V\text{cm}^3$ donnera un accroissement de pression de $2 \cdot \Delta P$baries. (En pratique les variations de volume sont très petites, car l'élongation des particules d'air sont d'un ordre de grandeur de millioniemes d'un millimètre.)

Ad (a) et (b): Disons que la force initiale qui met S en mouvement est un déplacement de S de Xcm à gauche (fig.5a). Cela produit une pression de $(P_0+\Delta P)$ baries dans le tuyau. Quand nous lâchons S, elle se met en mouvement à droite, et on sait que l'accéleration (la vitesse moyenne) de S est proportionelle à la différence entre la pression dans le tuyau et la pression atmosphérique:

$$[3.1] \qquad (P_0+\Delta P) - P_0 = k \cdot G_1 \qquad \text{d'où} \qquad G_1 = \frac{\Delta P}{k}$$

Si l'on commence par déplacer S de 2Xcm à gauche (5b), la pression sera

$(P_0+2\Delta P)$baries. L'accélération devient:

$$[3.2] \qquad G_2 = \frac{(P_0+2\Delta P) - P_0}{k} = \frac{2\Delta P}{k}$$

donc $\qquad [3.3] \qquad G_2 = 2G_1$

La vitesse moyenne de S dans le second cas est deux fois celle dans le premier cas, mais son élongation est, elle aussi, deux fois celle dans le premier cas, et ainsi la période et la fréquence sont égales dans les deux cas.

Ad (b) et (c): Si l'on déplace $S_1$ et $S_2$ de Xcm à gauche dans des tuyaux à volumes de $Vcm^3$ et $\frac{1}{2}Vcm^3$ (fig.6), le décroissement de volume relatif dans (6b) est deux fois celui dans (6a), et ensuite l'accroissement de pression dans (6b) est deux fois celui dans (6a). La force qui opère sur $S_2$ est deux fois celle qui opère sur $S_1$. La vitesse moyenne de $S_2$ est donc deux fois celle de $S_1$. Si leurs élongations sont égales, la fréquence de $S_2$ est deux fois celle de $S_1$. (Ceci est en accord avec les résultats qu'on obtient par les formules pour les résonances dans les tuyaux uniformes de type 'quart d'onde':

$$f_n = \frac{c}{4 \cdot L}(2n-1)$$

ou c est la célérité du son, L la longueur du tuyau et n le numéro de la résonance. Si c=35000cm/sec, $L_1$=17,5cm (a) et $L_2$=8,75cm (b) on obtient

$$(a): \qquad f_1 = \frac{35000}{70} = 500\text{Hz}$$

$$(b): \qquad f_1 = \frac{35000}{35} = 1000\text{Hz} \text{ .)}$$

Le modèle d'oscillation décrit ci-dessus est extrêmement simplifié, car la vélocité et les variations de pression ne sont pas concentrées à l'ouverture et à l'extrémité fermée, respectivement, du tuyau, voir la fig. 2. En pratique, cela veut dire que les changements de volume produisent le plus grand effet sur la première résonance s'ils se trouvent près de l'extrémité fermée du tuyau, où les variations de pression sont à leur maximum.

On peut conclure que la première résonance du tuyau de la fig.7 en haut, qui est un modèle de la voyelle [ɑ], doit être plus haute que celle d'un tuyau uniforme ([ə]) et que, inversement, la première résonance du tuyau de la fig.7 en bas, qui est un modèle de la voyelle [i], est plus basse que celle de [ə], ce qui est confirmé par les faits empiriques. (Voir aussi le résumé.)

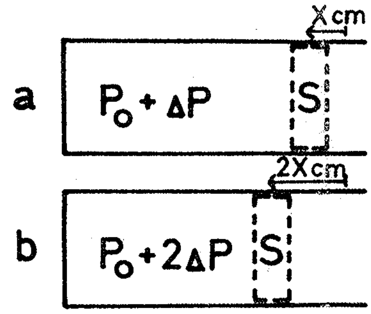


Figure 5

La relation entre l'élongation initiale de S et l'accroissement de pression dans le tuyau uniforme.

The relationship between initial elongation of S and pressure increment in the uniform pipe.

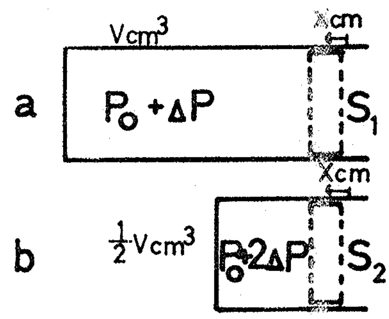


Figure 6

La relation entre l'accroissement de pression et l'élongation de S dans deux tuyaux uniformes à volumes $Vcm^3$ (a) et $\frac{1}{2}Vcm^3$ (b).

The relationship between pressure increment and elongation of S in two uniform pipes with volumes $Vcm^3$ (a) and $\frac{1}{2}Vcm^3$ (b).

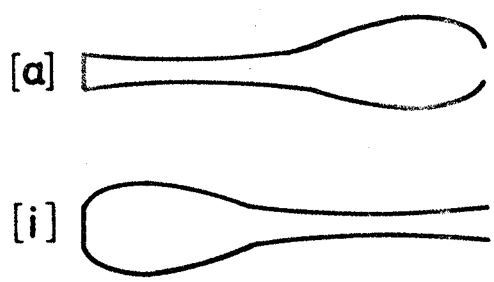


Figure 7

Modèles des deux voyelles [ɑ] et [i].

Models of the two vowels [ɑ] and [i].

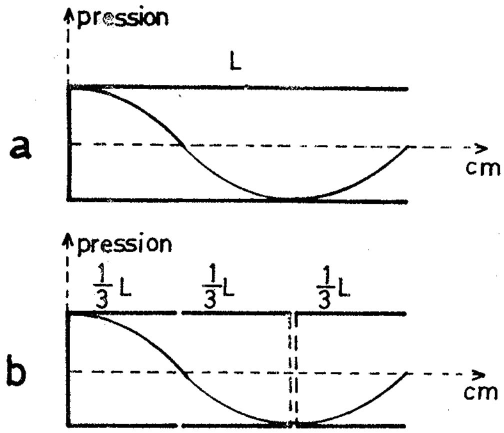


Figure 8

La distribution de pression dans un tuyau uniforme à sa seconde résonance.

The pressure distribution in a uniform pipe at its second resonance frequency.

Si l'on veut considérer l'effet des changements de volume sur les seconde, troisième etc. résonances, on ne peut plus comparer le système à une seule couche d'air (un poids) et un seul volume avec des variations de pression (un ressort). La distribution de pression le long du tuyau à sa seconde résonance est representée dans la fig.8. Si la colonne d'air n'oscille qu'à sa seconde résonance le systeme se comporte comme s'il était formé de trois tuyaux, chacun d'une longueur de 1/3 Lcm (fig. 8b). Les deux tuyaux imaginaires à gauche sont joints, ouverture contre ouverture, et le tuyau à droite est joint, bout fermé contre bout fermé, avec le tuyau au milieu. Maintenant on peut raisonner sur le système de la même façon que pour la première résonance, seulement il y a deux endroits où un changement de volume aura un effet appréciable sur la (seconde) résonance, à savoir à l'extrémité fermée et à une distance de 2/3 L de l'extrémité fermée. A la troisième résonance il y aura trois endroits, à la quatrième quatre endroits, etc., où un changement de volume aura un effet appréciable sur la fréquence. Chaque résonance a un maximum de pression à l'extrémité fermée du tuyau, et par conséquent chaque résonance monte ou baisse à la suite d'une constriction ou d'un élargissement près du bout fermé (mais pas toujours à un degré égal, voir le résumé).

TUYAUX UNIFORMES A OUVERTURE VARIABLE

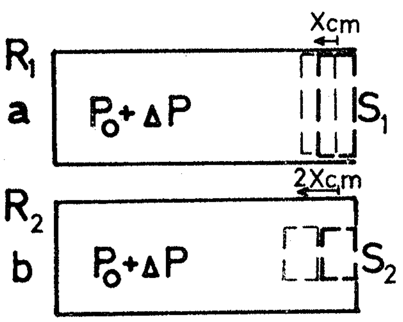


Figure 9

La relation entre l'élongation de deux couches d'air à surfaces Acm$^2$ (a) et $\frac{1}{2}$Acm$^2$ (b) et l'accroissement de pression dans le tuyau uniforme.

The relationship between the elongation of two slices of air with areas Acm$^2$ (a) and $\frac{1}{2}$Acm$^2$ (b) and pressure increment in the uniform pipe.

Voyons ce qui se passe si l'on diminue ou augmente le volume à l'extrémité ouverte du tuyau. Le changement de volume en soi n'a presque aucun effet puisque les variations de pression sont nulles à l'ouverture, mais l'occlusion verticale est essentielle, et c'est elle seule qui est representée dans la fig.9. On compare deux tuyaux uniformes de diamètres égaux et de longueurs égales. Le tuyau en haut, $R_1$, est tout ouvert, c.-à-d. que la surface de l'ouverture est Acm$^2$. Le tuyau en bas, $R_2$, a une ouverture circulaire de $\frac{1}{2}$Acm$^2$. Les deux couches oscillantes, $S_1$ et $S_2$, sont de même épaisseur, Bcm. Utilisons les lois de NEWTON et de BOYLE-MARIOTTE: $F = m \cdot G$ et $P \cdot V = k$.

Les masses de $S_1$ et $S_2$ sont connues si l'on connaît le volume et la densité, $\rho$:

[4.1] $m_1 = A \cdot B \cdot \rho$ [4.2] $m_2 = \frac{1}{2}A \cdot B \cdot \rho$

Pour un certain changement de pression, $\Delta P$, dans $R_1$ et $R_2$ on obtient des forces, $F_1$ et $F_2$, qui opèrent sur $S_1$ et $S_2$ de la manière suivante:

[5.1] $F_1 = \Delta P \cdot A$ [5.2] $F_2 = \Delta P \cdot \frac{1}{2}A$

Mais une force est aussi le produit d'une masse par une accélération, donc:

[6.1] $F_1 = \Delta P \cdot A = m_1 \cdot G_1$ d'où $G_1 = \frac{\Delta P \cdot A}{m_1} = \frac{\Delta P \cdot A}{A \cdot B \cdot \rho} = \frac{\Delta P}{B \cdot \rho}$

[6.2] $F_2 = \Delta P \cdot \frac{1}{2}A = m_2 \cdot G_2$ d'où $G_2 = \frac{\Delta P \cdot \frac{1}{2}A}{m_2} = \frac{\Delta P \cdot \frac{1}{2}A}{\frac{1}{2}A \cdot B \cdot \rho} = \frac{\Delta P}{B \cdot \rho}$ d'où

[6.3] $G_1 = G_2$

L'accélération (la vitesse moyenne) des deux couches sera donc la même. MAIS elles n'auront pas la même élongation: afin de donner à $R_1$ et $R_2$ la même diminution de volume, et donc le même accroissement de pression, on doit déplacer $S_2$ d'une distance qui est deux fois celle de $S_1$, parce que la surface (et le volume) de $S_2$ n'est que la moitié de celle de $S_1$. Si la vitesse moyenne des deux couches est égale et que l'une parcourt une distance qui est deux fois celle parcourue par l'autre, la période de $S_2$ sera deux fois celle de $S_1$, et par conséquent la fréquence de $S_2$ ne sera que la moitié de celle de $S_1$.

Si, au contraire, on commence par donner à $S_1$ et $S_2$ le même déplacement (fig.10) on sait que la diminution de volume de $R_1$ est deux fois celle de $R_2$. L'accroissement de pression dans $R_1$ est donc deux fois celui de $R_2$, c.-à-d. $2\Delta P$ contre $\Delta P$. Ces valeurs sont substituées dans les expressions pour l'accélération:

[7.1] $G_1 = \frac{2\Delta P}{B \cdot \rho}$ [7.2] $G_2 = \frac{\Delta P}{B \cdot \rho}$ c.-à-d.

[7.3] $G_1 = 2G_2$

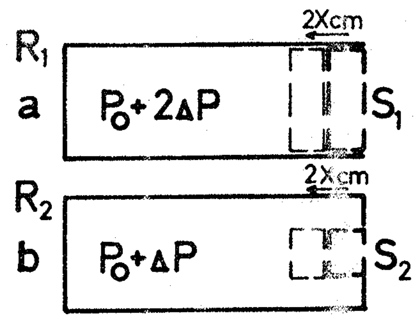


Figure 10

La relation entre l'élongation initiale de $S_1$ et $S_2$ et l'accroissement de pression dans le tuyau uniforme.

The relationship between initial elongation of $S_1$ and $S_2$ and pressure increment in the uniform pipe.

La vitesse moyenne de $S_1$ sera deux fois celle de $S_2$, et comme elles ont la même élongation, la fréquence de $S_1$ sera deux fois celle de $S_2$.

Puisque la vélocité n'est pas concentrée à l'ouverture, mais est distribuée dans toute l'étendue du tuyau (fig.2), on peut conclure qu'une fermeture aura le maximum d'effet sur la première résonance près de l'ouverture, où les variations de vélocité sont à leur maximum.

Si l'on regarde les seconde, troisième etc. résonances, il faut considérer de nouveau la distribution des variations de la vélocité dans toute l'étendue du tuyau. A la seconde résonance (fig.11) il y a deux endroits où la vélocité est maximale, à savoir à une distance de 1/3 Lcm de l'extrémité fermée et à l'ouverture du tuyau. A la troisième résonance il y aura trois endroits, à la quatrième quatre endroits, etc., où une fermeture aura un effet appréciable sur la fréquence. Chaque résonance a un maximum de vélocité à l'ouverture du tuyau et par suite chaque résonance baisse à cause d'une fermeture près de l'ouverture (mais pas toujours à un degré égal, voir le résumé ci-dessous).

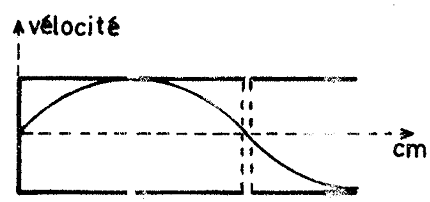


Figure 11

La distribution de vélocité dans un tuyau uniforme à sa seconde résonance.

The velocity distribution in a uniform pipe at its second resonance frequency.

RESUME

Une augmentation du volume du tuyau produit une diminution d'une résonance (et vice versa) d'autant plus qu'elle est plus proche d'un maximum de pression pour cette résonance, et une fermeture produit une diminution d'une résonance (et vice versa) d'autant plus qu'elle s'approche d'un maximum de vélocité pour cette résonance, et, toutes choses égales par ailleurs, plus le changement du volume ou de l'ouverture est grand, plus le changement de la fréquence est important. Cependant, en pratique on ne peut pas séparer ces deux types de modification dans le conduit vocal. A cause des limitations imposées par les organes articulatoires, les variations du diamètre du conduit vocal entraînent simultanément des changements de volume et des fermetures/ouvertures. D'où, la formulation générale: Quand une partie d'un tuyau est rétrécie la fréquence de sa résonance devient grave ou aigue selon que la position de rétrécissement est près du point de vélocité maximum ou près du point de pression maximum.

Il en ressort que si la constriction (ou l'élargissement) du conduit vocal est située exactement entre un maximum de pression et un maximum de vélocité elle n'aura aucun effet. De plus: le conduit vocal est un système intégré dont la configuration est déterminée par la position de la langue et des lèvres. La langue ne peut pas accomplir simultanément des constrictions pharyngale et palatale étendues, au contraire, une constriction pharyngale produit une ouverture relative du conduit sous le palais dur, et vice versa, voir la fig.7. Le résultat cumulatif est une augmentation ([ɑ]) ou une diminution ([i]) "double" de la première résonance.

Ci-dessus on a considéré l'effet acoustique des changements de diamètre du conduit vocal pour chaque résonance en isolation. En pratique, les voyelles sont toujours composées de plusieurs résonances qui forment conjointement une oscillation complexe. Cela n'a aucune importance pour nos considérations: on peut traiter cette oscillation complexe comme une superposition d'oscillations sinusoïdales et observer l'effet des changements du conduit vocal pour chacun des composants.

Ce qui est plus important c'est qu'aussitôt qu'on ne prend pas comme point de départ un tuyau uniforme, mais un tuyau déja déformé (comme celui de la fig. 7 en bas, [i]) on ne peut pas quantifier les changements de fréquence de façon aussi simple qu'on a pu le faire ci-dessus pour les tuyaux uniformes. En effet la distribution des variations de pression et de vélocité n'est plus sinusoïdale (comme c'est le cas dans les fig.2, 8, 11). Un exemple suffira: pour le modèle de [i] la vélocité à la seconde résonance est presque nulle dans tout le tiers antérieur du tuyau, et une fermeture à l'ouverture du tuyau (arrondissement des lèvres) n'aura donc presque aucun effet sur la seconde résonance, mais comme la vélocité à la troisième résonance est maximale (plus grande, en effet, que pour le tuyau uniforme) elle diminue radicalement à la suite d'une fermeture aux lèvres. (Pour les diagrammes de la distribution de pression et de vélocité pour plusieurs voyelles, voir les trois références bibliographiques ci-dessous.)

## CONCLUSION

Dans la parole les phénomènes sont beaucoup plus complexes que ne les décrit cet exposé: les parois du conduit vocal ne sont pas rigides, et il y a un rayonnement d'énergie appréciable vers l'extérieur. En plus de la perte d'énergie, le rayonnement occasionne un accordement des résonances qui est différent pour les fréquences hautes et basses, et qui est aussi fonction de l'ouverture aux lèvres. La fourniture sonore, c.-à-d. les impulsions de la glotte, constitue un élément qui complique encore la situation, entre autre choses à cause du couplage entre les cavités sub- et supraglottales. De plus, les éléments de physique et de mathématique utilisés ici ne suffisent pas en pratique - pour quantifier les conséquences acoustiques des mouvements de la langue et des lèvres, il faut faire le calcul des équations différentielles d'ordre supérieure.

## REFERENCES

CHIBA, T., KAJIYAMA, M., 1958, The vowel, its nature and structure, Tokyo.
FANT, G., 1970, Acoustic theory of speech production, 2nd ed., Paris.
UNGEHEUER, G., 1962, Elemente einer akustischen Theorie der Vokalartikulation, Berlin.