

ELEMENTS DE BIOPHYSIQUE DE L'AUDITION

Cours de DFGSM 2, UE neurosensoriel. 2016.

D. MARIANO-GOULART

Département de Médecine Nucléaire.

Faculté de médecine & CHRU de Montpellier.

Cet enseignement a pour but de présenter une modélisation physique de l'audition, de manière à fournir les bases scientifiques nécessaires à la compréhension de la physiologie et de la pathologie de l'audition d'une part, des explorations fonctionnelles de celle-ci d'autre part. Pour cela, ce cours est divisé en deux parties. Une première partie consacrée à des bases d'acoustique permettra de modéliser un son, de le caractériser et d'en déduire les caractéristiques de sa propagation et de sa transmission. Une seconde partie appliquera ces notions d'acoustique à l'audition humaine de manière à expliciter la nécessité et les rôles des divers composants de l'oreille externe, moyenne et interne.

A l'issue de cet enseignement, l'étudiant devra être capable :

- ① de définir une onde sonore et ses caractéristiques,
- ② d'utiliser la modélisation d'un son dans des calculs simples,
- ③ d'évaluer quantitativement les caractéristiques énergétiques d'un son,
- ④ de manipuler les grandeurs physiologiques d'intensité et de hauteur d'un son,
- ⑤ de justifier l'utilisation d'ultrasons en médecine,
- ⑥ d'expliquer les phénomènes qui apparaissent à la traversée d'interfaces acoustiques,
- ⑦ d'expliquer les rôles de l'oreille externe et de prévoir les conséquences de son dysfonctionnement,
- ⑧ d'expliquer les rôles de l'oreille moyenne et de prévoir les conséquences de son dysfonctionnement,
- ⑨ d'expliquer les rôles de l'oreille interne et de prévoir les conséquences de son dysfonctionnement.

Cet enseignement sera complété et approfondi au cours du module « neurosensoriel » de DFGSM3, en particulier à propos :

- ① de la neurophysiologie de la cochlée et de l'audition.
- ② de la transmission nerveuse du signal auditif vers le cerveau, puis de son traitement à ce niveau
- ③ de l'exploration fonctionnelle de l'audition et de ses troubles.

Les démonstrations présentées en annexe sont un complément destiné à préciser l'origine des formules utilisées et à satisfaire la légitime curiosité de certains étudiants. La connaissance de ces démonstrations n'est pas indispensable pour répondre aux questions d'examen en DFGSM3.

Table des matières :	page
1- L'onde sonore	2
2- Paramètres quantitatifs	5
3- Interaction des sons avec l'organisme	10
4- Rappels d'anatomie fonctionnelle	12
5- L'oreille externe	13
6- L'oreille moyenne	13
7- L'oreille interne	15
8- Annexes	18

1 – L'ONDE SONORE

A) Nature physique

Définition :

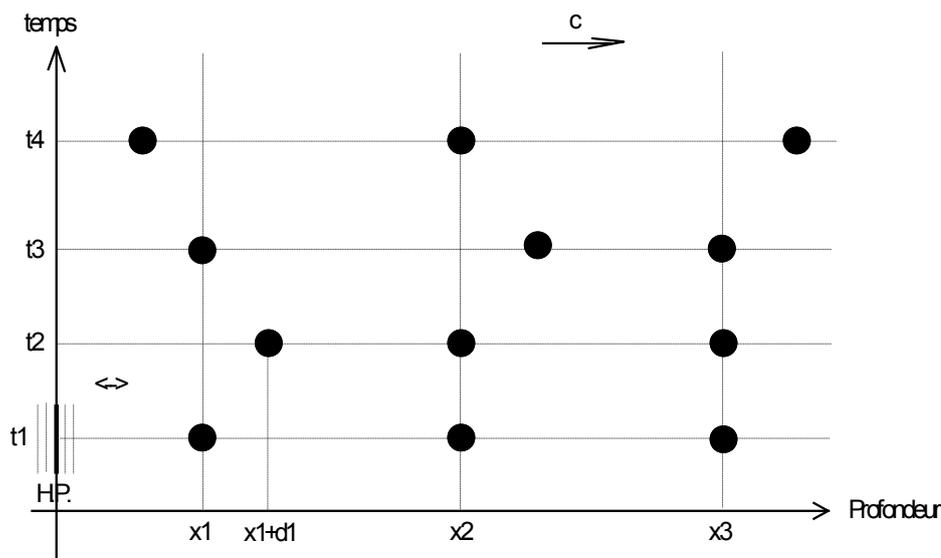
Un son pur est une onde progressive sinusoïdale générée par la mise en vibration (autour d'une position d'équilibre) des molécules ou atomes d'un milieu. C'est donc ce mouvement de vibration qui se propagera de proche en proche, avec une célérité c .

Conséquence : Le son ne se propage pas dans le vide.

B) Modélisation

Supposons que la membrane d'un haut-parleur (HP) vibre de telle sorte que sa position en fonction du temps soit décrite par une fonction cosinus de période $T = (2\pi)/\omega$:

$$g(t) = A \sin(\omega t)$$



La perturbation créée par la membrane du haut-parleur se propage avec la célérité \bar{c} dans la direction des abscisses x croissantes. Elle atteint la particule positionnée en x_1 à l'instant x_1/c . Celle-ci va donc être entraînée dans le même mouvement sinusoïdal que le haut-parleur, mais avec un retard x_1/c .

Au cours du temps, la position de la particule 1, $g_1(t) = g(x_1, t)$ s'écrit donc :

$$g_1(t) = x_1 + a \cdot \sin \left[\omega \left(t - \frac{x_1}{c} \right) \right] = x_1 + E(x_1, t)$$

L'élongation $E(x_1, t)$ représente le mouvement de la particule autour de sa position d'équilibre. On retrouve des notions déjà abordées dans les cours de PACES, à savoir l'existence d'une période temporelle T telle que $g_1(t) = g_1(t + T)$ et d'une période « spatiale », la longueur d'onde λ telle que $g(x_1, t) = g(x_1 + \lambda, t)$ avec $\lambda = c \cdot T = c/f = (2\pi c)/\omega$.

C) Onde de pression et impédance acoustique

De même que pour la première particule positionnée en x_1 , la position d'une seconde particule initialement positionnée en x_2 est donnée au cours du temps par la relation :

$$g_2(t) = x_2 + a \cdot \sin\left[\omega\left(t - \frac{x_2}{c}\right)\right] = x_2 + a \cdot \sin\left[\omega\left(t - \frac{x_1}{c} - \frac{x_2 - x_1}{c}\right)\right]$$

Le mouvement de la seconde particule est donc celui de la première mais retardé du temps qu'à mis la perturbation pour se propager de x_1 à x_2 : $t = (x_2 - x_1)/c$. On dit que le mouvement de la seconde particule est *déphasé* de $\phi = \omega t = 2\pi(x_2 - x_1)/\lambda$.

Les déplacements des particules sont donc progressivement déphasés, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source. Il en résulte que les particules se rapprochent et s'éloignent alternativement au fil du temps. La densité de particules, et donc la surpression locale P générée par l'onde sonore suit donc de même une loi sinusoïdale. Cette surpression est appelée *pression acoustique*. Elle s'exprime en Pascals et varie, dans des conditions physiologiques habituelles dans de l'air entre 20 μPa et 20 Pa. Cette pression acoustique s'ajoute à la pression de base (pression barométrique de l'ordre de 10^5 Pa, ou pression des tissus). Elle en constitue une fluctuation relativement minime (la pression acoustique est entre 5 milliards et 5000 fois plus petite que la pression atmosphérique). On comprend donc qu'une membrane comme celle du tympan ne pourra être mise en vibration à la réception d'un son qu'à la condition d'un équilibre rigoureux entre la pression atmosphérique qui règne à sa face externe et la pression qui existe à sa face interne (dans l'oreille moyenne donc).

En explicitant le lien entre compressibilité χ et élongation dans un gaz réel de volume V (voir Annexe 1), on peut montrer que la pression acoustique est proportionnelle à la vitesse v de déplacement (ou de vibration) des particules :

$$\boxed{P = Z \cdot v}$$

avec :

$$\boxed{P = \frac{1}{\chi \cdot c} \cdot v = Z \cdot v = Z \cdot \frac{dE(x, t)}{dt}}$$
$$Z = \frac{1}{\chi \cdot c} \quad \text{et} \quad \chi = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dP}$$

$$\text{Soit pour un son pur : } P = Z \cdot v = Z \cdot a \cdot \omega \cdot \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right]$$

La pression acoustique est donc aussi une onde qui se propage avec la même célérité que l'ébranlement mais avec un déphasage de $\pi/2$. Formellement, la relation $P = Z \cdot v$ est analogue à la loi d'Ohm en électricité : $U = Z \cdot i$. C'est la raison pour laquelle Z est appelée *impédance acoustique*. Cette impédance caractérise la résistance du milieu matériel à se déformer pour permettre la propagation d'une onde sonore. Elle s'exprime en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

En appliquant la relation fondamentale de la dynamique à un volume de gaz où se propage un son, on peut montrer (voir Annexe 2) que Z s'exprime directement en fonction de la masse volumique ρ du gaz et de la célérité c du son dans ce milieu :

$$\boxed{Z = \rho \cdot c}$$

Application numérique :

	ρ (kg/m ³)	c (m/s)	Z (kg.m ⁻² .s ⁻¹)
air 20°	1,3	343	446
eau de mer 37°	1030	1524	1 570 10 ³

D'un point de vue quantitatif, on constate donc que les conditions de propagation d'un son dans un milieu aérien (Z relativement faible) sont très différentes de celles observées dans un milieu liquide (Z relativement très élevé).

D) Célérité

➤ Dans un gaz réel, les résultats précédents conduisent à $Z = \rho \cdot c = 1/(\chi \cdot c)$. Cela permet de retrouver la formule de Laplace (1749-1827) qui permet de calculer la célérité d'un son dans un gaz réel :

$$\boxed{c = \frac{1}{\sqrt{\chi \cdot \rho}}}$$

La célérité c d'un gaz réel dépend donc de sa pression. Par contre, dans le cas particulier d'un gaz parfait, c ne dépend plus que de la température exprimée en Kelvin T_K . Pour l'air atmosphérique considéré comme un gaz parfait, une formule approchée donne (cf. Annexe 2):

$$c = 20 \cdot \sqrt{T_K} \text{ où } T_K \text{ est la température absolue (en Kelvin) de l'air.}$$

➤ Dans un liquide, au contraire, c ne dépend que très peu de la température et de la pression. Pour les applications médicales, on pourra considérer cette célérité comme constante.

➤ Dans un solide, c dépend de la masse volumique ρ et du module d'élasticité E suivant la relation $c = \sqrt{E/\rho}$.

Application numérique :

- Dans l'air à 20°C : $c = 343$ m/s
- Dans l'eau : $c \approx 1500$ m/s
- Dans l'os à 37° C (crâne) : $c \approx 3360$ m/s.

2 - PARAMETRES QUANTITATIFS

A) Puissance surfacique

Le travail élémentaire de la force de pression acoustique s'exprime suivant :

$$dL = F \cdot dx = P \cdot S \cdot dx$$

La puissance surfacique W vaut donc : $W = \frac{1}{S} \frac{dL}{dt} = P \frac{dx}{dt} = P \cdot v = \frac{P^2}{\rho \cdot c} = \frac{1}{Z} P^2$

$$$W = P \cdot v = \frac{P^2}{Z}$$$

W s'exprime en W/m^2 .

La relation $W = P \cdot v$ est analogue à celle bien connue en électricité : $P = U \cdot i$

On peut montrer que, pour un son pur, la puissance surfacique moyenne $\langle W \rangle$ est proportionnelle au carré de l'amplitude de vibration et au carré de la fréquence du son :

$$\langle W \rangle = \langle P^2 \rangle / Z = \text{Constante} \cdot a^2 \cdot f^2$$

La démonstration de ce résultat fait l'objet de l'annexe 3. Cette relation permet de comprendre pourquoi, à niveau sonore égal, la membrane d'un haut-parleur vibre avec une amplitude plus grande pour des sons graves (basse fréquence) que pour des sons aigus.

Application numérique : Dans l'intervalle des niveaux sonores habituels rencontrés en physiologie humaine, les pressions acoustiques dans l'air varient environ de 20 μPa à 20 Pa. D'après la relation $W = P^2/Z$, avec $Z = 446$ SI, les puissances surfaciques varient donc de 10^{-12} à 1 W/m^2 pour un milieu de propagation aérien.

La puissance surfacique est la grandeur, le stimulus physique qui détermine principalement la sensation d'intensité sonore telle qu'elle est ressentie par un sujet sain conscient. Cependant, cette sensation ne varie pas linéairement avec W et nécessite de définir des grandeurs physiologiques de sensation d'intensité, mais aussi de hauteur sonore. Ceci nous amène à présenter une très brève introduction à une discipline connue sous le nom de psycho-acoustique et qui fut initiée par E. Weber (1795-1878) et par son élève G. Fechner (1801-1887).

B) Loi de Weber (1838)

On définit une sensation ou perception comme un phénomène psychologique par lequel un stimulus physique quantifiable (par exemple une puissance surfacique sonore, ou la fréquence d'une onde) a un effet modificateur spécifique sur un être vivant et conscient (état ou changement d'état à prédominance affective ou représentative). Les grandeurs de sensation ou de perception P sont des mesures quantitatives de celles-ci. On distinguera donc un stimulus physique ($S = W$ ou f) de la sensation P d'intensité ou de hauteur sonore ressentie par un individu conscient. L'essentiel de ces mesures concerne la recherche de seuils (à une certaine probabilité

de détection). Ces valeurs liminaires correspondent à la grandeur pour laquelle la sensation étudiée est juste perçue par les sujets (dans 50% des cas). On définira ainsi :

Seuil absolu : Plus petite valeur du stimulus S_0 pouvant engendrer une sensation P non nulle.

Seuil différentiel : Plus petite variation du stimulus ΔS perceptible.

Seuil différentiel relatif : Plus petite variation relative du stimulus $\Delta S / S$ perceptible.

Weber a montré de façon empirique que le seuil différentiel relatif $\Delta S/S$ d'un stimulus S est constant. Cette loi est valable pour tous les sens (vision, ouïe, odorat, touché, goût) et pour tous les stimuli (puissance sonore ou lumineuse, fréquence, pression, température, concentration de substances etc...). La loi de Weber s'exprime donc simplement suivant :

$$\boxed{\frac{\Delta S}{S} = k}$$

Dans le cas de la sensation d'intensité (ou de niveau) sonore, le stimulus principal est la puissance surfacique W . La loi de Weber stipule donc dans ce cas que le plus petit incrément de puissance surfacique ΔW capable d'engendrer une variation de sensation d'intensité sonore est proportionnel à la puissance surfacique W du son: $\Delta W = k.W$.

C) Loi de Fechner (1850)

Fechner, un élève de Weber, part de l'hypothèse suivant laquelle pour chaque variation liminaire ΔS du stimulus (seuil absolu), la perception varie d'une quantité ΔP constante (k') :

$$\text{Hypothèse de Fechner : } \Delta S = k.S \Rightarrow \Delta P = k'$$

$$\text{alors : } \Delta P = k' = K \cdot \frac{\Delta S}{S} \Rightarrow \Delta P = K \cdot \Delta(\log S)$$

$$\text{donc : } P_1 - P_0 = K \cdot \log \frac{S_1}{S_0}$$

En choisissant arbitrairement le seuil absolu $S_0=1$ et la sensation associée $P_0=0$, on obtient la loi de Fechner qui affirme que *la grandeur d'une sensation P est proportionnelle au logarithme du stimulus S* :

$$\boxed{P = k \cdot \log S}$$

Remarque :

-La loi de Fechner ne se conçoit que si celle de Weber est admise, mais elle ne découle pas de la simple intégration de la loi de Weber. En effet, celle-ci affirme que ΔS a une valeur non nulle si $S \neq 0$. On ne peut donc pas écrire, en toute rigueur l'équation différentielle $dS/S = k$.

-Les lois de Weber et de Fechner, formulées initialement à partir d'expériences de psychophysique, ont par la suite été retrouvées et confirmées lors d'enregistrements de potentiels au niveau des voies nerveuses sensorielles.

-Comme la loi de Weber, celle de Fechner qui affirme une réponse logarithmique est valable pour tous les organes des sens.

D) Niveau sonore

Dans le cas de la sensation d'intensité (ou de niveau) sonore, la loi de Fechner stipule donc que la sensation d'intensité sonore perçue par un sujet conscient sans pathologie auditive est proportionnelle au logarithme de la puissance surfacique.

Définition : On définit donc le **niveau sonore** I (ou **intensité** en décibels) suivant :

$$I(\text{dB}) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{W}{W_0} \right) \text{ où } W_0 = 10^{-12} \text{ W / m}^2$$

La constante $W_0 = 10^{-12} \text{ W/m}^2$ est la puissance surfacique d'un son pur de 1000 Hz juste audible. Elle permet d'assurer qu'au seuil absolu d'audition à 1 kHz, l'intensité est de 0 dB. Une intensité négative correspond donc à des sons de niveau trop faible pour être audible à 1kHz. En pratique, le rapport W/W_0 varie classiquement de 1 à 10^{12} W/m^2 , ce qui correspond à des intensités variant de 0 à 120 dB. En voici quelques exemples :

Voix basse : 20 dB	Conversation : 50 dB
Motocyclette : 90 dB	Avion à réaction : 130 dB

On constate qu'en plus de mieux refléter la sensation (subjective) d'intensité sonore perçue par un sujet sain, l'intensité en dB conduit à manipuler des valeurs numériques qui varient dans une gamme plus limitée que la pression acoustique ou la puissance surfacique.

Conséquence importante :

$$I_2 - I_1 = 10 \cdot \log_{10} \frac{W_2}{W_1}$$

Une même sensation d'augmentation de volume sonore (+ 10 dB) est ressentie lorsque W est multipliée par 10, c'est-à-dire lorsqu'un son passe de 1 à 10 W/m^2 , de 10 à 100 W/m^2 (+ 90 W/m^2) ou de 100 à 1000 W/m^2 (+ 900 W/m^2)...

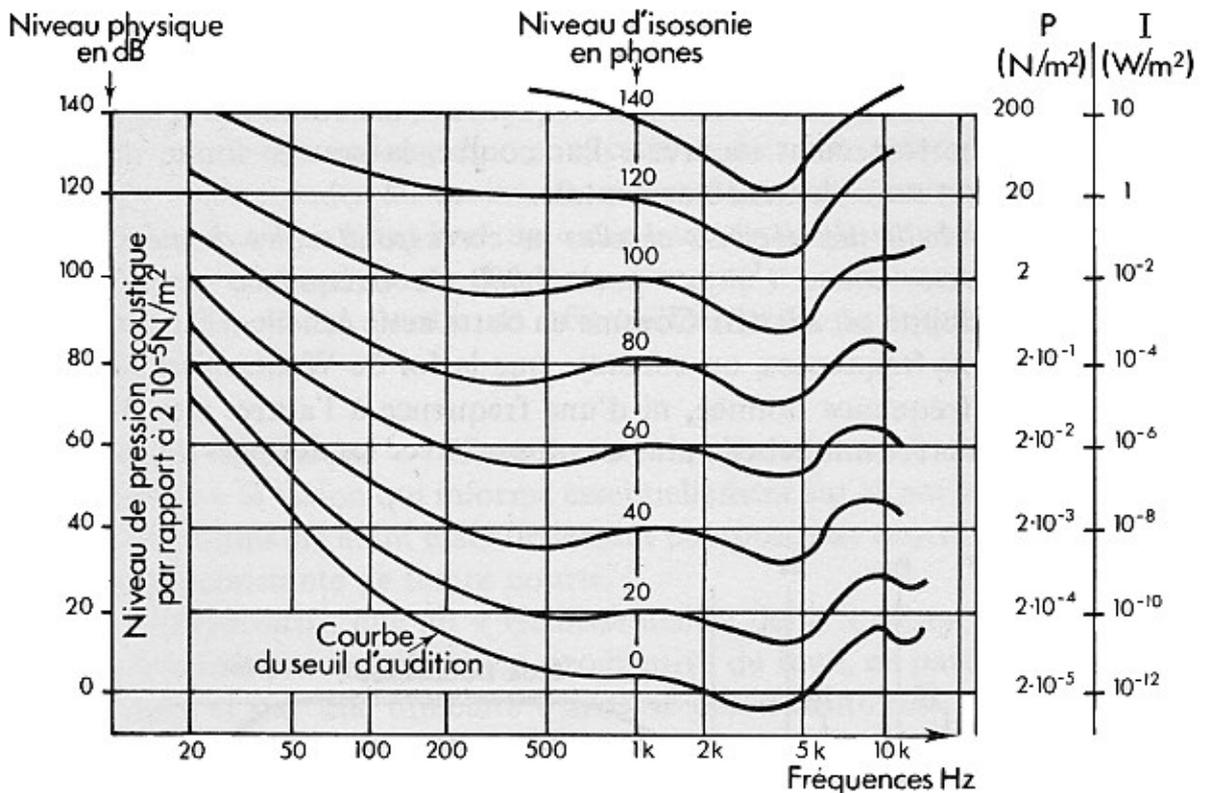
E) Unités de sensation de niveau sonore: la sonie et le phone

La réponse de l'appareil auditif fait que la grandeur de sensation reliée à la perception des intensités sonores d'un son pur dépend non seulement de l'intensité sonore (en dB), mais aussi de sa fréquence. L'oreille humaine ne présente en effet pas la même sensibilité lorsque change la fréquence d'un son d'intensité fixée : cette sensibilité diminue progressivement lorsque la fréquence se rapproche des limites de l'audition humaine (de l'ordre de 20 Hz et 20 kHz). La sensibilité ne reste relativement constante qu'entre 1 et 5 kHz.

Pour définir des niveaux d'audition pathologique, il est donc utile de définir une grandeur de perception d'intensité normalisée à une certaine fréquence, de manière à ce que cette nouvelle grandeur ne dépende que de l'intensité (en dB) ou de la puissance surfacique (en W/m^2), mais pas de la fréquence. Cette grandeur est appelée **sonie** et son unité est le **phone**.

Par définition, un son de n phones et de fréquence quelconque provoque une sensation de niveau sonore chez un homme jeune sain identique à un son de n dB à 1000 Hz.

Les courbes d'isophonie représentent, en échelle semi-logarithmique, l'intensité sonore moyenne (en dB) nécessaire pour produire la même sonie pour chaque fréquence audible.



Courbes isophoniques

Un **audiogramme** est une courbe qui indique, en fonction de la fréquence, la perte d'audition en décibels par rapport à un niveau zéro considéré comme normal.

Les courbes isophoniques permettent de définir des **décibels pondérés** afin d'atténuer l'intensité (physique) des fréquences auxquelles l'oreille est la moins sensible (application aux **sonomètres**, appareils de mesure du bruit).

F) Hauteur d'un son

Nous nous intéressons ici aux stimuli qui conditionnent l'impression d'entendre un son plus ou moins grave ou aigu.

Le stimulus principal qui conditionne la hauteur d'un son pur est sa fréquence f en hertz (Hz). Nous verrons dans ce qui suit que ceci correspond à la stimulation de fibres spécifiques au sein du nerf acoustique.

La loi de Weber s'applique à la sensation de hauteur sonore et l'on peut écrire que l'incrément minimal de fréquence Δf conduisant à une sensation de hauteur différente pour un son de fréquence f est proportionnel à f :

$$\frac{\Delta f}{f} = \text{cte}$$

De même, en appliquant la loi de Fechner, on peut alors exprimer cette sensation de hauteur H dans une unité, le **savart**, suivant :

$$H = 1000 \cdot \log_{10} N$$

On définit l'**octave** comme l'intervalle entre deux sons purs dont le rapport des fréquences est 2. Dans ces conditions, si H_1 et H_2 correspondent à deux sensations de hauteur produites par deux sons purs distants d'une octave, on a :

$$H_1 - H_2 = 1000 \cdot \log_{10} \left(\frac{2 \cdot f}{f} \right) = 301$$

Il existe donc 301 savarts dans une octave, c'est-à-dire 301 sensations de hauteur différentes. Un sujet normal peut distinguer des hauteurs sonores au sein d'environ 5 octaves, soit environ 1500 niveaux sonores distincts.

De même que la sensation d'intensité sonore ne dépend pas uniquement de la puissance surfacique (mais aussi de la fréquence), la sensation de hauteur sonore dépend certes surtout de la fréquence, mais aussi du niveau sonore. Pour s'affranchir de cette dépendance au niveau sonore, et définir une grandeur de perception liée uniquement à la fréquence, Stevens et Volkman ont défini en 1940 une unité physiologique de sensation de hauteur, la **tonie**, et son unité, le **Mel** par référence à un son d'intensité fixée à 40 dB. Cette grandeur, indépendante donc de l'intensité, reflète la « position » des perceptions de hauteur à l'intérieur d'un continuum qui va de l'extrême grave à l'extrême aigu.

Définition : Une tonie de 1000 Mels est celle d'un son pur de 1000 Hz à 40 dB.

La tonie, et son unité le Mel, sont liées à la différenciation grave-aigu. Cette grandeur est cohérente avec la théorie de l'onde propagée de Békésy au sein de la membrane basilaire, dans la cochlée (qui sera abordée à la fin de ce cours). Toutefois, elle ne permet pas à elle seule d'expliquer toutes les observations expérimentales relatives à la sensation de hauteur (cf. Annexe 4)

F) Timbre d'un son

Le **timbre** est l'attribut de la sensation auditive selon lequel un auditeur peut juger que deux sons présentés similairement et ayant la même intensité, la même hauteur et la même durée sont différents. Le timbre est donc une grandeur composite qui dépend en particulier :

- des proportions de caractère tonal et bruité
- du spectre en fréquence et de ses changements dans le temps
- des variations de l'intensité sonore dans le temps, de l'attaque

3 - INTERACTION DES SONS AVEC L'ORGANISME

A) Absorption

- Propagation en ligne droite dans un milieu homogène.
- Loi d'absorption de l'énergie en fonction de la profondeur x :

$$\langle W \rangle(x) = \langle W_o \rangle \cdot e^{-\alpha \cdot x}$$

Les crochets désignent la valeur moyenne d'une grandeur sur une période.

Le coefficient d'absorption α varie environ comme le carré de la fréquence du son.

Conséquence : Utilisation de sondes échographiques de fréquence différente en fonction de la profondeur de l'organe à explorer : 7,5 MHz pour explorer la thyroïde. 2,5 MHz le foie.

B) Diffraction

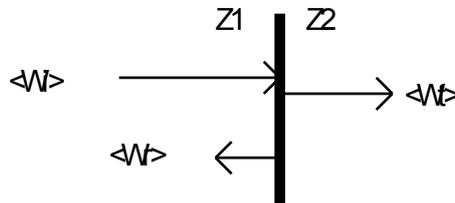
- Par des obstacles de dimension de l'ordre de la longueur d'onde du son (cf. cours de PACES).
- Phénomène minimisé avec les ultra-sons ($f \nearrow$).

C) Réflexion et réfraction

- Les lois de Descartes s'appliquent suivant:

- Angle d'incidence = angle de réflexion
- $\sin \theta_1 / C_1 = \sin \theta_2 / C_2$

- Lorsqu'une onde sonore pure de puissance surfacique $\langle W \rangle_i$ arrive sur une interface (un changement de milieu) perpendiculaire à sa direction de propagation, une partie de cette puissance $\langle W \rangle_r$ est réfléchi, l'autre $\langle W \rangle_t$ est transmise, toutes deux dans la même direction perpendiculaire à l'interface ($\theta_1=0^\circ$).



En écrivant l'équation de continuité de la pression acoustique et de la vitesse normale à l'interface (voir Annexe 5), on peut calculer le rapport des amplitudes de vibration des ondes réfléchi et incidente. En cas d'incidence normale, ce rapport s'écrit, en valeur absolue :

$$\left| \frac{a_r}{a_i} \right| = \left| \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right|$$

Comme pour un son pur $\langle W \rangle$ est proportionnel au carré de l'amplitude, les coefficients de réflexion r et de transmission $t = 1-r$ (pour les puissances surfaciques) s'expriment suivant :

$$r = \frac{\langle W_r \rangle}{\langle W_i \rangle} = \frac{(Z_2 - Z_1)^2}{(Z_2 + Z_1)^2}$$

et

$$t = \frac{\langle W_t \rangle}{\langle W_i \rangle} = \frac{4.Z_1.Z_2}{(Z_2 + Z_1)^2}$$

Application numérique :

Pour une interface air / eau, on obtient $r = 99.9 \%$ et $t = 0.1 \%$.

Un son atteignant une telle interface est donc pratiquement totalement réfléchi.

Conséquences :

- Nécessité du gel en échographie
- Adaptation d'impédance dans le stéthoscope (pavillon).
- Nécessité d'interposer un dispositif spécifique entre l'oreille externe (propagation du son en milieu aérien) et l'oreille interne (propagation du son en milieu liquide) de manière à transformer certaines caractéristiques du son. Ce point est décrit en détail dans la suite de ce cours.

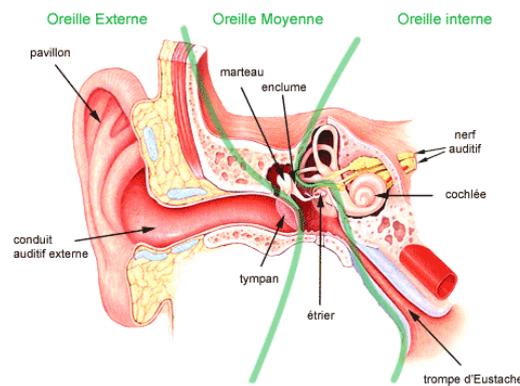
4- RAPPELS D'ANATOMIE FONCTIONNELLE

L'appareil auditif permet à un homme jeune de percevoir des sons dans une gamme de fréquences s'étendant environ de 20 Hz à 20 kHz. Il est constitué de trois compartiments :

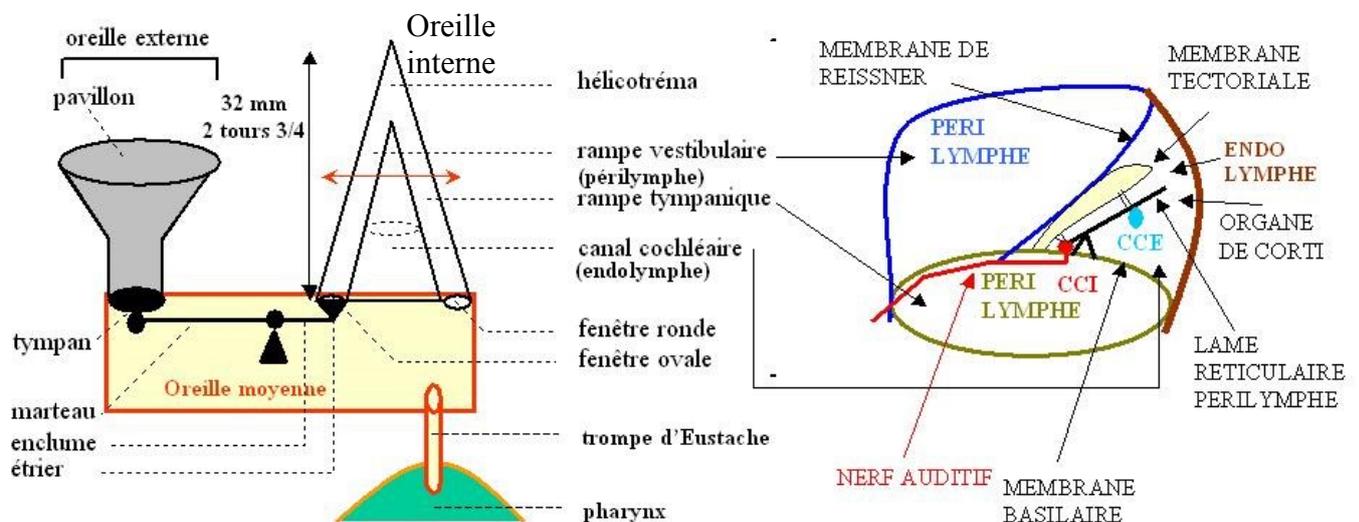
➤➤ *L'oreille externe* qui comprend le pavillon cartilagineux de l'oreille et le conduit auditif externe.

➤➤ *L'oreille moyenne* s'étend du tympan aux fenêtres ovale et ronde. Elle comprend trois os articulés entre eux : le marteau, l'enclume et l'étrier. Le manche du marteau s'insère dans la *pars tensa* de la membrane tympanique. La platine de l'étrier est en contact avec la fenêtre ovale.

➤➤ *L'oreille interne* est constituée de la cochlée (et des organes de l'équilibre dont il ne sera pas question dans ce cours : vestibule et canaux semi-circulaires). La cochlée est un tube osseux de section progressivement décroissante, enroulé sur lui-même en deux tours trois quarts de spire. Des membranes subdivisent ce tube en trois parties : deux rampes (vestibulaire et tympanique) et le canal cochléaire. Les deux rampes contiennent du liquide périlymphatique et communiquent entre elles à l'apex de la cochlée par un petit orifice, l'hélicotréma. Le canal cochléaire est entièrement fermé sur lui-même et contient principalement un liquide appelé endolymphe, riche en potassium. Il est séparé de la rampe vestibulaire par la membrane de Reisner et de la rampe tympanique par la membrane basilaire.



D'un point de vue fonctionnel, l'ensemble de l'appareil auditif peut être schématisé suivant :



5 - L'OREILLE EXTERNE

A) Le pavillon :

- Recueil des ondes sonores
- Localisation de la source de ces sons
- Amplification sélective de certains sons

La localisation avant/arrière et haut/bas d'une source sonore est réalisée grâce à l'interprétation par le cerveau du filtrage acoustique du son réalisé par la **fonction de transfert anatomique des reliefs du pavillon** de l'oreille et du corps. Ceci conduit à une amplification sélective de certaines fréquences en fonction de la direction du son (par exemple amplification de la composante à 1000 Hz pour les sons venant de l'arrière, de celle à 3000 Hz pour ceux venant de l'avant...).

Les autres types de localisations d'une source sonore mettent en jeu des signaux différents :

- Pour la perception de la distance d'une source sonore : **analyse spectrale** du son (dispersion des graves, directivité et absorption des aigus) et la **proportion entre son direct et son réverbéré**.
- Pour la localisation droite/gauche d'une source, différences de signal inter-auriculaire:
 - différences d'intensité pour les hautes fréquences ($f > 1,5$ kHz)
 - différence de phase (ou de temps $\Delta t = \Delta\phi / (2\pi f)$) pour les basses fréquences ($f < 1$ kHz).

A ce propos, notons que l'information de localisation n'est retenue par le cerveau que lors de la première manifestation de ce son. Les sons qui surviennent dans les 40 ms qui suivent sont considérés comme des échos ou de la réverbération et ne sont pas localisés (**effet de précedence de Haas**).

B) Le conduit auditif externe :

- Transformation des ondes sphériques en ondes planes
- Transmission en milieu aérien des sons jusqu'au tympan.
- Amplification des fréquences comprises entre 2 et 3 kHz.

Globalement, l'ensemble de l'oreille externe permet une amplification sélective des sons dont les fréquences sont comprises entre 2 et 7 kHz.

6 -L'OREILLE MOYENNE

Elle assure une adaptation d'impédance acoustique entre l'oreille externe (milieu aérien) et l'oreille interne (milieu liquide). Cette adaptation est assurée par la chaîne ossiculaire.

Problème à résoudre : Energie acoustique : $W = P \cdot v$

Milieu aérien



Milieu liquide

Pressions modérées

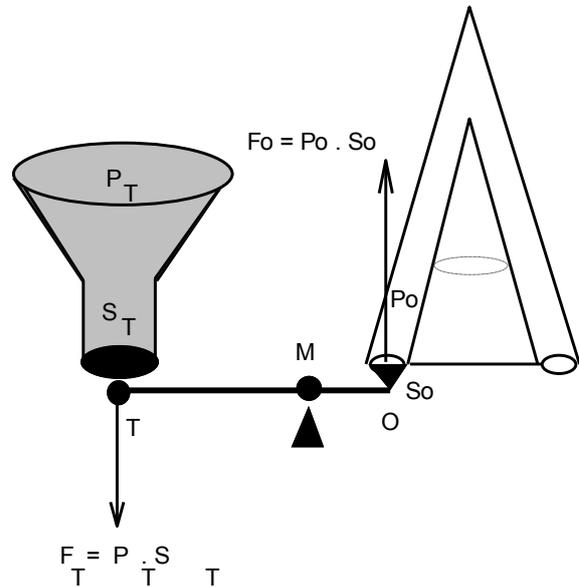
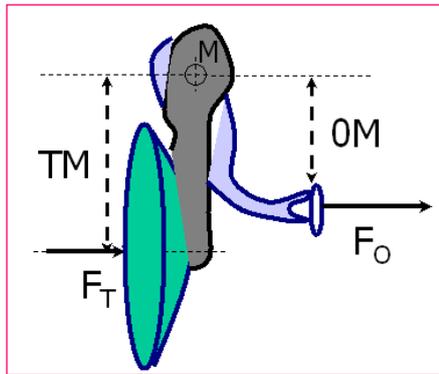
Pressions élevées

Vitesse de vibration élevée

Vitesse de vibration peu élevée

Deux solutions au moins sont envisageables, en première approximation :

- 1°) Action de levier de la chaîne des osselets.
- 2°) Rapport de surfaces entre le tympan et la fenêtre ovale.



A l'équilibre, la somme des moments des forces F_T et F_O est nulle.
Notre modèle simple donne:

$$(TM).F_T = (OM) F_o.$$

$$\Leftrightarrow \frac{P_o}{P_T} = \frac{TM}{OM} \cdot \frac{S_T}{S_o} = 1,3 \times 17,2 = 22,4$$

D'après ce modèle, existe-t-il une perte en puissance surfacique à l'interface oreille externe/interne ?

Nous savons que $W = \frac{P^2}{Z}$

$$\text{donc } \left(\frac{P_o}{P_T} \right)^2 = \frac{Z_o}{Z_T} \cdot \frac{W_o}{W_T} = \frac{1570 \cdot 10^3}{446} \cdot \frac{W_o}{W_T} = 3520 \cdot \frac{W_o}{W_T}$$

$$\text{soit } \left(\frac{P_o}{P_T} \right) = \sqrt{3520} \cdot \sqrt{\frac{W_o}{W_T}} = 59 \cdot \sqrt{\frac{W_o}{W_T}}$$

Pour qu'il n'y ait aucune perte en énergie, il faudrait donc amplifier les pressions acoustiques d'un rapport de 59, ce qui correspond à une augmentation de $10 \cdot \log(59)^2 = + 35$ dB du niveau sonore. Les données expérimentales sont en général plus proches d'une amplification en pression de l'ordre de 45, ce qui correspond à 33 dB (en non 35).

Si la chaîne des osselets n'assure qu'une amplification de 22.36 en pression acoustique :

$$\left(\frac{P_o}{P_T} \right) = 22,36 = 59 \cdot \sqrt{\frac{W_o}{W_T}} \Rightarrow \frac{W_o}{W_T} = \left(\frac{22,36}{59} \right)^2 = 14 \%$$

Si l'on ne tient compte que du rapport des surfaces entre le tympan et la fenêtre ovale et de l'effet de levier des osselets, seulement 14% de la puissance surfacique présente au tympan serait transmise à la fenêtre ovale. En fait, durant sa vibration, il existe en plus une variation d'incurvation des parois du cône tympanique. On montre expérimentalement que ce dernier phénomène conduit à amplifier la pression acoustique d'un facteur 2.6. En prenant en compte les trois modes d'adaptation d'impédance, la pression acoustique est donc amplifiée d'un facteur $1,3 \times 17,2 \times 2,6 = 58$. Cette valeur est très proche de celle attendue pour une transmission sans perte (59). En l'absence d'adaptation d'impédance, moins de 0.03% de la puissance surfacique serait transmise.

Autres rôles de l'oreille moyenne : Les mouvements du tympan et de la fenêtre ovale sont par ailleurs contrôlés par deux muscles striés, respectivement le tenseur du tympan (qui s'insère sur le marteau) et le muscle de l'étrier (ou stapedius). Le premier muscle est innervé par le nerf trijumeau. Le second par le nerf facial. L'action de ces deux petits muscles permet non seulement d'assurer une protection de l'oreille moyenne en cas de traumatisme auditif pas trop brutal (délai d'action de 30 à 100 ms), mais aussi de filtrer le signal sonore en diminuant la transmission des sons graves (de fréquences inférieures à 2 kHz).

7 - L'OREILLE INTERNE

L'oreille interne joue à la fois le rôle de transducteur (transformation d'une onde de pression en potentiels d'action) et un rôle d'analyseur de fréquences.

Mouvements des fenêtres :

Le mouvement de la platine de l'étrier met la fenêtre ovale en vibration. Cette perturbation locale est transmise à la périlymphe. Le mouvement de ce liquide (incompressible) est rendu possible grâce à la fenêtre ronde, qui joue le rôle d'une voie d'expansion.

Mouvements des fluides :

Ils dépendent de la fréquence f de l'onde sonore :

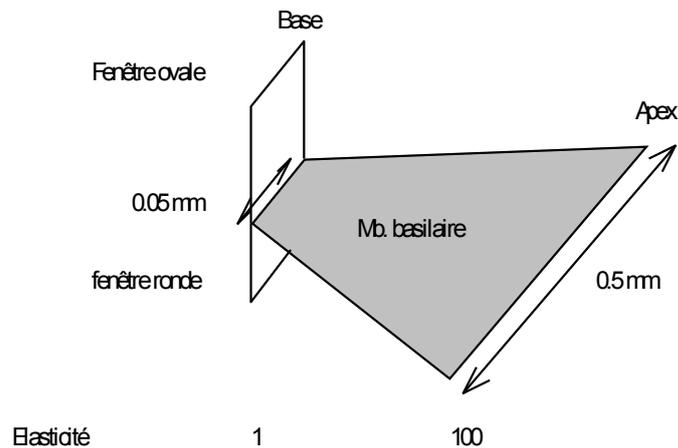
Si $f < 20$ Hz : L'ensemble de la colonne de périlymphe présente dans les deux rampes se déplace en bloc, en passant à travers l'hélicotréma. Les membranes du canal cochléaire ne sont pas sollicitées. Aucun son n'est audible.

Si $20 \text{ Hz} < f < 20 \text{ kHz}$, l'impédance mécanique de l'hélicotréma augmente au point d'empêcher tout passage de liquide : la périlymphe est bloquée dans la rampe vestibulaire d'une part et dans la rampe tympanique d'autre part. Le mouvement liquidien induit par celui de la fenêtre ovale se fera donc en déformant les membranes du canal cochléaire. Parmi celles-ci, seule la membrane basilaire joue un rôle actif dans l'audition.

Mouvements de la membrane basilaire :

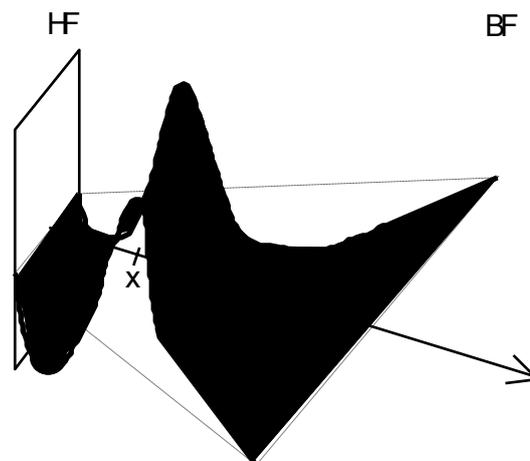
La membrane basilaire présente deux caractéristiques physiques essentielles :

- Elle s'élargit de la base (0.05 mm) à l'apex (0.50 mm).
- Son élasticité augmente dans un rapport de 1 à 100 de la base à l'apex.



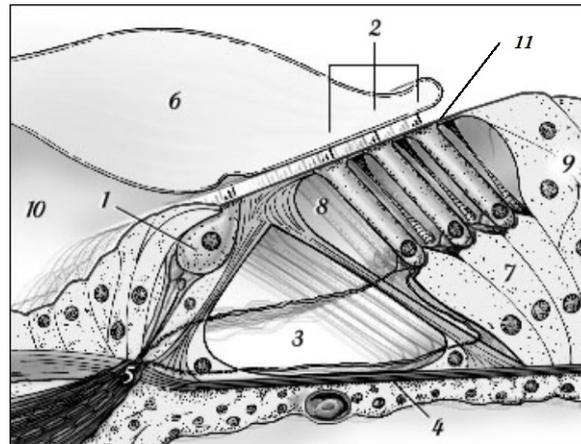
Lorsque qu'un son de fréquence f comprise entre 20 et 20000 Hz engendre une vibration de la fenêtre ovale, la périlymphe est mobilisée dans le canal vestibulaire. La membrane basilaire est alors parcourue par une onde propagée qui présente diverses particularités :

- Elle naît et se propage à partir de la base (fenêtres ovale et ronde).
- Elle présente un maximum d'amplitude
- La position x de ce maximum dépend de f : plus f est faible, plus ce maximum est proche de l'apex (on parle de résonateur continûment variable).
- Elle s'arrête immédiatement après ce maximum (amortissement critique).



Pour un son de fréquence f donnée, la membrane basilaire va donc se déformer principalement en une position x précise qui ne dépend que de f . Expérimentalement, on constate qu'une cochlée humaine, qui mesure en moyenne 3,2 cm de longueur, est capable de distinguer environ 1500 hauteurs différentes. Ceci nécessite de n'utiliser que des bandes de 20 μm sur la membrane basilaire pour discriminer une hauteur. Cette déformation sélective d'une bande très étroite de la membrane basilaire est rendue possible par l'action des cellules ciliées externes de l'organe de Corti. Nous nous contentons d'en donner les principes de fonctionnement.

Description simplifiée de l'organe de Corti :



Copyright : <http://www.cochlea.org/spe>

La membrane basilaire (4) est solidaire d'une structure de soutien rigide constituée des piliers de Corti (interne et externe) et de la lame réticulaire (11). Les piliers de Corti sont fixés à leur base sur la membrane basilaire et délimitent le tunnel de Corti (3). Ils se réunissent à leurs sommets où ils sont solidaires de la lame réticulaire. On distingue deux sortes de cellules ciliées dont les cils sont compris entre la lame réticulaire rigide (11) et la membrane tectoriale (6), constituée d'un gel de glycoprotéines. Ces cellules possèdent toutes deux une innervation afférente et efférente :

① Les cellules ciliées internes (1) se situent entre l'axe de la cochlée (le modiulus) et le tunnel de Corti. Elles sont maintenues par des cellules de soutien qui les entourent. Elles se présentent en 3 rangées parallèles de cils de taille décroissante, reliés entre eux par des filaments.

② Les cellules ciliées externes (2) se situent entre le tunnel de Corti et le ligament spiral. Elles reposent par leurs bases seulement sur des cellules de soutien (les cellules de Deiters : 7). Elles s'organisent en 3 rangées de cellules, reliées entre-elles et disposées en V ou W.

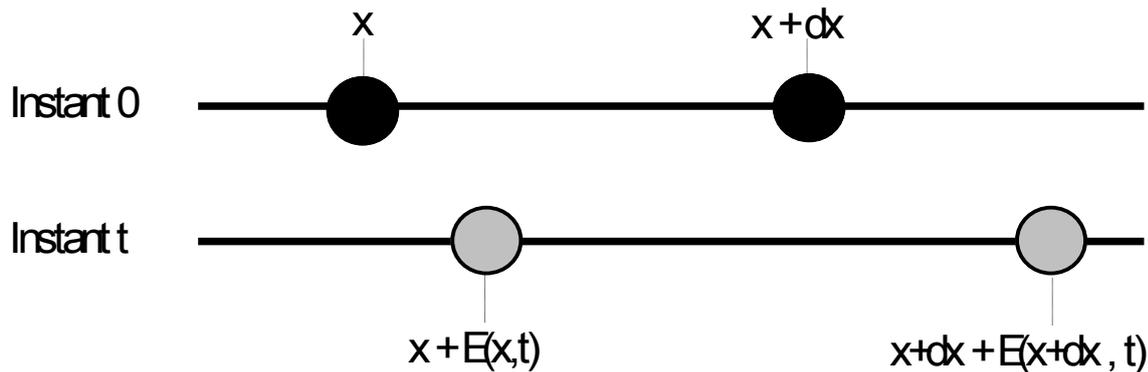
L'endolymphe, qui remplit le canal cochléaire, baigne aussi les cils (alors que le reste de l'organe de Corti contient de la périlymphe).

Fonctionnement élémentaire de l'organe de Corti :

Le mouvement de la membrane basilaire va entraîner, localement, la translation radiale de la lame réticulaire sous la membrane tectoriale. Cela provoque un cisaillement des cils inclus entre ces deux structures. Le mouvement de la membrane basilaire par l'onde de pression et le cisaillement des cils qu'il induit n'expliquent qu'en partie la finesse de discrimination tonale observée et l'amplitude des mouvements de la membrane basilaire. En fait, on a pu montrer récemment (Brownell 1985) que les cellules ciliées externes sont capables, en fonction de leur potentiel transmembranaire, de se raccourcir et de s'allonger, entraînant une élévation de la membrane basilaire et un abaissement simultané (et plus important) de la lame réticulaire. Il s'ensuit une déformation de l'ensemble de l'organe de Corti. Cette boucle de rétroaction positive permet donc une amplification des vibrations cochléaires et donc de la stimulation des cils des cellules ciliées internes qui sont les vraies sources du potentiel d'action cochléaire. Il s'agit d'un amplificateur actif électromécanique. De plus, il semble exister un mécanisme d'inhibition des cellules ciliées adjacentes au maximum de vibration de la membrane basilaire. L'ensemble de ces phénomènes fera l'objet d'un enseignement de physiologie plus approfondi dans la suite de l'UE "neurosensoriel" en DFGSM3.

ANNEXE 1 : Démonstration de $P = Z.v$

On se place pour simplifier dans le cas monodimensionnel de la propagation d'une onde sonore dans une direction suivant x . Observons la propagation d'une onde sonore au niveau de deux particules qui, au repos, étaient distantes de dx :



Le coefficient de compressibilité s'écrit : $\chi = -\frac{\partial V}{V} \cdot \frac{1}{P}$ où P est la (sur)pression acoustique.

Il est possible d'expliciter la dilatation :

$$\frac{\partial V}{V} = \frac{\text{Variation de la distance entre les 2 particules}}{dx} = \frac{E(x+dx, t) - E(x, t)}{dx} = \frac{\partial E(x, t)}{\partial x}$$

$$\text{donc : } \chi = -\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} \cdot \frac{1}{P} \Rightarrow P = -\frac{1}{\chi} \cdot \frac{\partial E(x, t)}{\partial x}$$

mais, pour un son pur, $E(x, t) = a \cdot \sin(\omega \cdot (t - \frac{x}{c}))$ donc :

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = -\frac{a \cdot \omega}{c} \cdot \cos(\omega \cdot (t - \frac{x}{c})) \text{ et } \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = v = a \cdot \omega \cdot \cos(\omega \cdot (t - \frac{x}{c}))$$

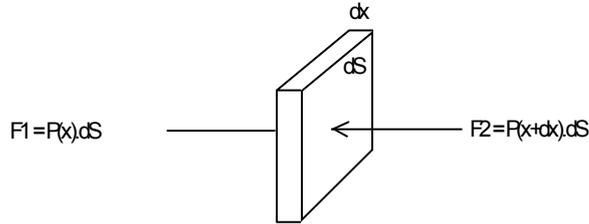
$$\text{donc } v = -c \cdot \frac{\partial E(x, t)}{\partial x}$$

En comparant les expressions trouvées pour P et v , il vient finalement :

$$P = \frac{1}{\chi \cdot c} \cdot v = Z \cdot v \text{ avec } Z = \frac{1}{\chi \cdot c}$$

ANNEXE 2 : Démonstration de $Z = \rho \cdot c$ et de la formule de Laplace

Appliquons la relation fondamentale de la dynamique à une tranche de milieu matériel perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde, d'aire dS , d'épaisseur dx et de masse volumique ρ :



$$\sum F = P(x).dS - P(x+dx).dS = -\frac{\partial P}{\partial x}.dx.dS$$

nous avons montré que (Annexe 1) : $P = Z.a.\omega \cdot \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right]$

donc : $\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{Z.a.\omega^2}{c} \cdot \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right]$

on obtient alors $\sum F = -\frac{Z.a.\omega^2}{c} \cdot \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dx.dS$

Par ailleurs :

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{d}{dt} \left\{ x + a \cdot \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] \right\} = a \cdot \omega \cdot \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right]$$

donc $\frac{dv}{dt} = -a \cdot \omega^2 \cdot \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right]$

Comme $m = \rho \cdot dS \cdot dx$, la relation fondamentale de la dynamique $\Sigma F = m \frac{dv}{dt}$ s'écrit donc :

$$-\frac{Z.a.\omega^2}{c} \cdot \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dx.dS = -a\omega^2 \sin\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].\rho \cdot dx.dS, \text{ soit en simplifiant :}$$

$$\boxed{Z = \rho \cdot c}$$

Des deux expressions de Z que nous venons de démontrer (Annexes 1 et 2), il ressort que :

$$Z = \rho \cdot c = \frac{1}{c \cdot \chi} \Rightarrow \chi \cdot \rho \cdot c^2 = 1$$

Cette relation est formellement identique à celle connue en électromagnétisme ($\epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot c^2 = 1$).

Elle permet immédiatement de démontrer la formule de Laplace :

$$\boxed{c = \frac{1}{\sqrt{\chi \cdot \rho}}}$$

Essayons maintenant de voir comment cette formule de Laplace peut se simplifier dans le cas d'un gaz parfait. Notons γ l'exposant adiabatique du gaz dans lequel le son se propage. Il s'agit d'une grandeur de thermodynamique statistique liée au nombre de degrés de liberté f des molécules d'un gaz ($f = 3$ pour un gaz monoatomique, 5 pour des molécules diatomiques comme celles de l'air) : $\gamma = (f+2)/f$.

Dans le cas d'un gaz parfait à température constante, il est possible de montrer que :

$$P_0.V_0^\gamma = \text{constante} \Rightarrow \frac{dP_0}{P_0} = -\gamma \cdot \frac{dV_0}{V_0}$$

La compressibilité s'exprime donc suivant : $\chi = \frac{1}{\gamma.P_0}$

$$\text{Par ailleurs : } P_0.V_0 = n.R.T \Rightarrow \frac{P_0}{\rho} = \frac{R.T}{M}$$

où M est la masse molaire du gaz et R la constante des gaz parfaits

$$\text{alors : } c = \frac{1}{\sqrt{\chi.\rho}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\gamma.P_0} \cdot \frac{P_0.M}{R.T}}} = \sqrt{\frac{\gamma.R.T}{M}} = \sqrt{\frac{\gamma.R}{M}} \sqrt{T}$$

Pour un gaz parfait donné, la célérité c ne dépend donc que de \sqrt{T} .

$$\text{Dans le cas de l'air à } 20^\circ\text{C, } \gamma = 1,4 \text{ et donc } c = \sqrt{\frac{1,4.8,3.293}{29.10^{-3}}} = 343 \text{ m/s}$$

ANNEXE 3: Fréquence d'un son et amplitude de la vibration.

$$W = P.v \text{ et } P = Z.v \quad \text{donc} \quad \langle W \rangle = \frac{\langle P^2 \rangle}{Z}$$

où $\langle \rangle$ désigne la valeur moyenne sur une période.

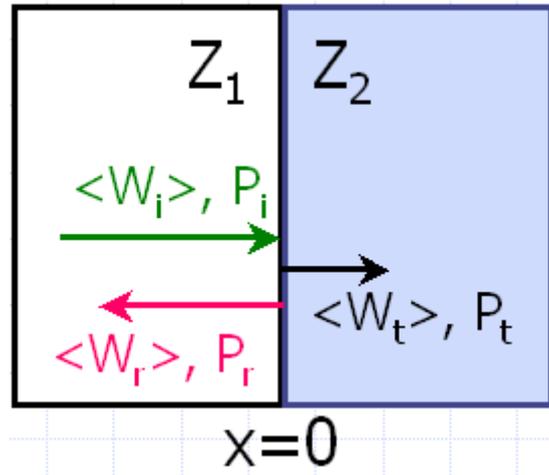
$$P = Z.a.\omega \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) + \frac{\pi}{2}\right] \Rightarrow \langle P^2 \rangle = \frac{(Z.a.\omega)^2}{T} \int_0^T \cos^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) + \frac{\pi}{2}\right].dt = \frac{(Z.a.\omega)^2}{T} \cdot \frac{T}{2}$$

$$\text{car } \cos^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] + \sin^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right] = 1 \Rightarrow \int_0^T \cos^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dt + \int_0^T \sin^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dt = \int_0^T 1.dt = T$$

$$\text{et } \int_0^T \cos^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dt = \int_0^T \sin^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dt \Rightarrow \int_0^T \cos^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dt + \int_0^T \sin^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dt = 2 \int_0^T \cos^2\left[\omega\left(t - \frac{x}{c}\right)\right].dt$$

$$\text{donc : } \langle P^2 \rangle = \frac{(Z.a.\omega)^2}{2} \Rightarrow \langle W \rangle = \frac{Z.a^2.\omega^2}{2} = (2.\pi^2.Z).a^2.f^2$$

ANNEXE 4 : Coefficient de réflexion à la traversée d'une interface



1°) Ecrivons la relation fondamentale de la dynamique : $P + P_r = P_i$ avec :

$$P_i = Z_1 \cdot a_i \cdot \omega \cdot \cos(\omega \cdot t)$$

$$P_r = -Z_1 \cdot a_r \cdot \omega \cdot \cos(\omega \cdot t)$$

$$P_t = Z_2 \cdot a_t \cdot \omega \cdot \cos(\omega \cdot t)$$

$$\text{donc : } Z_1 \cdot (a_i - a_r) = Z_2 \cdot a_t$$

2°) Ecrivons la continuité des vitesses normales à l'interface :

$$v_i + v_r = v_t \Rightarrow a_i + a_r = a_t$$

$$\text{On a donc : } Z_1 \cdot (a_i - a_r) = Z_2 \cdot (a_i + a_r)$$

$$\Rightarrow a_r = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \cdot a_i \Rightarrow \left| \frac{a_r}{a_i} \right| = \left| \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \right|$$

L'annexe 3 nous a montré que, pour un son pur, les puissances surfaciques moyennes sont proportionnelles à l'amplitude au carré a^2 . On a donc :

$$r = \frac{\langle W_r \rangle}{\langle W \rangle} = \frac{(Z_1 - Z_2)^2}{(Z_1 + Z_2)^2} \quad \text{et} \quad t = \frac{\langle W_t \rangle}{\langle W \rangle} = 1 - r = \frac{4 \cdot Z_1 \cdot Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2}$$