

3 - Le faisceau ultrasonore - la focalisation

F. Patat

3.1 - Le faisceau ultrasonore

GENERALITES

Remarque d'ordre terminologique et physique :

Il est naturel de parler de faisceau lumineux lorsqu'on observe la lumière émise par un projecteur ou un laser : l'énergie peut être aisément dirigée dans une direction choisie. C'est exceptionnellement le cas avec des ondes sonores, une sirène ou la voix humaine s'entendant dans toutes les directions. Comment s'explique cette différence de comportement ? Par le simple fait, nous le démontrerons dans ce paragraphe, que pour mettre une onde en faisceau il faut disposer de sources ou de réflecteurs de grande taille par rapport à la longueur d'onde λ . C'est facile pour la lumière où λ ne vaut que quelques fractions de micromètres, c'est beaucoup plus encombrant avec le son où λ vaut 77 cm à 440 Hz (la hauteur de la note la). Heureusement pour les échographistes, les longueurs d'onde ultrasonores étant infra-millimétriques, il est possible de construire des faisceaux pour peu que l'on dispose de sources de dimension centimétrique. Ceci attire une remarque de portée très générale : lorsqu'on parle d'une onde, l'échelle des longueurs selon laquelle on doit tout mesurer est précisément la longueur d'onde.

- **comment décrire un faisceau ultrasonore ?**

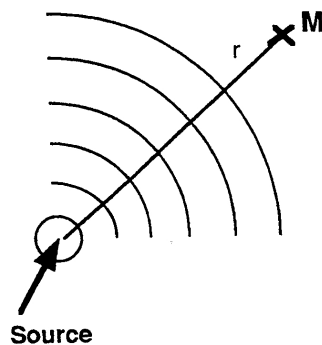
De manière idéale, on connaît un champ acoustique si l'on connaît la valeur de la pression $p(x, y, z, t)$ en tout point de coordonnées (x, y, z) et à l'instant t .

- **principe de réciprocité :**

Peut-on parler de diagramme de rayonnement pour un transducteur ou une sonde en réception ? Oui, au lieu de quantifier le champ émis, le diagramme de rayonnement indiquera cette fois la sensibilité vis-à-vis d'une source ponctuelle. Les systèmes piézo-électriques étant réciproques, les diagrammes de rayonnement à l'émission et à la réception sont les mêmes.

RAYONNEMENT D'UNE SOURCE PONCTUELLE :

Imaginons une toute petite sphère pulsante à la pulsation $\omega = 2\pi f$. On conçoit bien que l'onde émise a une symétrie sphérique et sera perçue par l'observateur situé en M à la distance r avec le retard $\tau = \frac{r}{c}$.



L'onde reçue en M aura l'allure temporelle suivante :

$$p(M) = A(r) \cos [2\pi f(t - \tau)] = A(r) \cos(\omega t - kr) \text{ avec } k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Avec l'accroissement de la distance r , l'énergie constante de l'onde se distribue sur une surface de plus en plus grande : $S=4\pi r^2$ l'intensité décroît en $1/r^2$ et donc l'amplitude en $1/r$. On peut finalement écrire :

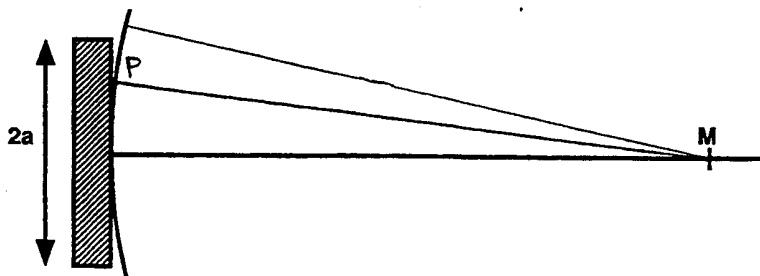
$$p(r) = \frac{K}{r} \cdot \cos(\omega t - kr) \text{ ou encore}$$

$$p(r) = \frac{K_e}{r} j(\omega t - kr)$$

RAYONNEMENT D'UNE SOURCE ETENDUE :

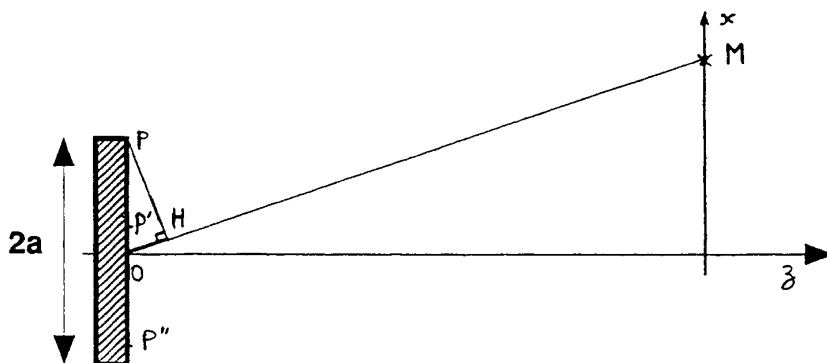
Les équations de propagation sont linéaires. Le champ ultrasonore créé par deux sources est la somme des champs de chaque source. Pour calculer le champ d'une source étendue, il suffit de diviser celle-ci en petits morceaux infiniment petits d'en faire la somme par une opération d'intégration. Ceci est basé sur le fait que l'on connaît le champ créé par chacun des petits morceaux. Il est très proche d'une fonction sphérique comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. Ces calculs de simulation de champ sont en général programmés sur des calculateurs, on peut cependant observer un cas simple qui nous montrera le comportement général d'une source définie par sa dimension latérale qu'on appelle ouverture.

Soit une source d'ouverture a vibrant en phase, on souhaite connaître le champ acoustique au point M situé loin de la source et défini par l'angle θ avec la normale.

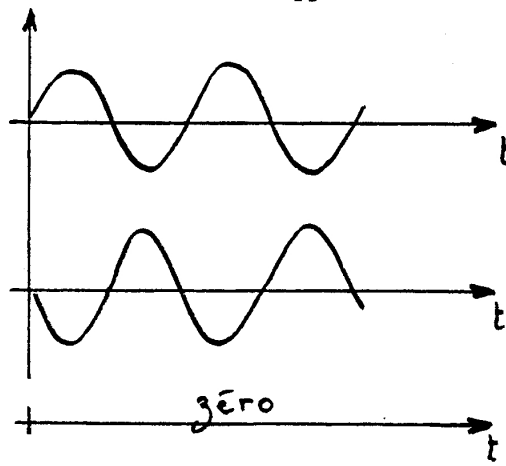


Lorsque M est sur l'axe, les contributions des différents points de la source arrivent quasiment en même temps puisque la distance PM varie peu en fonction de la position du point P : lorsque le point M est loin, la distance entre le cercle centré sur M et la source est faible.

Lorsque M s'écarte de l'axe la situation change car les écarts de distance augmentent, on peut arriver à la situation suivante :



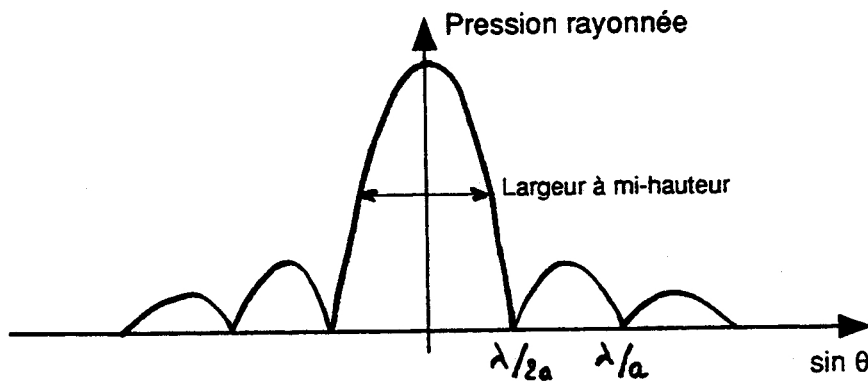
Si la différence de distance entre PM et OP représentée par OH sur le schéma ci-dessus vaut exactement $\lambda / 2$, les ondes issues de P et O arriveront en opposition de phase. On a une «interférence destructrice».



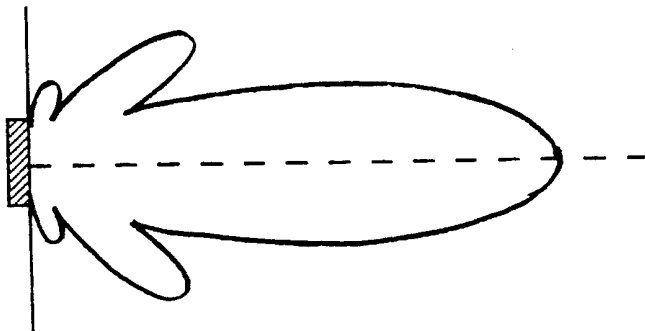
Ces deux contributions vont s'annuler. Il en sera de même pour toutes les paires de points de type P' P distants de a . Donc globalement le rayonnement à ce point M particulier sera nul.

La condition pour M est $\frac{OH}{2} = \frac{\lambda}{2} = a \sin \theta$ soit $\sin \theta = \frac{\lambda}{2a} = \frac{\text{longueur d'onde}}{\text{ouverture}}$

Un phénomène analogue se reproduira plusieurs fois lorsqu'on continue d'écarter M de l'axe Oz et on peut montrer que le diagramme de rayonnement en fonction $\sin \theta$, lorsque M est loin de la source, a la forme suivante :



Représenté en terme d'amplitude selon la direction cela donne le schéma suivant :



On constate immédiatement plusieurs choses importantes :

- La source possède une directivité matérialisée par la largeur du lobe principal.

La directivité angulaire appréciée à mi-hauteur du maximum vaut approximativement

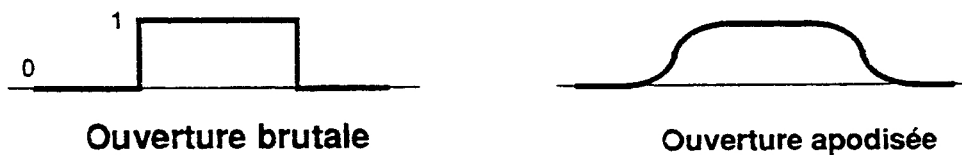
$\frac{\lambda}{2a}$, soit le rapport longueur d'onde sur ouverture. Autrement dit, le faisceau sera d'autant plus directif que $2a$ l'ouverture contiendra un grand nombre de longueur d'onde.

Ou encore :

- A une fréquence donnée, la directivité est meilleure avec une grande ouverture, i.e. une grande sonde.
- pour une taille de sonde donnée, on sera d'autant plus directif que la fréquence est élevée.

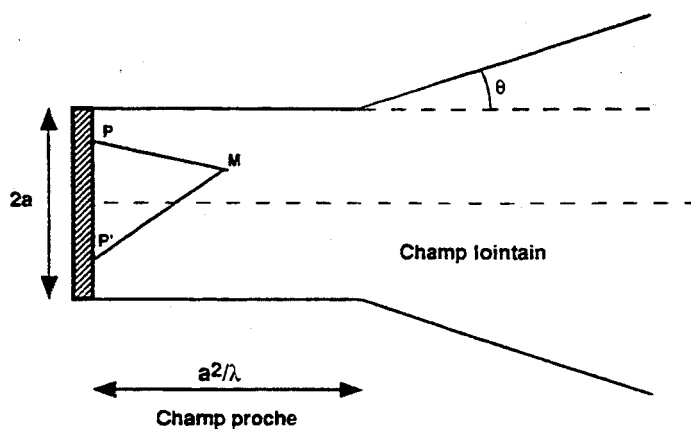
*Le faisceau est loin d'être parfait : il possède des lobes latéraux, c'est-à-dire qu'on croit regarder droit devant mais on peut aussi observer, avec une moindre amplitude les échos d'objets situés sur les côtés. Si ces objets sont particulièrement échogènes, on risque d'obtenir des fausses images ou artefacts très gênants en échographie.

- * on peut montrer que le diagramme de rayonnement est la transformée de Fourier de la fonction d'ouverture. Les lobes latéraux sont en fait une conséquence du caractère abrupt de la fonction d'ouverture qui crée des oscillations. On réduit, voire supprime, les lobes latéraux en lissant la fonction d'ouverture par une pondération de l'intensité émise. Cela s'appelle l'apodisation, le prix à payer est une légère perte de



directivité.

Rayonnement en champ proche



Lorsque le point M n'est pas très éloigné de la source, la situation se complique car les différences de trajet PM et $P'M$ vont être du même ordre que la longueur d'onde. Les interférences constructives ou destructives varient rapidement d'un point à l'autre et le champ est très hétérogène. Cette zone appelée champ proche a cependant les limites suivantes : c'est un cylindre dont la base est la source et donc la longueur vaut $\frac{A^2}{\lambda}$.

Au delà de cette valeur appelée limite du champ proche on retrouve le comportement régulier et divergent du champ lointain.

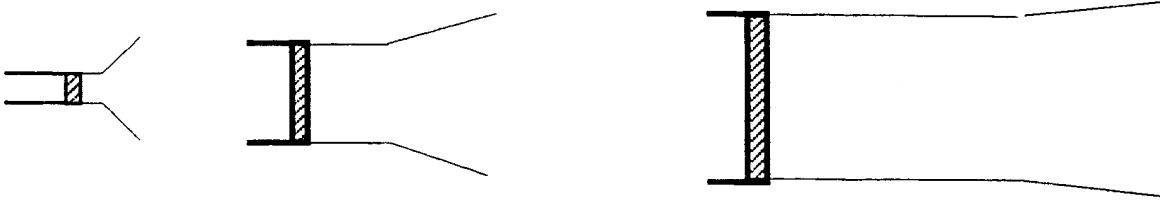
EN RESUME

Le rayonnement d'une source plane d'extension géométrique a peut se schématiser hardiment comme suit : une zone cylindrique de longueur $\frac{a}{2}$ s'appuyant sur l'ouverture, suivie d'une zone conique de divergence $\theta \approx \frac{\lambda}{a}$.

4λ

$2a$

A fréquence fixée, donc à λ fixé, un transducteur de taille croissante présentera les diagrammes suivants :

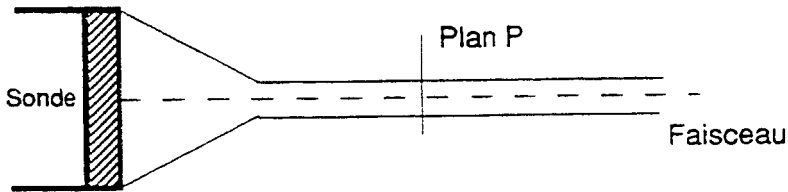


3.2 - la focalisation

NECESSITE ET PRINCIPE

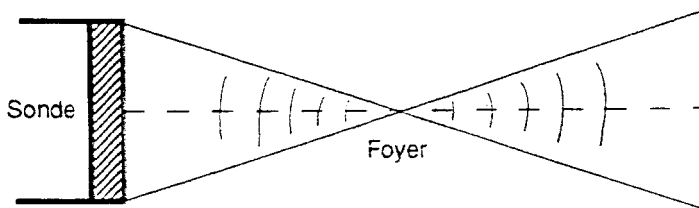
Nous savons qu'une source contenant suffisamment de longueurs d'onde est directive sur le plan angulaire. C'est toutefois loin d'être suffisant en échographie où l'on veut disposer d'un pinceau ultrasonore le plus fin possible afin de discriminer au mieux deux structures voisines (cf chapitre résolution spatiale et temporelle »).

La situation idéale serait la suivante :



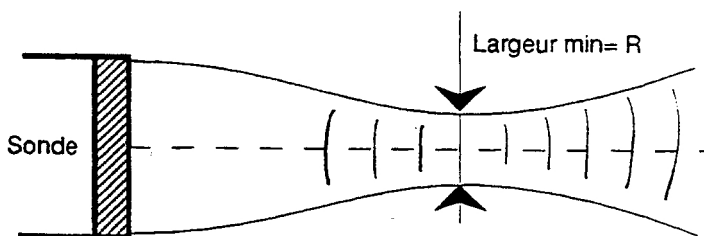
C'est physiquement impossible ; Si l'on coupe le faisceau au plan P, le champ peut être considéré comme une source secondaire pour la suite de la propagation et comme il est de petite taille le faisceau va diverger.

Focalisation conique idéale : on doit se replier sur un concept où le faisceau converge, devient localement quasi-ponctuel puis diverge. C'est la situation habituelle en optique.



Ce schéma nous livre le secret de la focalisation : pour que toute l'énergie se concentre en un point, il faut que tous les trajets soient en phase au foyer. Les fronts d'onde doivent donc avoir une forme sphérique. Cette configuration n'est toutefois pas encore totalement réaliste car elle ne tient pas compte des effets de diffraction et donc du rôle de l'ouverture.

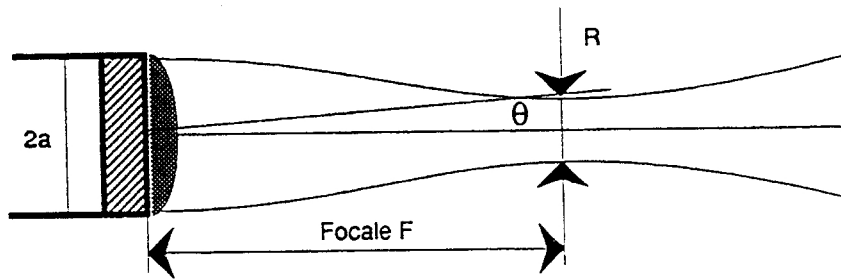
Focalisation pratique



Du fait de la taille limitée de la sonde, les effets de diffraction élargissent le faisceau par rapport au cône idéal. Nous allons voir maintenant comment se calcule la largeur minium du faisceau, obtenue au point focale, qui conditionne la résolution latérale d'un échographie.

Dimension de la tâche focale

Nous ferons l'économie de calculs complexes en admettant le résultat suivant : le diagramme de rayonnement d'une sonde focalisée au plan focal est le même que celui qu'on trouve à l'infini pour la même sonde non focalisée. On peut dès lors utiliser la valeur de l'angle de divergence calculé au chapitre précédent pour connaître le diamètre focal.



La largeur du faisceau à mi-hauteur vaut donc :

$$R - 2.F\theta = \frac{2F \cdot \lambda}{2a} = \lambda \frac{\text{focale}}{\text{ouverture}}$$

Exemple d'application numérique :

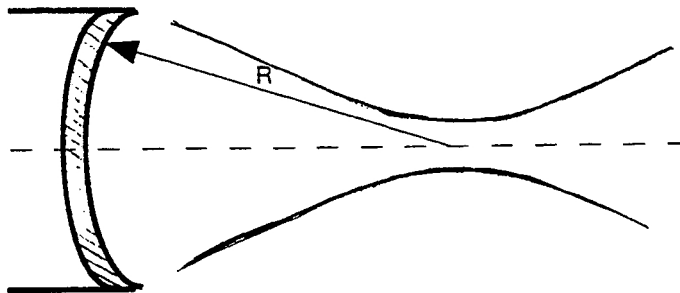
A 3,5 MHz, $\lambda = 0,43$ mm, avec une ouverture de 20mm, focalisée à 70 mm de la sonde, on obtient $R = 4,43 \times \frac{70}{20} = 1,5$ mm.

C'est bien l'ordre de grandeur des meilleures résolutions qu'on obtient avec une sonde de ce type.

Réalisation pratique de la focalisation

Nous avons vu que le principe de la focalisation est extrêmement simple : il faut créer un front d'onde sphérique concave. Trois types de solutions existent :

- **transducteur de forme sphérique**



L'onde créée par une sonde en forme de calotte concave de rayon R converge naturellement vers le centre de courbure. La distance focale F est donc voisine de R. En réalité, elle est légèrement plus courte à cause des phénomènes de diffraction.

Avantage : technologie particulièrement simple.

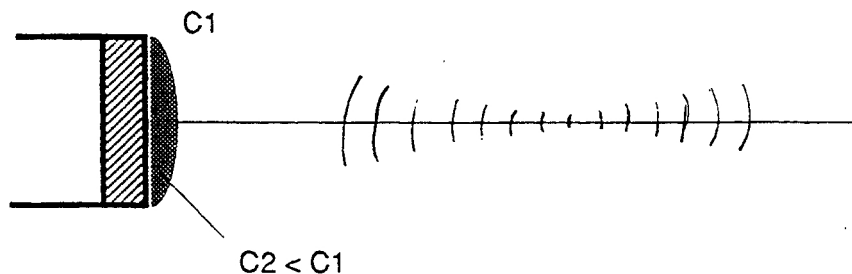
Inconvénients :

- la focale est fixe et ne peut être modifiée.

- le contact avec la peau est malaisé. Cette technologie était plutôt employée dans une poche à eau dans une sonde mécanique oscillante.

En pratique, cette technologie a été quasiment supplantée en échographie par les sondes à anneaux afin de disposer d'une focale variable. Par contre, elle reste intéressante pour les applications ultrasonores thérapeutiques (lithotriteurs ou développement de systèmes de chauffage tissulaire).

- **Utilisation d'une lentille acoustique**



Si l'on utilise une source ultrasonore plane, on peut rendre le front d'onde concave en ralentissant les ondes qui proviennent du centre de l'ouverture. Ceci est possible en interposant entre le milieu de propagation désirée (le patient, célérité C) et la source plane un milieu de célérité différente C_2 . Si C_2 est plus petite que C_1 et la lentille convexe (cf figure ci-dessus), la partie centrale du faisceau sera bien ralentie par rapport à la partie périphérique. On obtient le même résultat en utilisant une lentille concave et C_2 plus grande que C_1 .

Avantage :

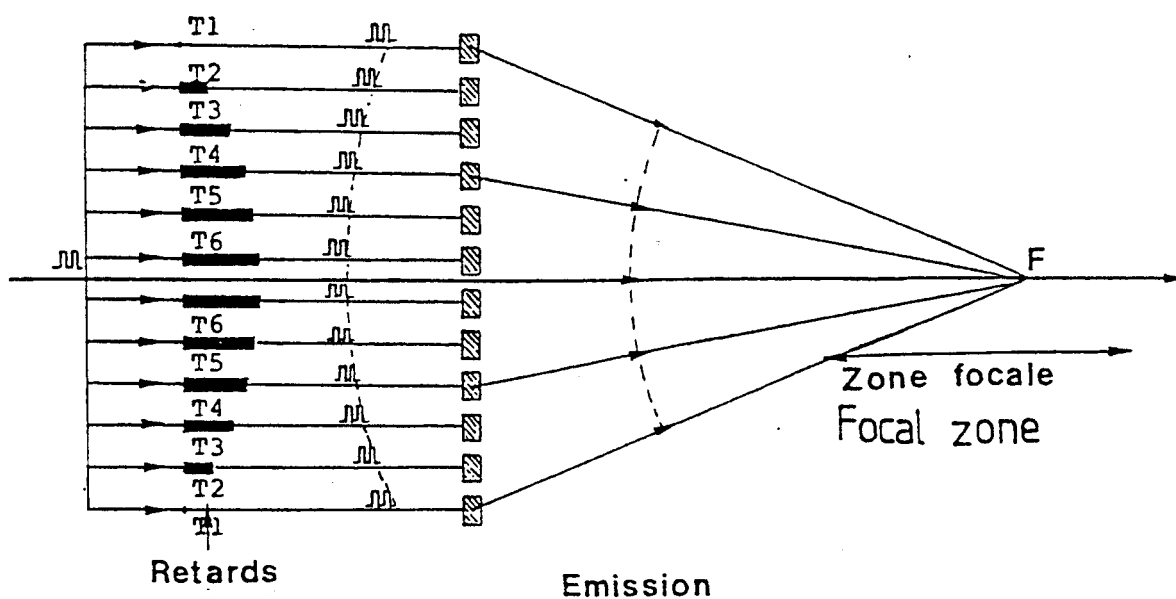
- technologie relativement simple.
- Cette technique peut être employée pour effectuer une focalisation dans une seule direction en utilisant une lentille cylindrique. C'est bien ainsi que l'on réduit l'épaisseur du plan azimuthal, le plan tomographique, pour les barrettes.

Inconvénients :

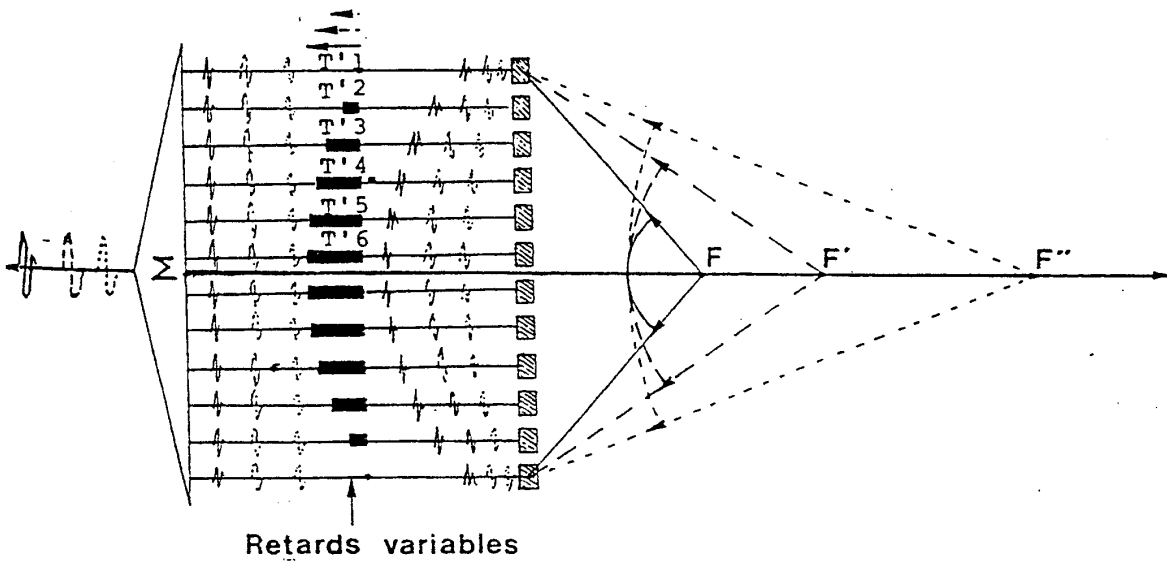
- la focale est fixe et ne peut être modifiée.
- le contact avec la peau est doux avec une forme convexe.

• Focalisation électronique

Puisque la focalisation consiste à retarder le centre du faisceau émis, pourquoi ne pas diviser la source acoustique en petits morceaux indépendants (les transducteurs) et à émettre avec ceux du centre un peu plus tard qu'avec ceux de la périphérie. C'est ce qui a été fait à partir des années 70 avec la naissance du concept de barrette de transducteurs. Comme on le voit sur le schéma ci après, la commande d'émission est retardée électroniquement par un jeu de retards symétrique T_1 à T_6 selon un loi donnant une géométrie sphérique au faisceau. Celui ci viendra alors naturellement converger vers le point F . On peut donc aisément changer la distance focale en changeant le jeu de retards par une simple commande électronique, et donc faire un premier tir à focale courte pour la partie proximale de l'image, puis un tir à focale plus longue pour la partie moyenne, et ainsi de suite. Evidemment plus on utilise de focales à l'émission plus on ralentit la cadence d'imagerie, mais avec trois à cinq focales on reste compatible avec les exigences du temps réel pur la plupart des applications.



En réception, on peut aussi appliquer le même principe et, recevant les échos sur chacun des transducteurs élémentaires, sommer ces signaux après leur avoir appliqué une loi de retard ad hoc pour obtenir l'écho final.



Pour les premiers échos provenant du champ proximal on utilisera une loi de regard focalisant au point F. Quelques microsecondes plus tard, lorsque les échos proviennent de la région autour du point F', on utilisera une loi de retard un peu moins focalisée convergeant précisément vers F' et ainsi de suite. On voit ainsi que les échos élémentaires arrivant sur chacun des transducteurs peuvent être en permanence remis en phase selon leur profondeur d'origine. C'est ce que l'on appelle la focalisation en poursuite d'échos ou encore focalisation dynamique. On effectue en quelque sorte une mise au point glissante au fur et à mesure que les échos reviennent des profondeurs croissantes des tissus explorés. Ceci peut donc se faire pour une ligne de tir sans perte de temps. Jusqu'à la fin des années 90, on utilisait pour cela des lignes à retard analogiques. Depuis, la plupart des échographes, en commençant par les modèles haut de gamme, ont été numérisés ; les différents signaux sont remis en phase au sein des processus de calcul rapide qui équipent ces machines. Le nombre de transducteurs élémentaires utilisés pour former une ouverture va de quelques uns pour la zone superficielle à 128 voire 256 pour les focales les plus grandes.

L'énorme avantage de la focalisation électronique est le gain en résolution latérale que l'on obtient en disposant de la bonne focale à chaque profondeur. Ceci avec une grande souplesse grâce aux commandes électroniques de ces opérations. L'inconvénient en est bien évidemment la complexité nécessaire aussi bien pour les sondes qu'au niveau de l'électronique.