

Université de Liège
Faculté des Sciences Appliquées

Acoustique des salles

**Etude numérique et expérimentale
de l'aspect temporel**

Travail de fin d'études présenté par
Benoit Beckers
en vue de l'obtention du grade
d'ingénieur civil électricien
(électronique physique)
Année académique 1991-1992

*Que Monsieur le Professeur J. Dendal,
directeur de ce travail,
Monsieur J.J. Embrechts,
qui le suivit,
Messieurs F. Spronck, F. Peters,
F. Bodson et G. de Mullewie,
membres du Jury,
soient ici remerciés.*

Avant-propos

L'objet premier de ce travail était de comparer des échogrammes relevés dans quelques salles à leurs équivalents calculés par le programme *salrev*, et d'en déduire les conditions d'application de la méthode des rayons sonores à l'étude de l'aspect temporel en acoustique des salles.

Il était donc prévu d'analyser chaque cas d'une double manière :

- à partir de mesures effectuées et traitées par le matériel dont dispose le service d'acoustique;
- à partir du programme *salrev*, après qu'il eût subi quelques modifications.

Les réponses impulsionnelles obtenues devaient alors être confrontées, et la possibilité de calculer ces réponses à l'aide d'un programme, c'est-à-dire *a priori*, discutée.

Or, dès le mois d'octobre, celui de septembre ayant été consacré à rassembler les premières références, la chaîne de mesures du service s'est avérée déficiente : il était impossible d'obtenir les valeurs des échantillons de l'échogramme.

Il a donc fallu en reconstituer une nouvelle à partir d'un matériel plus récent, ce qui s'est révélé assez difficile et surtout très long : une grande partie de l'année y a été consacrée.

Parallèlement, deux premières séries de mesures ont été menées, l'une dans une salle de cours, l'autre dans une salle réverbérante, mais sans que les résultats obtenus puissent être analysés immédiatement, et donc quelque peu à *l'aveuglette*.

Un autre travail a été réalisé, qui consistait à étudier le théâtre de la Place (Liège), et plus particulièrement le décor d'une pièce qui y fut montée en avril.

Malheureusement, si les représentations se sont très bien déroulées, l'étude du théâtre n'a, quant à elle, pas pu être menée très loin, pour cause d'inexistence de plans assez précis que pour permettre une bonne modélisation du lieu.

De toutes ces difficultés, il a résulté que l'étude du local de cours fut la seule à aboutir.

D'autre part, il faut souligner que l'aspect temporel est l'un des problèmes les plus délicats de l'acoustique des salles; il a donné lieu, ces dernières années, à un grand nombre de recherches, qui sont évoquées au second chapitre, et qui ont mené les acousticiens à définir de nouveaux paramètres objectifs; une part importante de ce travail a consisté à rendre possible l'évaluation de certains d'entre eux à partir des échogrammes mesurés et calculés.

Le troisième chapitre s'attache à l'étude du modèle géométrique; il était nécessaire d'évoquer toutes les méthodes numériques qui s'y rattachent, afin d'en déduire les qualités et les défauts du programme *salrev* ainsi que les possibilités de remédier à ces derniers, desquels une étude comportementale de *salrev* montre l'importance.

Le quatrième chapitre présente la nouvelle chaîne de mesures, le cinquième l'étude de la salle de cours et le sixième celle du théâtre de la Place (Liège).

Quant au premier, d'une écriture volontairement elliptique, il rappelle simplement les définitions et équations essentielles de l'acoustique ondulatoire, telles qu'elles sont décrites dans les manuels classiques.

L'exigence particulière que la considération du temps ne manque jamais, par quelque voie que l'on emprunte, d'imposer en tout ce qui se rapporte à la perception d'un phénomène conduit qui s'y essaye à embrasser un sujet toujours plus vaste que celui qu'il s'était accordé, et même trop vaste en fin de compte, de sorte qu'en cette fin c'est le temps qui le borne.

Introduction

En un joyeux désordre débattent, *magnifiquement*, compositeurs, metteurs en scène, architectes et tenants de la science des sons de la mise en oeuvre au théâtre ou en concert de textes et de musiques.

Sans présumer d'incompétence, aucun n'entend l'autre, à tel point que l'on a vu s'ériger des salles avant que l'étude acoustique en fût menée, que l'on construit trop cher de sorte que d'épiques représentations doivent venir achever le drame financier, que les chercheurs, enfin, ne sachant plus à quoi se borner, rêvent d'un retour à la sagesse antique ou s'abîment en de perplexes réflexions sur l'insondable psychologie par laquelle est mené le son de l'oreille au cerveau.

Etude du rapport entre la salle et la scène, des conditions sonores du jeu, de ce qui doit être perçu.

Si l'on entend par bruit ce qui déplaît à l'ouïe, alors sont bruits pour la plupart les oeuvres les plus récentes.

Aussi, qu'attendre de qui ne connaît que sa matière, et pourquoi s'étonner que soient dénigrés des travaux simples et utiles au profit de constructions souvent aussi clinquantes qu'inadéquates?

Manquent des salles modestes et habiles, alors que les édiles se targuent d'enceintes polyvalentes, tant ils sont loin de distinguer, en apparence, entre musique, théâtre, athlétisme et conférences.

Que l'on convienne avec l'auteur qu'ici l'esthétique mène l'affaire et qu'on lui concède ainsi de laisser poindre des considérations qui, bien qu'elles puissent sembler étrangères à son domaine, relèvent de l'histoire des salles et de leur fin, savoir ce au perfectionnement de quoi toute étude physique doit tendre, et cela selon l'idée même, tout élémentaire fût-elle, qu'un son ne vaut que par la raison pour laquelle on doit l'entendre.

1. De l'acoustique ondulatoire

1.1. Description des ondes sonores

L'objet de l'acoustique est le son; comment il naît, comment il se propage et comment il est perçu.



Les ondes sonores ont pour cause une vibration mécanique qui se transmet aux particules d'un milieu matériel, de sorte que des zones successives de surpression et de dépression sont créées.

Dans l'air, ces alternances s'éloignent de la source à une vitesse c , proche de trois cent quarante mètres par seconde, et selon un mode longitudinal.

En tout point de l'espace est définie une vitesse acoustique $\vec{v}(t)$, qui est celle des oscillations subies par les particules du milieu au passage d'une onde sonore.

Dans un gaz, sa direction est celle de la propagation de l'onde, puisque le mouvement n'y est aucunement transversal.

Est définie de même une pression acoustique $p(t)$, qui a pour valeur la différence entre celle de la pression instantanée au point considéré et celle de la pression P_0 , dite "statique", qui y règnerait en l'absence de toute vibration sonore.

Les lois de l'acoustique linéaire sont en vigueur lorsque l'onde induit de faibles perturbations sur un milieu homogène, isotherme et au repos.

Soient les trois grandeurs résultantes :

$$\left[\begin{array}{l} P(t) = P_0 + p(t), \quad \text{où } P_0 \text{ doit être constante,} \\ \vec{V}(t) = \vec{V}_0 + \vec{v}(t), \quad \text{où } \vec{V}_0 \text{ doit être nulle,} \\ R(t) = \rho_0 + \rho(t), \quad \text{où la densité } \rho_0 \text{ doit être constante.} \end{array} \right.$$

Les valeurs de $p(t)$ entraînant audition d'un son varient entre $2 \cdot 10^{-5}$ Pa et 20 Pa environ, ce qui est négligeable par rapport à la pression atmosphérique (~ 101325 Pa).

En revanche, l'acoustique linéaire ne sera plus d'application en présence d'un vent ou d'un gradient de température.

Si les conditions précédentes sont respectées, les équations propres aux milieux continus (conservation de la matière et de la quantité de mouvement, continuité de l'entropie) permettent d'établir l'équation de propagation suivante⁶² :

$$\nabla^2 p(t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(t)}{\partial t^2} \quad (1)$$

$p(t)$ et $\vec{v}(t)$ étant liés par la loi de la quantité de mouvement, cette équation hyperbolique suffit à décrire le phénomène sonore.

Celui-ci n'implique pas transfert de matière, mais seulement d'énergie.

Est alors introduite une intensité acoustique $\vec{i}(t)$, dont le module est relatif au flux d'énergie traversant une surface normale à la direction de propagation, et dont la direction est égale à celle de la propagation :

$$\vec{i}(t) = p(t) \vec{v}(t) \quad (2)$$



En général, à grande distance, voix et instruments sont assimilés à des sources ponctuelles émettant de manière uniforme dans toutes les directions d'un milieu isotrope.

Ils sont ainsi dotés d'un rayonnement sphérique, semblable à celui qui émanerait d'une sphère pulsante.

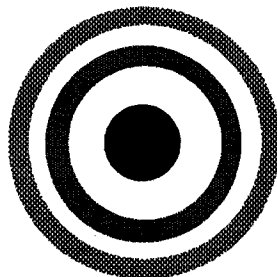


Figure 1 : émission sphérique

Toutefois, le corps du musicien fait écran, ce qui infirme cette hypothèse aux hautes fréquences.

En effet, des phénomènes de diffraction apparaissent lorsque la longueur d'onde du son émis devient grande par rapport aux dimensions de la source, c'est-à-dire aux basses fréquences.

Le son peut alors "contourner" l'obstacle et l'omnidirectionnalité est restituée, tandis que l'écran joue son rôle aux fréquences élevées.

Ainsi, un sifflement est beaucoup plus dirigé qu'un son de violoncelle.

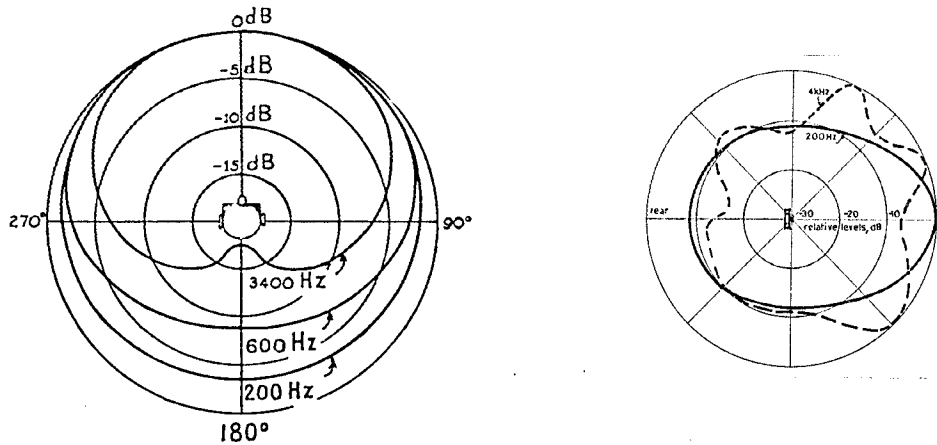


Figure 2 : courbes de directivité d'un chanteur⁵⁶ et d'un violon⁵⁷

Pour une émission sphérique, pression, vitesse et déplacement de l'onde sont fonctions de la seule variable spatiale r et du temps t .

$$\vec{v}(t) = v_r(t) \vec{e}_r ; \quad \vec{i}(t) = i_r(t) \vec{e}_r$$

La recherche de solutions harmoniques, dont l'intérêt est justifié par la théorie de Fourier, permet de ramener l'équation (1) à une équation de Helmholtz et de résoudre cette dernière.

Une onde progressive induit en un point r une pression

$$p(r, t) = \frac{A}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (3)$$

et une vitesse purement radiale

$$v_r(r, t) = \frac{1}{\rho_0 c} \left(1 - \frac{j}{kr} \right) p(r, t) \quad (4)$$

Les grandeurs physiques correspondant à ces solutions complexes s'obtiennent en en prenant, par convention, la partie réelle. Ainsi, $i_r(t) = \text{Re}(p) \text{Re}(v_r)$.

L'intensité moyenne est alors introduite :

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T i(t) dt = \frac{|A|^2}{2 r^2 \rho_0^2} \quad (5)$$

De même, la pression efficace est définie par

$$p_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T p^2(t) dt \quad (6)$$

Une relation, fondamentale pour ce qui va suivre, lie ces deux dernières grandeurs. Elle s'applique aux ondes progressives, tant sphériques que planes ou cylindriques.

$$I = \frac{P_{eff}^2}{\rho_0 c} \quad (7)$$

Aux réserves évoquées près, une description précise est ainsi faite de la manière dont un front d'onde se déploie en champ libre dans un milieu isotrope et pour une émission sphérique.

A la décroissance en $\frac{1}{r^2}$ de l'intensité avec la distance, il faut ajouter une certaine atténuation due au passage dans l'air.

Lorsqu'un tel front atteint un obstacle, plusieurs phénomènes peuvent advenir.

. Une partie du son se transmet au travers ou à l'intérieur de l'obstacle, une autre se dissipe en chaleur.

Il en résulte un certain affaiblissement du son réfléchi par rapport à l'incident.

Absorption : $\alpha = \frac{\text{énergie réfléchie}}{\text{énergie incidente}}$.

. Si l'obstacle est une paroi parfaitement plane et de grandes dimensions, l'onde qui l'atteint s'y réfléchit de manière spéculaire, puisque la composante normale de la vitesse acoustique doit s'annuler à cette paroi.

. Si les dimensions de l'obstacle sont comparables ou inférieures aux longueurs d'onde, une diffraction intervient. Ce phénomène fut mis en évidence par Grimaldi, puis expliqué par Fresnel d'après le principe de Huygens. Il est propre à toute sorte d'onde, mais revêt une importance particulière en acoustique, où les fréquences sont telles que les objets les plus communs, les ouvertures et entrebâillements usuels, les moindres ornements et chacune des discontinuités de l'enceinte peuvent être causes de diffraction.

. L'imperfection d'un mur provoque une certaine diffusion : plusieurs directions sont possibles pour l'onde réfléchie, et leur distribution suit des lois statistiques.

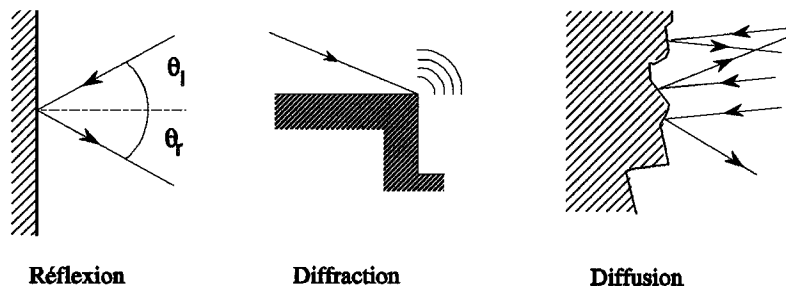


Figure 3

Par suite des réflexions, plusieurs fronts d'onde existent simultanément dans l'enceinte.

S'ils sont asynchrones, leurs contributions énergétiques s'ajoutent scalairement en un point :

$$P_{eff}^2 = P_{1\ eff}^2 + P_{2\ eff}^2$$

En revanche, s'ils sont synchrones, il y a interférence :

$$P_{eff}^2 = P_{1\ eff}^2 + P_{2\ eff}^2 + 2 P_{1\ eff} P_{2\ eff} \cos [k (r_1 - r_2)].$$

La façon dont le champ sonore s'établit dans une salle est illustré par la figure suivante.

En obtenir une description précise est malaisé, et ce pour trois raisons.

1. L'équation de propagation (1) est hyperbolique, elle est donc difficile à résoudre. Il n'y a pas de méthode analytique qui s'applique à une enceinte quelconque.

Quant aux méthodes numériques, celles qui s'attachent à la résolution directe de l'équation d'onde (1) imposent une discrétisation spatiale, qui doit être assez fine que pour se placer dans le respect du théorème de Shannon : deux points par longueur d'onde.

Le nombre de points de discrétisation atteint rapidement une valeur trop grande que pour être exploitée³⁴.

Ainsi, pour une salle cubique de dix mètres de côté, une fréquence de 340 Hz ($\lambda = 1$ m) impose 8000 points, une de 3400 Hz ($\lambda = 10$ cm) en induit huit millions, et il en faut un milliard à 17000 Hz ($\lambda = 2$ cm).

2. Les conditions aux limites sont en général mal connues. Quand bien même une bonne description serait obtenue des différents matériaux, leur agencement, la façon dont ils sont fixés et la géométrie du lieu transforment leurs propriétés.

3. La généralisation à l'émission d'un son quelconque de la solution à l'équation (1) pour une excitation sinusoïdale accroît fortement l'importance des calculs.

Pour ces raisons, il n'existe pas, à l'heure présente, de méthodes numériques permettant de décrire avec rigueur l'ensemble des phénomènes physiques engendrés par l'émission d'un son dans une salle quelconque.

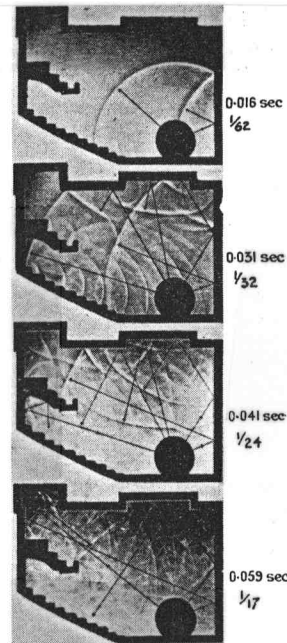


Figure 4 : déploiement d'ultrasons dans un modèle réduit³³

Reste à étudier la perception du son.

Nombre d'auteurs y décèlent la difficulté majeure de l'acoustique : comment définir le rapport entre les grandeurs physiques, précises et mesurables, et les qualités subjectives que les musiciens et auditeurs accordent aux salles ?

Deux résultats purement physiologiques permettent de caractériser l'audition plus avant :

1. La courbe de Wegel.

D'une série d'expériences menées sur un échantillon représentatif de la population, Wegel a tiré deux courbes qui délimitent le domaine de l'audition.

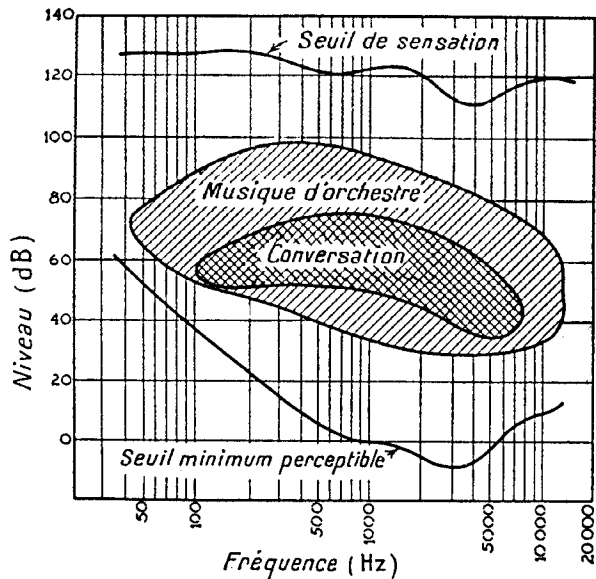


Figure 5 : courbe de Wegel complétée⁵⁶

2. Le fait que l'oreille perçoit les intensités selon des proportions quasiment logarithmiques.

Ceci conduit à définir un niveau sonore L_p , qui s'exprime en décibels

$$L_p = 20 \log \frac{P_{eff}}{P_0} \tag{8}$$

où $P_0 = 2 \cdot 10^{-5} Pa$: c'est le seuil d'audibilité à 1000Hz, relevé sur la courbe de Wegel.

Le seuil de souffrance est atteint pour $L_p = 120 dB$.

Le niveau de puissance d'une source est défini par :

$$L_w = 10 \log \frac{W}{10^{-12}} \tag{9}$$

Il induit le niveau d'intensité :

$$L_I = 10 \log \frac{I}{10^{-12}} \tag{10}$$

avec, pour une émission sphérique :

$$I = \frac{W}{4\pi r^2} \tag{11}$$

à une distance r de la source.

D'après la relation (7), L_I et L_p sont équivalents en un point si $\rho_0 c = 400 M.K.S.$

Pour une émission sphérique,

$$\begin{aligned} L_p &= L_w + 10 \log \frac{\rho_0 c}{400} - 10 \log r^2 - 11 \\ &= L_w - 20 \log r - 11 \end{aligned} \tag{12}$$

Ainsi, du seul fait de la divergence, le niveau sonore décroît de 6 dB par doublement de distance.

Le tableau suivant donne une idée des niveaux de puissance que peuvent atteindre différents instruments :

	W (watts)	L_w (dB)
voix de femme	0.002	93
voix d' homme	0.004	96
clarinette	0.05	107
violon	0.16	112
orchestre	10 → 70	130 → 138

Doubler la puissance d'un instrument revient à accroître son niveau d'émission L_w de 3 dB.

1.2. Phénomènes relevant de la nature ondulatoire du son

Entre un son émis dans une enceinte et le même son lorsqu'il est perçu existent de fortes modifications. Celles-ci sont bénéfiques lorsqu'elles renforcent ou "colorent" le son.

Ainsi, la plupart des musiques (d'église, de concert, de chambre) requièrent une certaine résonance, sans quoi elles paraissent assourdies, sèches et mornes.

D'autres distorsions sont néfastes, lorsqu'elles renforcent des fréquences aux dépens d'autres ou nuisent à l'uniformité du champ sonore.

Afin d'analyser une salle avec rigueur, il faut la considérer comme un oscillateur amorti, qui possède des fréquences propres, dues aux conditions limites qu'imposent les parois à l'onde décrite par son équation hyperbolique.

Forcé par l'excitation de la source, le système répond selon ses innombrables degrés de liberté.

Durant la croissance ou la décroissance du son, d'autres fréquences apparaissent que celles émises; elles interfèrent et provoquent des battements, puis s'éteignent avec l'absorption.

Une résolution analytique est possible dans les cas simples. Elle met en évidence l'existence de modes propres axiaux (à une dimension), tangentiels (à 2D) et quelconques (à 3D).

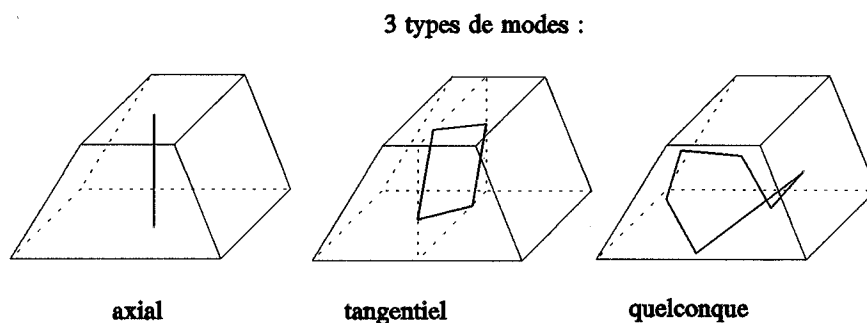


Figure 6

Pour une salle parallélépipédique, leurs fréquences sont données par la formule suivante⁵⁹ :

$$f = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{p}{L} \right)^2 + \left(\frac{q}{W} \right)^2 + \left(\frac{r}{H} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \text{ Hz} \quad (13)$$

où L, W, H sont les dimensions de la salle et p, q, r des entiers naturels.

Ces modes privilégient l'établissement du son à certaines hauteurs.

Ainsi, il arrive souvent dans les églises que l'une des notes de l'orgue semble mieux soutenue que ses voisines, et ceci parce qu'elle correspond à la fréquence d'un mode propre isolé qui s'en trouve sollicité.

Ce phénomène advient surtout pour les sons graves, car les modes propres sont de plus en plus

proches lorsque la fréquence augmente (formule 13), jusques à devenir indiscernables.

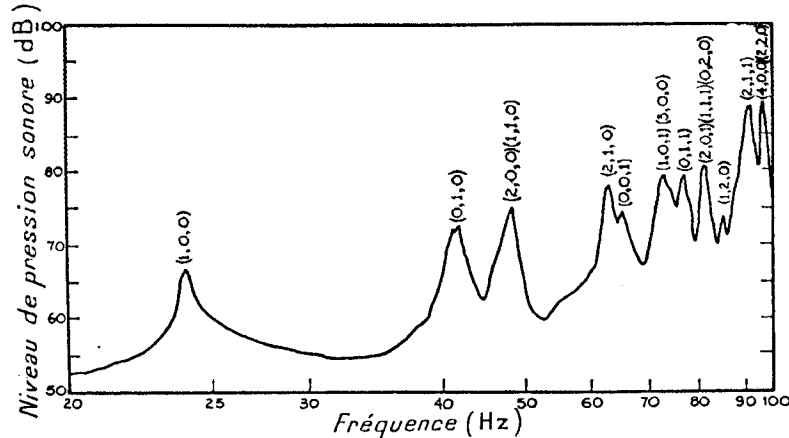


Figure 7 : niveau sonore dans un coin d'une salle en fonction de la fréquence du son émis⁵⁹

Les modes propres ont aussi une influence spatiale : ils modifient la courbe de décroissance du son avec la distance et provoquent l'apparition de points "sourds" alternant avec des points où le son est renforcé.

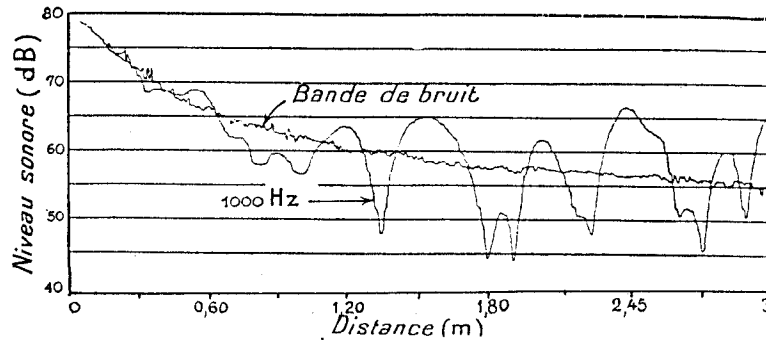


Figure 8 : niveau sonore dans une salle en fonction de la distance à la source⁵⁹

En présence de résonances importantes, la qualité d'audition du son peut varier fortement de siège en siège.

Afin d'éviter ces graves distorsions, il faut se garder de laisser nues de grandes parois planes et parallèles, tels les murs latéraux des salles rectangulaires. Les rideaux et les résonateurs de Helmholtz sont un moyen efficace de réduire les modes propres.

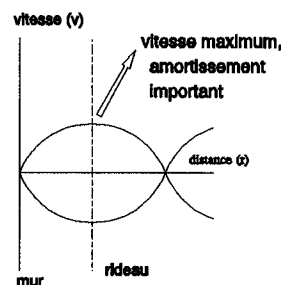
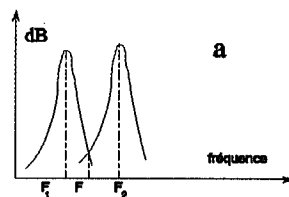


Figure 9 : effet d'un rideau

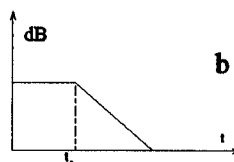
Malheureusement, les méthodes numériques d'essence géométrique, qui seules permettent jusqu'à présent l'étude acoustique des salles complexes, ne tiennent pas compte de l'existence des modes propres. Aussi leur emploi n'est-il justifié que lorsque l'influence de ces derniers est négligeable.

Les conditions du respect de cette hypothèse s'observent clairement sur la courbe d'extinction du son. Celle-ci subit l'influence des modes propres de la façon suivante :

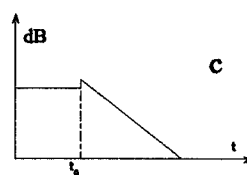
. Soient deux modes propres de fréquences propres F_1 et F_2 dont les spectres s'enjambent en F (figure a).



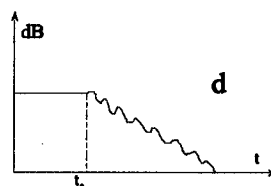
. Si de l'énergie est fournie à la fréquence F_1 une décroissance exponentielle est observée dès l'extinction de la source (figure b).



. Si la fréquence est proche de F_1 , l'énergie s'accumule d'abord à la fréquence propre, puis décroît linéairement (figure c).



. Si l'énergie est émise à la fréquence F , elle s'accumule dans les deux modes. Un phénomène de battement, de fréquence $\frac{F_2 - F_1}{2}$ autour de la fréquence $\frac{F_2 + F_1}{2}$ est alors observé (figure d).



Les modes propres sont moins influents aux fréquences élevées, où leur proximité rend la courbe d'extinction plus uniforme.

Figure 10 : effets des modes propre⁶³

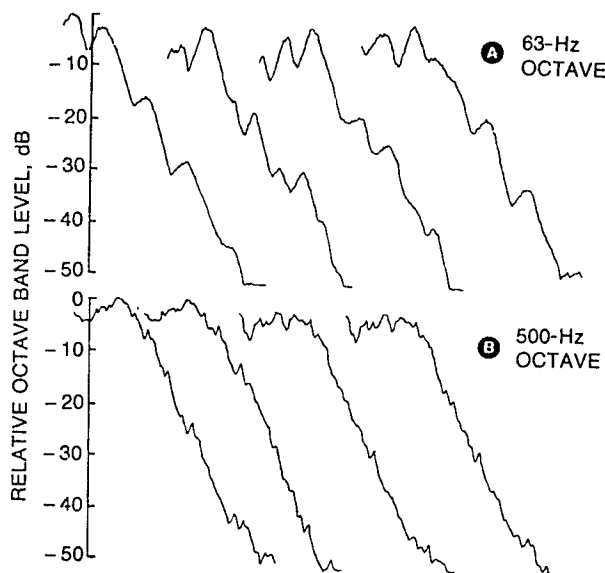


Figure 11 : choix de la bande d'octave⁵¹

De plus, une analyse par bandes d'octave réduit encore leur importance, puisqu'ils n'agissent qu'à des fréquences précises.

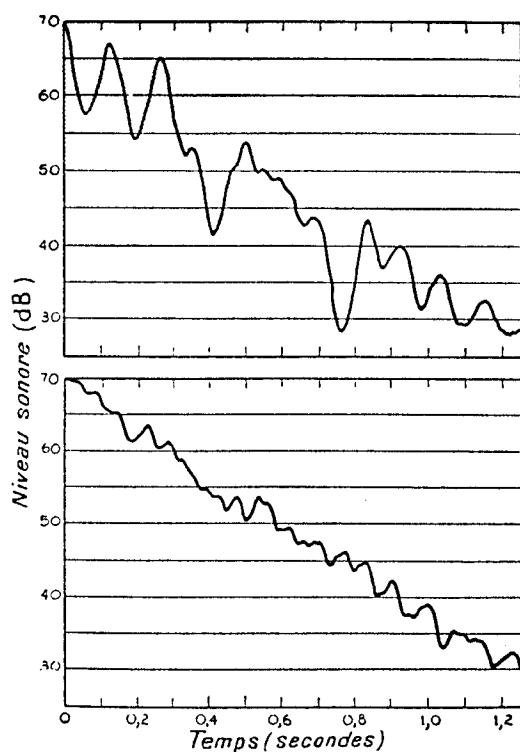


Figure 12 : largeur de la bande⁵⁹ (étroite au-dessus, plus large en-dessous)

Si ces conditions sont respectées, le modèle géométrique est d'application (voir chapitre 3), et les méthodes numériques qui s'y rattachent donnent de bonnes descriptions.

Une telle étude d'une salle suffit en général lorsque celle-ci est destinée à la seule parole.

Pour la musique, il faut en plus considérer, par une étude qualitative, les phénomènes ondulatoires qui pourraient créer des distorsions néfastes dans les graves.

2. Histoire des salles et de leur acoustique

2.1. Prémices et méthodes graphiques

L'objectif de ce paragraphe est d'introduire à la notion de "rayon sonore" et de montrer, en un bref développement, qu'entre tout ce qui relève de l'architecture, le paramètre essentiel est, quant à l'acoustique d'une salle, celui qui décrit l'incidence du son sur l'auditeur.

La première méthode établie pour étudier de façon générale le comportement des ondes sonores dans une pièce fut la représentation graphique des chemins empruntés par les sons, par l'usage de flèches directionnelles analogues aux tracés que suivraient des rayons lumineux soumis au seul principe de la réflexion spéculaire.

Athanase Kircher (1602-1680) publia en 1650 son "Musurgia Universalis", première oeuvre abordant l'acoustique architecturale depuis les travaux des auteurs antiques. Ses diagrammes lui permettaient d'expliquer les réflexions et focalisations qui ont lieu dans une enceinte quelconque.

Afin d'illustrer la façon dont une méthode géométrique permet de décrire l'acoustique d'une salle, il est utile de revenir aux théâtres grecs et romains tels que les décrit Vitruve en son V^{ème} livre d'architecture, car ils sont de loin les plus simples à analyser.

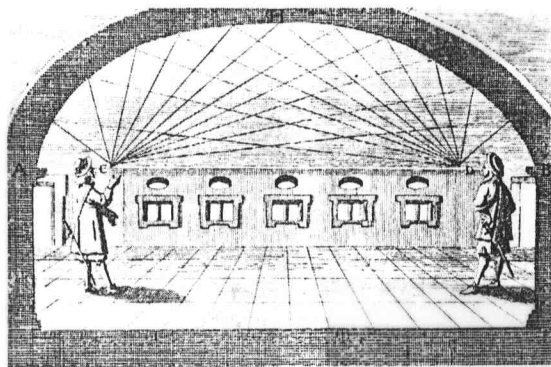


Figure 1 : focalisation par une voûte elliptique⁵² (illustration extraite de *Phonurgia Nova* d'A. Kircher, 1673).

2.1.1. Théâtres antiques

Ceux de ces théâtres qui ont demeuré sont élevés en pierre, de sorte que l'absorption y est soit unitaire (ciel), soit quasiment nulle (édifice).

Les gradins s'inscrivent en un demi tronc de cône et cette disposition permet une répartition uniforme dans le plan horizontal, comme le montrent les plans établis à partir des leçons de Vitruve⁶¹ (figure 8).

Aussi, tout le problème se reporte-t-il sur la coupe en élévation.

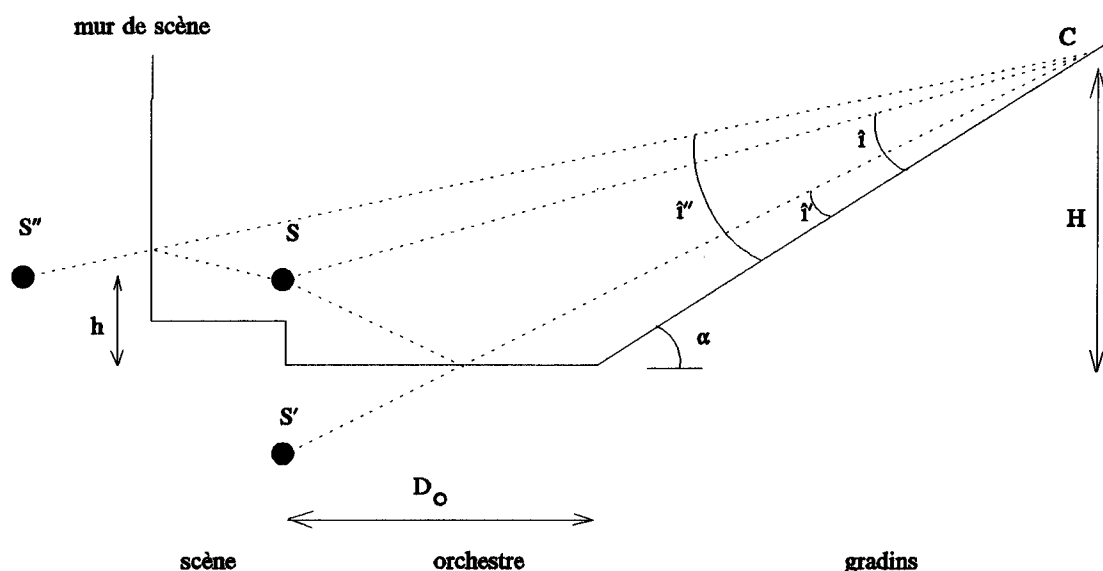


Figure 2 : son direct, réflexions sur l'orchestre et le mur de scène

Le premier son à parvenir à l'auditeur est le direct, après un temps $t = \frac{|SC|}{c}$.



Figure 3 : son direct⁵⁹

Il y parvient atténué, du fait de la divergence sphérique (décroissance comme le carré de la distance), de l'absorption de l'air et de celle du public. Cette dernière dépend de l'angle d'incidence \hat{i} : plus celui-ci est faible (rayons rasants), plus le son s'éteint sur les auditeurs précédents, le public étant très absorbant.

Une réflexion sur l'orchestre parvient ensuite, après $t = \frac{|S'C|}{c}$. La différence de marche étant peu importante, les deux signaux vont s'ajouter :



Figure 4 : réflexion sur l'orchestre³⁹

Il en sera de même pour la réflexion sur le mur de scène, après $t = \frac{|S''C|}{c}$, qui de plus possède un angle d'incidence beaucoup plus important, de sorte que le son sera bien moins absorbé par le public.

Dans un travail très précis⁵⁰, F. Canac a décrit le théâtre antique, jusqu'à établir des relations canoniques qui le caractérisent. Ces équations rapportent aux mesures géométriques de l'édifice les valeurs des angles d'incidence associés au son direct et à chacune des réflexions importantes. Ainsi, pour la réflexion sur l'orchestre :

$$\frac{D_0 - h \cotg \alpha}{\sin \hat{i}'} = \frac{D_0 + H \cotg \alpha}{\cos (\alpha - \hat{i}' \sin \alpha)} \quad (1)$$

L'angle \hat{i} est une grandeur fondamentale quant à l'audition d'un écho, sa valeur doit être supérieure à 4-5° pour que la réflexion soit bien perçue.

Il n'est pas de ce propos de distinguer la part de l'empirisme de celle de la connaissance de règles dans la construction de ces théâtres; Canac montre, toutefois, que la perfection en était exemplaire. Le respect des proportions jouait, chez les architectes, un grand rôle. Ainsi, Polyclète le jeune, élève de Pythagore, fit construire les gradins d'Epidaure de sorte qu'ils se séparent en deux inclinaisons selon le nombre d'or : 33 gradins avant la diazoma, 21 ensuite. Cette diazoma, couloir circulaire, a pour effet de relever la valeur de \hat{i} : esthétique et acoustique y gagnent de pair.

Vitruve et Plutarque témoignent de la grande préciosité des interprètes, qui se tournaient parfois vers le mur de scène pour changer le timbre de leurs voix, et des architectes, qui faisaient installer de grandes urnes en bronze entre les sièges ou près de la scène, accordées en quintes et quarts, afin de colorer le son.

Les surfaces qui eussent pu créer des échos défavorables, car trop lointains et donc perceptibles en tant que tels, étaient extrêmement ornés.

Un écho franc (ou "lointain") est un écho qui parvient à l'oreille longtemps après le son direct. Il nuit à la compréhension de la parole, car une syllabe ainsi retardée chevauche celle qui la suit.

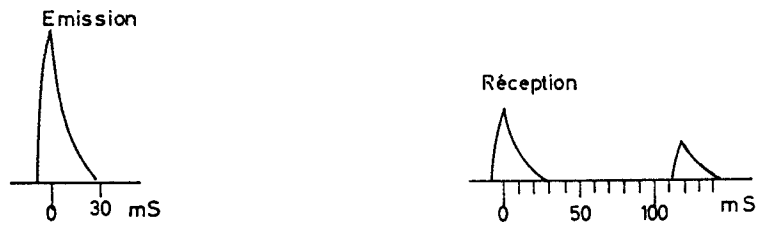


Figure 5 : écho franc⁵⁹

Afin d'éviter ces inconvénients, les architectes faisaient disposer sur les parois en cause un grand nombre de statues (comme sur le haut du mur de scène au théâtre d'Orange) ou d'autres décorations (niches dans le muret du pulpitum, sculptures, colonnes, etc.).

Ainsi le son, après réflexion, part-il dans toutes les directions et, diffusé de la sorte, perd de sa localisation dans le temps et l'espace.

L'écho est réduit, sans que l'énergie soit entièrement perdue : elle ne confère plus au son qu'une impression de soutien, elle devient réverbération.

Il faut ajouter l'influence d'un gradient de température non nul ou de l'existence d'un vent, ce qui a pour effet de courber les rayons.

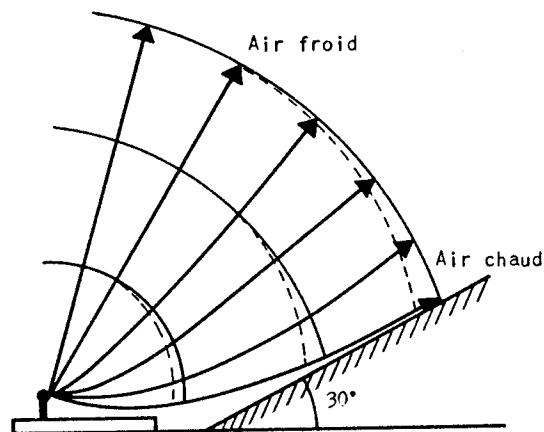


Figure 6 : influence de la température⁵⁰

2.1.2. Focalisations

La méthode de Kircher permet aussi d'expliquer les effets de focalisation dus aux surfaces courbes possédant des foyers.

Si le foyer d'une coupole (ou de toute autre paroi concave) appartient à la salle, les rayons réfléchis sur la surface incurvée s'y rejoignent et divergent de celui-ci comme d'une source secondaire: un écho franc se forme.

C'est une contrainte pour l'architecte que d'éviter de telles courbes (cfr Albert Hall⁵²) où du moins de faire en sorte que le foyer soit rejeté hors de la salle; en pratique, il est conseillé de rendre le rayon de courbure supérieur d'au moins deux fois à la mesure concernée de l'enceinte.

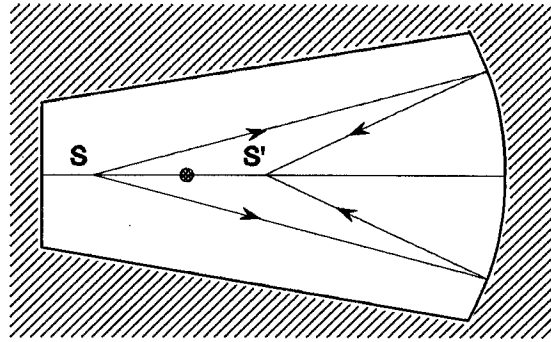


Figure 7 : focalisation due à la courbure du mur arrière

2.1.3. Evolution des théâtres

René Allio classe les théâtres en trois catégories⁵ :

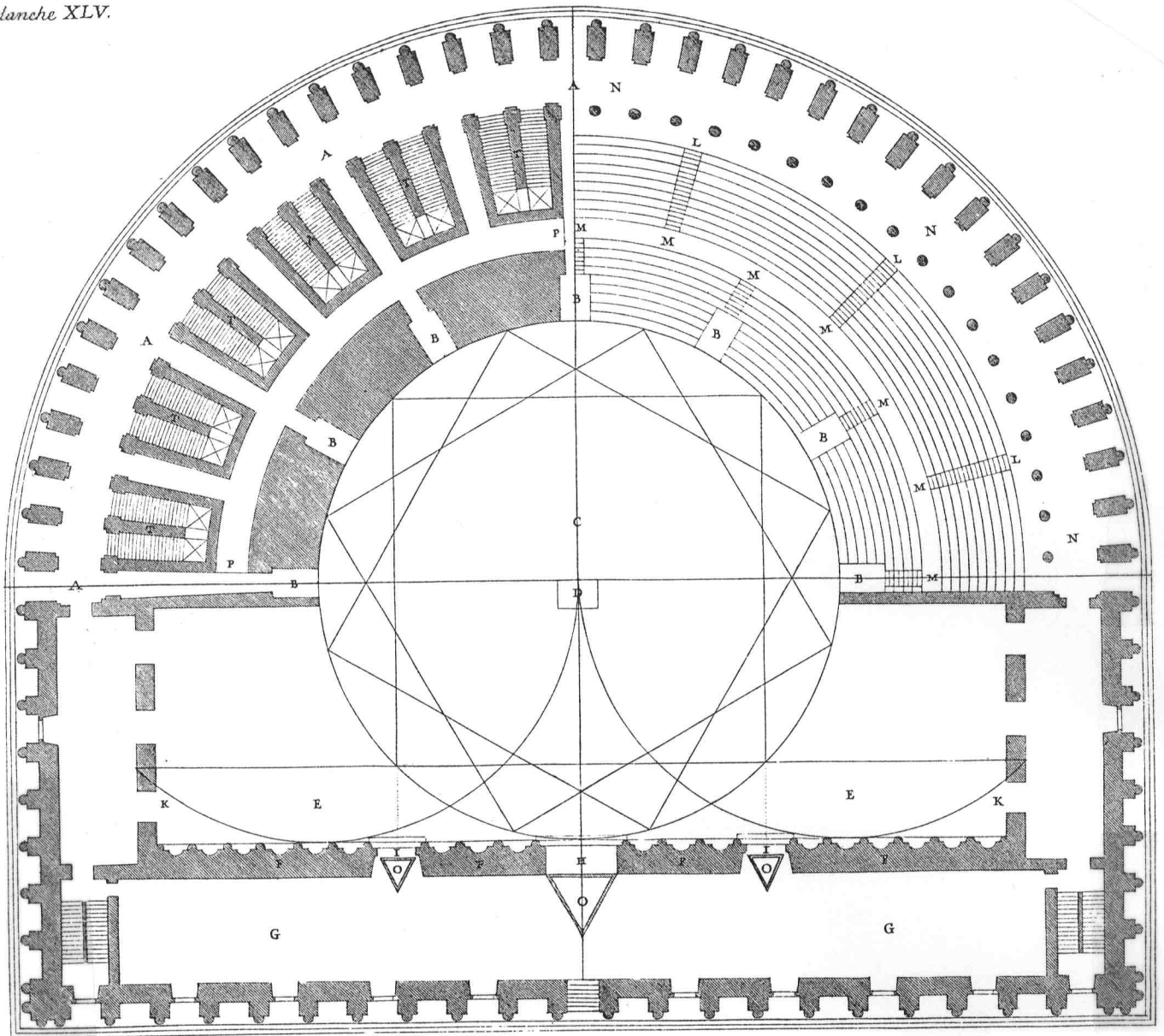
- Le théâtre à l'italienne : la scène est ailleurs, bien séparée du public : c'est l'étranglement du cadre de scène, toujours en vigueur dans la plupart des théâtres modernes à cause de l'obligation du rideau de fer, d'où le plan en "fer à cheval" (figure 9). Cette tendance a donné lieu à hiérarchie entre les spectateurs (loges, parterres et balcons, prix et qualités inégaux).
- Le théâtre à l'élisabéthaine : scène et salle partagent le même toit, les deux lieux s'interpénètrent.
- Le théâtre en rond : le public entoure la scène.

En musique, c'est la tendance *égalitaire*, défendue, entre autres, par les utopistes français (Boullée, Ledoux) qui a donné lieu au plus de recherche : que tous entendent et voient pareil.

Ainsi, les esquisses de Vinci, où les travaux de J.S. Russel (1808-1882), qui relève enfin Vitruve, en imaginant sa courbe "isoacoustique" d'inclinaison des gradins, pensée de sorte que l'angle de "vue" acoustique soit pareil pour tous les spectateurs (figure 10).

A l'aube du XX^{ème} siècle, ces méthodes graphiques, qui s'amélioreront en précision avec l'utilisation, bientôt, de modèles réduits, se heurtent à une seconde école, celle de l'américain C. Sabine.

C'est là une conception globale et statistique de la salle qui naît, autour de l'unique concept de "réverbération".



EXPLICATION DE LA PLANCHE XLV.

Cette Planche est le Plan du Theatre des Grecs. *AA*, est le Portique qui est autour du Theatre par embas en dehors. *BB*, sont les Passages pour entrer dans l'Orchestre *CD*. *D*, est la Tribune où les Chœurs venoient reciter. *EE*, est le Proscenium ou Pulpitum, sur lequel les Acteurs entroient pour jouer. *FF*, est la face de la Scene. *GG*, est le Postscenium, que nous appellons le derriere du Theatre. *H*, est la grande porte Royale. *KK*, sont les portes des retours. *II*, sont les portes des Etrangers. *LM*, sont les chemins montans qui sont entre les Amas de degrez d'enhaut. *NN*, est le Portique d'enhaut. *OO*, sont les Machines tournantes qui font le changement des Scenes. *PP*, est le Portique ou passage qui tourne sous les degrez du Theatre. *TT*, sont les escaliers qui sont sous les degrez du Theatre, & qui servent à monter au Portique d'enhaut.

Figure 8 : coupe horizontale du théâtre des grecs⁶¹

Zz

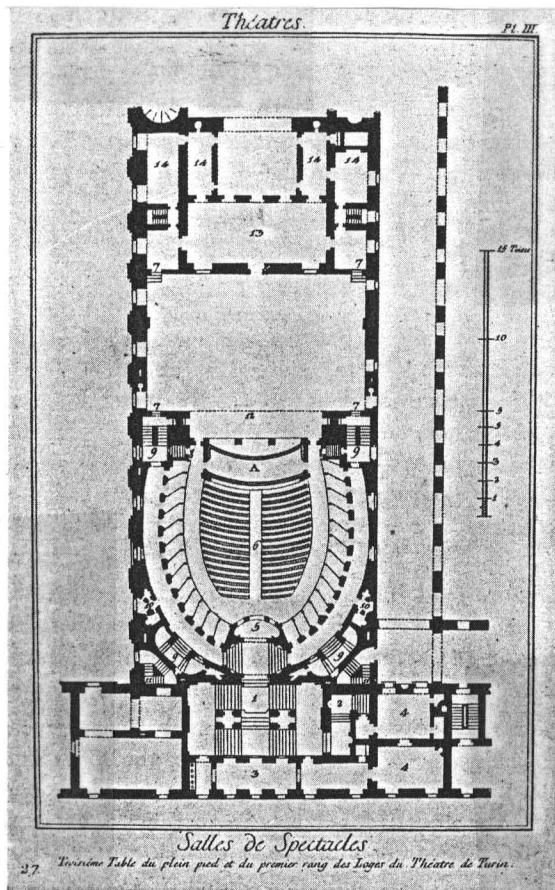


Figure 9 : le vieux théâtre de Turin²³ (de la Grande Encyclopédie de d'Alembert)

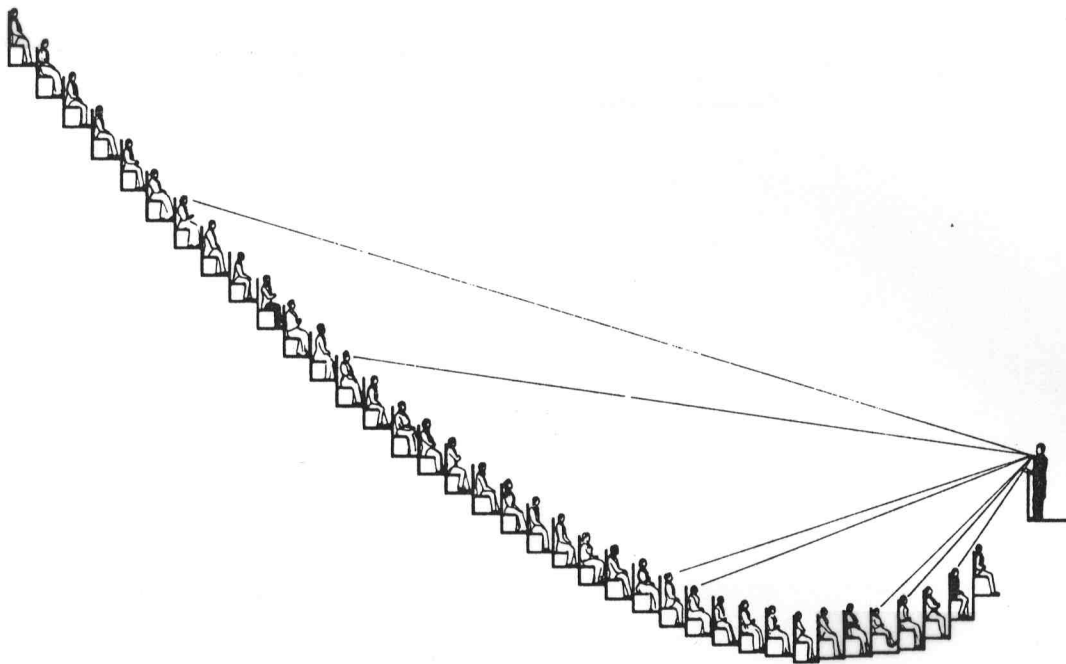


Figure 10 : la courbe isoacoustique de J.S. Russel⁵²

2.2. Le temps de réverbération

Enclose, une onde revêt une traîne d'échos. Les réflexions se suivent et forment la réverbération, qui confère au son sa *couleur*, empreinte en retrait des proportions de l'édifice.

Cette architecture sonore, image de celle que Dieu établit dans l'ordre de l'esprit, les penseurs et théologiens du Moyen Age la veulent voir transparaître en cette autre image, visuelle, que restitue la cathédrale gothique.

Dans l'église, la sculpture est miroir de la nature, de la science, de la morale et de l'histoire.

La lumière révèle Dieu et le son se construit selon l'harmonie des sphères célestes décrites par Boèce (480-524).

L'intervalle initial du plein-chant, quarte ou quinte entonnée en monodie, résonne tout un : les sons se chevauchent et créent d'eux-même, par nature, l'accord parfait auquel l'oreille tend.

En 1129, Suger fait construire à Saint-Denis une église, microcosme au sein de l'univers, archétype des édifices futurs, à laquelle il confère des dimensions conformes aux proportions musicales pythagoriciennes.

A Notre-Dame de Paris, pour laquelle Pérotin compose, il se passe près de huit secondes avant que le son ne s'éteigne.

Dufay écrit pour l'inauguration du dôme de Florence une pièce construite sur les dimensions de la cathédrale. Gabrieli dispose ses cuivres dans les nefs latérales de Saint-Marc afin de jouer de l'espace.

Cette musique résonnante se distingue de celles de chambre (Ars nova italienne, baroque) et de plein air (théâtre) quant aux temps de réverbération requis. Ainsi, Purcell, Bach et les suivants devront tenir compte dans leur écriture du lieu où l'oeuvre sera jouée.

Avec l'époque romantique, les compositions symphoniques requerront d'autres dispositions spatiales. La relation établie entre compositeurs et architectes culminera avec Wagner, qui fera construire une salle spécifique à sa musique, à Bayreuth, avec une fosse d'orchestre d'où le son sourd comme de la forge des Niebelungen.

Ces considérations ont mené les constructeurs à une conception plus globale de la salle que celle qui émane de la théorie des échos. Etudiant la courbe d'extinction du son, ils en sont venus, avec Sabine, à définir le temps de réverbération, comme celui après lequel l'intensité du son a décru de 60 dB après coupure, c'est-à-dire s'est réduite au millionième de sa valeur initiale.

Pour le théâtre, où le discours doit être clair et compris, sont préférés des lieux où la réverbération est courte, mais sans que le son ne décroisse trop tôt, afin que les consonnes soient soutenues et les voyelles détachées. La plupart des théâtres et cours à ciel ouvert satisfont pleinement à ces critères.

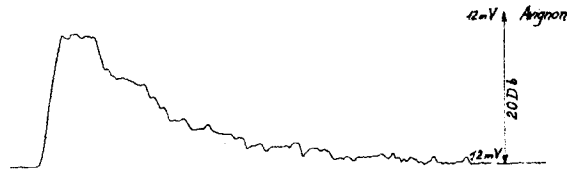


Figure 11 : extinction du son dans la cour carrée du palais des papes en Avignon³

Pour la musique, le temps de réverbération requis dépend de l'oeuvre à jouer.

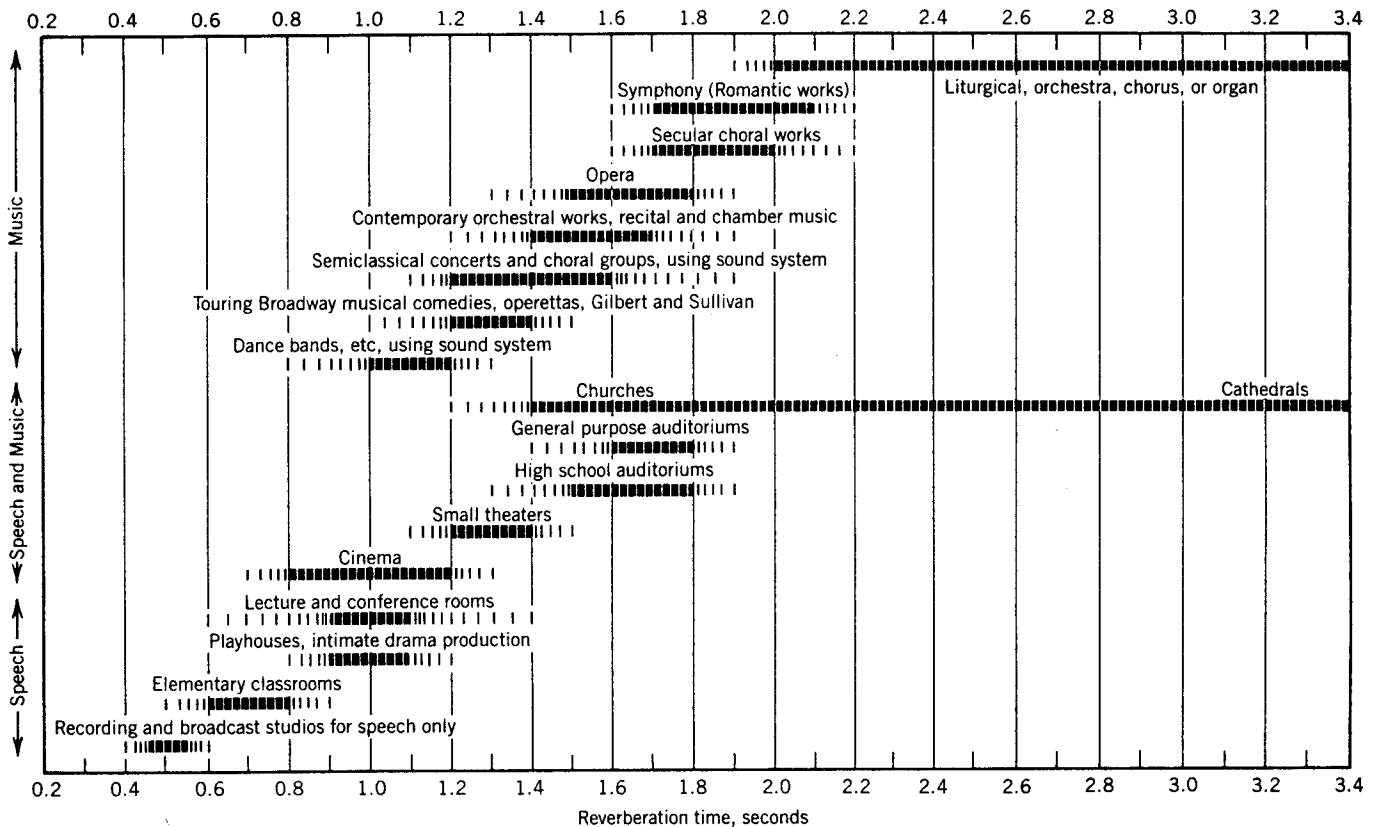


Figure 12 : T_R requis par différentes sortes de musiques⁴⁶

En 1898, Clément Sabine établit la formule fondamentale qui porte son nom:

$$T_R = 0.161 \frac{V}{\bar{\alpha} S} \quad (2)$$

où V est le volume de la salle, S sa surface et $\bar{\alpha}$ le coefficient moyen d'absorption.

Elle repose sur les conditions suivantes : densité d'énergie uniforme, directions de propagations équiprobables (champ diffus); interférences et diffractions sont négligées. Cette loi statistique ne tient compte ni de la géométrie de la salle, ni de la disposition des surfaces absorbantes.

De même la formule d'Eyring, quant à elle basée sur la notion de libre parcours moyen :

$$T_R = \frac{0.161 V}{-S \ln (1 - \bar{\alpha})} \quad (3)$$

Elle souffre des mêmes contraintes et imperfections que celle de Sabine (ainsi $\bar{\alpha}$ doit-il être inférieur à 0.7).

Afin d'ajuster ces formules aux résultats mesurés, nombreux furent ceux qui s'essayèrent à les transformer.

Dans une recherche bibliographique de 1973, R. Condamines¹⁹ a recensé plus de quatre-vingts articles traitant de la question.

Il en a conclu que, bien que le temps de réverbération soit le plus utilisé des critères de l'acoustique des salles, il n'est guère représentatif des conditions sonores réelles. Même mesuré avec exactitude, il ne peut tenir compte de quantité d'effets importants (spatialité, coloration par les premiers échos, ...) et, de plus, il varie peu de siège en siège, alors même que les sons perçus paraissent différents.

Cependant, la simplicité de la formule de Sabine et l'inexistence d'un meilleur paramètre aussi commode d'emploi lui ont permis de conserver un caractère universel et de demeurer un critère de bon aloi pour comparer des salles différentes, ou définir des coefficients d'absorption.

2.3. La loi de Haas

En 1950, H.Haas¹ publie les premiers résultats expérimentaux concernant un problème à la résolution duquel les moyens électroacoustiques de l'époque permettent enfin de s'attacher.

Jusques à quand, et avec quelle intensité maximale, un écho renforce-t-il le son direct sans lui nuire, c'est-à-dire sans qu'il s'en puisse distinguer à l'écoute ?

Ses conclusions sont les suivantes :

- Jusques à trente millisecondes de retard, un écho, si son intensité n'excède celle du son direct de plus de dix dB, n'est pas perceptible en tant que tel et renforce agréablement le son, sans nuire à l'intelligibilité.
- Ce délai critique de trente millisecondes peut être doublé si l'écho est de cinq dB plus faible que le son direct.

Il en résulte une courbe, qui donne la qualité - bénéfique ou néfaste - d'un écho en fonction de son intensité et de son temps d'arrivée.

Cependant, cette courbe dépend du temps de réverbération régnant dans une salle et prend une forme différente chez d'autres auteurs².

A partir des courbes de la figure 9 peut être montrée la chose suivante : soit un local où le son décroît selon une courbe classique en $\frac{1}{t^2}$. Celle-ci se situe bien en dessous de celle de Haas, d'où il ressort que des moyens électroacoustiques peuvent toujours être employés pour renforcer le son sans nuire à la compréhension du discours^{7,47}.

A partir de Haas, certains auteurs ont voulu ainsi départager, dans une suite d'échos, telle qu'elle se présente en salle, entre la partie utile et la partie néfaste de la réverbération⁶.

Cependant, la loi de Haas n'y suffit pas, car elle n'est établie que pour un écho unique.

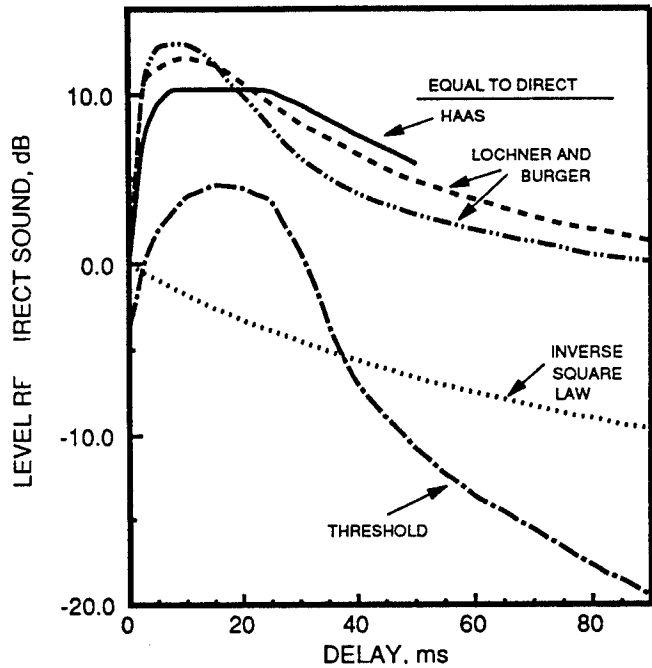


Figure 13 : effet Haas⁴⁷

Comment l'oreille intègre-t-elle ?

En effet, si la suite des échos est comparée à la courbe de Haas, il n'est pas dit que des échos proches qui demeurent sous cette courbe ne nuisent pas : il se peut qu'il faille les additionner, ce qui peut hausser leur importance conjointe de trois dB et dépasser alors la courbe.

Le critère de Haas devrait être répété pour chacun des échos par rapport à tous les autres, afin de savoir comment intégrer.

De plus, ce critère est défini pour l'intelligibilité, c'est-à-dire pour la compréhension de la parole, et il ne s'applique pas à la musique.

Celle-ci admet souvent des recouvrements entre ses "syllabes", et parfois les nécessite, pour ne pas paraître sourde.

Aussi a-t-il fallu en venir à l'étude de l'échogramme lui-même, c'est-à-dire de la réponse impulsionnelle, pour parvenir à déterminer la qualité d'une salle de concert.

2.4. Réponse impulsionnelle

En toute généralité, une salle, en tant que système oscillant, peut être décrite par une multitude de réponses impulsionnelles dont chacune se rapporte à un couple de points correspondant à l'excitation et à la réception^{7,58}.

En pratique, toutefois, ces points sont confinés à quelques lieux caractéristiques de la scène pour la source et de l'auditoire pour le récepteur.

L'impulsion est produite par un pistolet, un arc électrique ou un appareil électroacoustique.

L'échogramme qui en résulte peut être analysé comme suit : le premier pic représente le son direct, et les suivants les échos.

La partie initiale manifeste nettement une suite discrète et irrégulière d'impulsions réfléchies, dont l'amplitude décroît, mais seulement en moyenne, à partir de l'excitation.

Toujours en moyenne, les intervalles entre deux pics tendent à se réduire, jusqu'à ce que l'ensemble paraisse continu; c'est la seconde partie de l'échogramme, relative au phénomène de "réverbération".

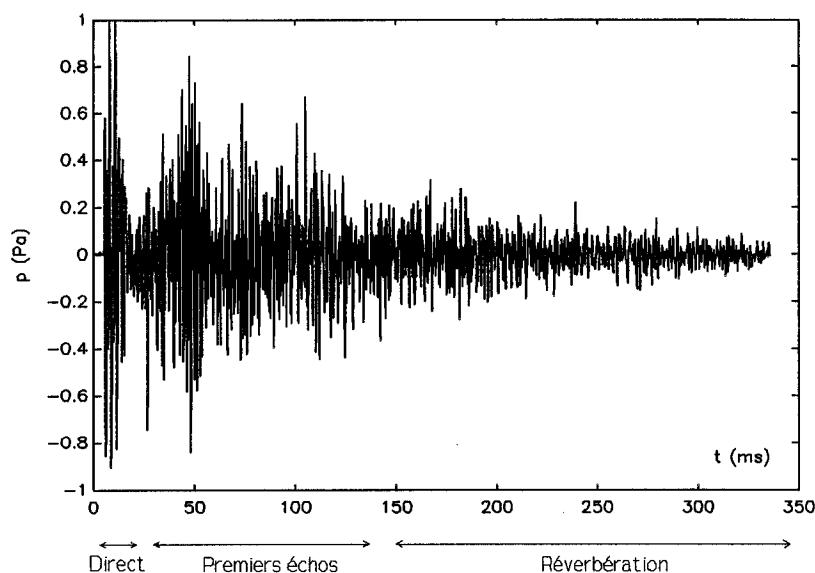


Figure 14

La courbe doit donc prendre l'allure d'un sapin; elle se présente comme une série aléatoire d'impulsions, dont la succession est régie par deux lois statistiques : décroissance en moyenne des intensités des pics et réduction en moyenne des intervalles qui les séparent.

Une analyse directe de ces échogrammes est malaisée.

En certains cas, d'un pic isolé, par référence à la loi de Haas, la présence d'un écho audible peut être déduite. La mesure de son temps d'arrivée permet d'en déterminer la cause géométrique - paroi ou élément de décor - et l'écho peut être, si nécessaire, amoindri par disposition d'absorbant³⁶.

Cependant, le critère de Haas n'est pas en lui-même assez substantiel que pour que l'ensemble des qualités d'une salle s'en puisse déduire.

Aussi, la réponse impulsionnelle doit-elle être résumée en des grandeurs plus simples, aptes à préciser non tant la présence d'un défaut franc, qui se pressent à l'aide du seul bon sens, que l'ensemble des caractères signifiants dont elle témoigne.

L'entendement des musiciens est plus sensible, en effet, à des concepts déduits, tels ceux de "clarté" ou d'"impression spatiale" qu'aux indiscernables errances de la courbe impulsionnelle.

C'est à tort, semble-t-il, que certains relèvent l'impossibilité d'allier l'objectif de la physique au subjectif de la perception.

Ce qu'il faut, c'est simplement définir un nombre restreint de paramètres, à l'ensemble desquels aucun aspect du phénomène n'échappe, puis, par l'usage, les grandeurs seront à même d'assumer la position d'un moyen terme entre le vrai du phénomène et le non moins vrai de la perception musicale. Furduey⁷ et Preizer^{8,9} ont, parmi les premiers, tenté la chose.

De la constatation que, d'une part, les conditions d'audition sont principalement locales et que, d'autre part, le temps de réverbération n'est pas, en tant qu'évalué sur l'ensemble de la salle, assez précis, ils en sont venus à proposer, comme critère de qualité acoustique, le temps d'arrivée de p% des réflexions d'un niveau supérieur à (- N dB) par rapport au signal direct.

Les valeurs p et N doivent être ajustées de manière à ce que le paramètre résultant Δt (p, N) soit à la fois local et non trop sensible, afin qu'il acquière des valeurs différentes aux différents lieux de la salle sans trop varier lorsque les conditions de la perception sont pratiquement indiscernables.

C'est là un principe fondamental, qui a mené dans ce cas au choix suivant : p = 90%, N = 10.

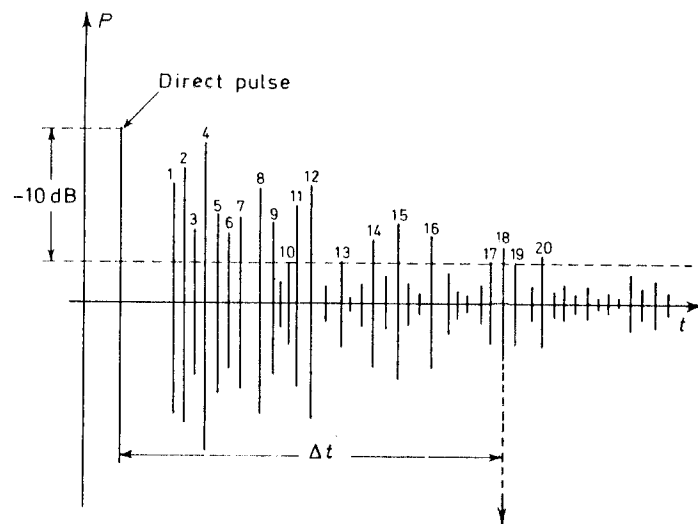


Figure 15 : critère de Furduey et Preizer¹³

90% of all reflections stronger than -10dB

Par la suite, et sur le même principe, d'autres critères ont été définis qui forment l'ensemble des "paramètres contemporains".

2.5. Paramètres contemporains

2.5.1. Clarté

Nombreux sont les critères qui mettent en balance les qualités antagonistes de "clarté" du son et de "réverbération"⁴⁷.

Si l'énergie réfléchie parvient à l'auditeur très rapidement après celle du son direct, la musique paraît claire, distincte, et le discours est intelligible.

En revanche, les échos lointains font se chevaucher les sons, augmentent la réverbération et sont préjudiciables à la compréhension de la parole, voire de la musique.

Aussi, nombre de paramètres se présentent-ils sous la forme d'un rapport entre les énergies "précoce" et "tardive".

• Le premier d'entre eux, celui que Thiele a introduit sous le nom de "Deutlichkeit" (clarté, définition), est ainsi défini :

$$D = \frac{\int_0^{50} p^2(t) dt}{\int_0^{\infty} p^2(t) dt} = \frac{E_0^{50}}{E_0^{\infty}} \quad (4)$$

où E_0^{50} est l'énergie intégrée sur les cinquante premières millisecondes.

Plus l'énergie "précoce" l'emporte sur celle de la queue de l'échogramme, plus la clarté est élevée.

• A l'inverse, le critère de Schultz, the "Running liveness", s'attache à l'importance d'une certaine résonance, sans quoi le son paraît morne et la salle sourde,

$$R = 10 \log \left(\frac{\int_0^{\infty} p^2(t) dt}{\int_0^{50} p^2(t) dt} \right) = 10 \log \left(\frac{E_0^{\infty}}{E_0^{50}} \right) \quad (5)$$

• Le choix d'un intervalle de 50 ms réfère, historiquement, à la notion d'"intelligibilité" de la parole.

Aussi Reichardt lui préfère-t-il, pour l'étude de la musique, une durée de 80 ms.

$$C_{80} = 10 \cdot \log \left(\frac{\int_0^{80} p^2(t) dt}{\int_{80}^{\infty} p^2(t) dt} \right) = 10 \log \left(\frac{E_0^{80}}{E_{80}^{\infty}} \right) \quad (6)$$

Les valeurs de C_{80} sont en général de deux à trois dB plus élevées que celles de C_{50} (défini de même que C_{80} , sur 50 ms, et donc égal à -R).

La clarté C_{80} a été mesurée dans diverses salles de concert célèbres et les valeurs trouvées s'échelonnent entre un et deux dB.

● Enfin, Cremer a proposé un "temps du centre de gravité" (centre time) qui répond à la formule suivante :

$$t_c = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot p^2(t) dt}{\int_0^{\infty} p^2(t) dt} = \frac{[I(E,t)]_0^{\infty}}{E_0^{\infty}} \quad (7)$$

Ce dernier détermine les réflexions favorables à la musique, qui doivent parvenir à l'auditeur en un temps inférieur à t_c .

D'après Lamoral³⁶, il faut que t_c soit lui-même inférieur à 130 ms pour que la musique dispose d'une clarté suffisante.

Les quatre quantités définies ci-dessus sont, en général, hautement corrélées, et le choix de l'une d'entre elle suffit à mesurer le rapport clarté / réverbération en un lieu donné.

2.5.2. Réverbération

Un second critère très important est le temps de réverbération (T_R). Cependant, le paramètre EDT ("Early Decay Time", ou *temps de première décroissance*) lui est préféré, car il s'identifie mieux à la sensation subjective de réverbération⁴⁷.

EDT est mesuré sur les dix premiers dB de décroissance et extrapolé jusqu'à 60 dB.

La notion de réverbération n'est pas sans lien avec celle de clarté, mais les quantités EDT et C_{80} (par exemple) sont peu corrélées.

Aussi faut-il considérer ces grandeurs comme décrivant deux aspects d'une même sensation subjective, la "réverbération", ou "définition" du son.

2.5.3. Spatialité

A.H. Marshall¹⁰, M. Barron^{16,38} et Y. Ando⁴⁸ ont mis en évidence l'importance de la sensation de "spatialité". Celle-ci est due, principalement, aux réflexions latérales.

Marshall affirme que, à réverbération égale, les salles rectangulaires sont en général préférées par le public aux enceintes circulaires, et ce parce que les auditeurs, pour peu qu'ils soient décentrés, n'y perçoivent pas simultanément les échos latéraux.

Barron a défini le paramètre LF ("lateral energy fraction") comme le rapport entre l'énergie latérale précoce et l'énergie totale parvenant à l'auditeur.

$$LF = \frac{\int_0^{80} p_{lat}^2(t) dt}{\int_0^{\infty} p^2(t) dt} = \frac{[E_{lat}]_0^{80}}{E_0^{\infty}} \quad (8)$$

Ando lui préfère le critère IACC ("Interaural cross correlation"). Ce dernier est l'expression du maximum, à court délai, de la corrélation entre les convolutions des réponses impulsionnelles de chacune des oreilles par le signal de la source.

Les quantités LF et IACC ne sont pas corrélées⁴⁷.

2.5.4. Description des conditions acoustiques

Deux écoles, celles de Göttingen et Berlin, ont mené une série d'expériences subjectives, d'où ressort la prépondérance des points suivants⁴⁷ :

- le niveau sonore ↔ étude de sa variation dans l'espace,
- la clarté ↔ mesure de C_{80} , R, D ou t_c ,
- la réverbération ↔ mesure de l'EDT,
- l'impression spatiale ↔ mesure de LF ou IACC,
- le timbre ↔ étude des variations de l'EDT avec la fréquence.

Une bonne chaîne de mesure devrait donc permettre l'évaluation d'au moins un des paramètres se rapportant à chacun des points ci-dessus cités.

De nombreux autres paramètres ont été définis ces dernières années^{39,40,41,42,45,55}, mais, quant à la musique, ceux qui ont été évoqués dans ce paragraphe demeurent parmi les plus fréquemment cités.

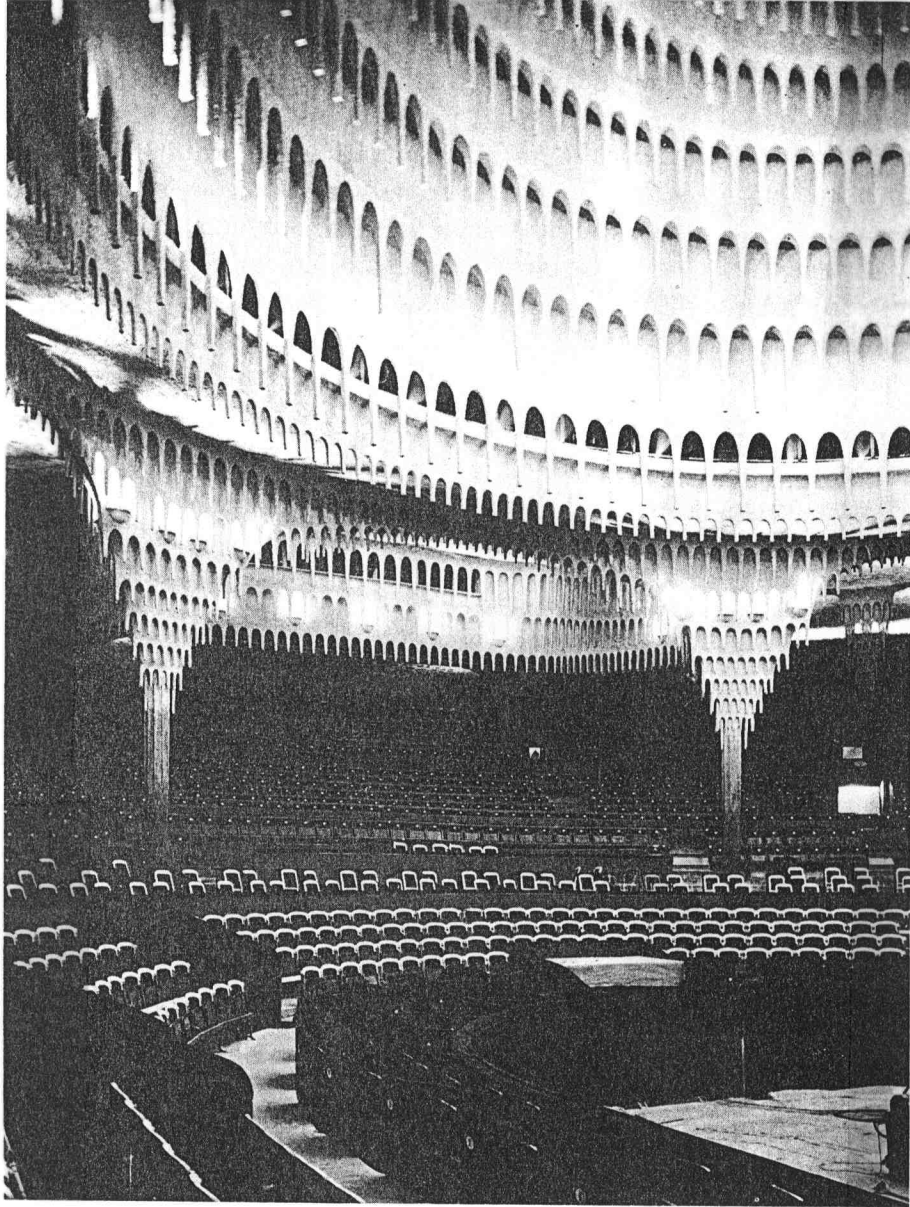


Figure 16 Grosses Schauspielhaus à Berlin, par Hans Poelzig (1919)⁵²

3. Acoustique géométrique

Il s'agit ici de s'attacher à l'étude numérique de l'acoustique d'une salle.

Il ressort du premier chapitre que l'acoustique ondulatoire, où les phénomènes sont traduits avec exactitude, ne permet pas encore l'obtention de résultats précis pour des salles quelconques.

D'autre part, au chapitre second, il a été montré que la notion de rayon sonore est utilisée depuis très longtemps afin de décrire les échos et leurs effets (focalisation, ...) et que ces échos jouent un grand rôle dans la détermination de l'intelligibilité (loi de Haas) et de la réverbération.

Des algorithmes de calcul performants peuvent être élaborés à l'intérieur du modèle géométrique, dont il faut d'abord envisager les conditions d'application, afin de déterminer la validité des résultats obtenus.

3.1. Hypothèses du modèle géométrique

L'acoustique géométrique est née de l'analogie têt décelée entre le comportement du son et celui de la lumière.

Si ces deux phénomènes relèvent d'une nature ondulatoire, ils se distinguent cependant par des traits qui marquent les limites du modèle géométrique du son :

- les ondes sonores sont des ondes matérielles, elles subissent fortement l'influence du milieu et de ses perturbations (vent, ...);
- leur vitesse de propagation est de loin inférieure à celle de la lumière, de sorte que l'émission et l'audition d'un son ne peuvent être supposées simultanées;
- leurs longueurs d'onde sont beaucoup plus grandes que celles des rais lumineux et elles sont sujettes à diffraction par des obstacles de dimensions largement plus importantes (portes, fenêtres, etc.).

C'est cette dernière différence qui pose le problème majeur. Il en résulte que la validité d'une description géométrique sera toujours subordonnée à une discussion des ordres de grandeurs.

Afin de préciser ces points, il faut passer de l'étude des fronts d'ondes, telle qu'esquissée au premier chapitre, à celle des rayons normaux à leur surface.

Chacun de ces "rayons sonores", en nombre théoriquement infini, est un pinceau infiniment fin d'énergie, et leur totalité rend l'énergie délivrée par la source.

- La première hypothèse est que ces rayons se propagent de façon rectiligne, ce qui n'est vrai que dans le domaine linéaire de l'acoustique.

Ainsi, la présence d'un gradient de température ou d'un vent, comme il en existe dans les théâtres en plein air, a pour effet de courber les rayons.

- Lorsque les rayons atteignent un obstacle, ils sont supposés subir une réflexion spéculaire, selon la loi de Descartes.

Sont donc négligés les phénomènes de diffractions. Or, ceux-ci interviennent lorsque la longueur d'une onde est d'ordre égal ou supérieur à la plus petite dimension d'un obstacle.

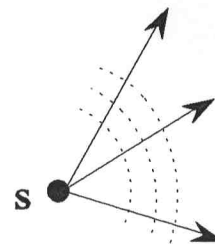


Figure 1 : passage des fronts d'onde aux rayons

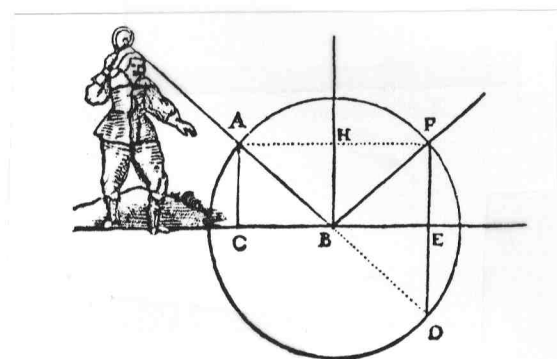


Figure 2 : loi de Descartes, établie pour la lumière (traité de dioptrique, 1637, éd. Garnier)

Pour éviter toute diffraction, la longueur d'onde correspondant à la plus basse fréquence du spectre présenté par le son émis ($\lambda_{\max}, + \frac{1}{f_{\min}}$) doit être de loin inférieure à la plus petite dimension de la salle et des objets qu'elle contient (d_{\min}).

Il en résulte la condition suivante :

$$\lambda_{\max} < d_{\min}$$

Une limitation fréquentielle s'impose donc dans les graves.

Le discours, qui délivre le principal de son message à des fréquences avoisinant 1000 Hz ($\lambda \approx 0.34 \text{ m}$), s'en accommode assez bien, alors que la musique, se déployant en de plus larges ambitus, doit être envisagée avec plus de prudence.

La diffusion qui résulte de multiples diffractions sur les imperfections d'une paroi impose, quant à elle, une limitation aux hautes fréquences.

- L'énergie totale parvenant en un point est évaluée par une somme sur toutes les réflexions qui l'atteignent.

Or, deux ondes synchrones interfèrent et leurs contributions ne peuvent être additionnées sans tenir compte de leur différence de phase.

Il faut donc, afin d'atténuer cet effet, envisager une analyse multifréquentielle, par bandes d'octaves ou de tiers d'octaves.

Toutefois, cette précaution n'élimine pas entièrement la difficulté.

- Seules les fréquences de la source sont prises en compte.

Or, dans la réalité, celles-ci excitent les modes propres de la salle, qui se comporte comme un oscillateur forcé et amorti.

Néanmoins, aux hautes fréquences, ces modes sont très proches et une analyse par bandes de fréquences permet alors de les négliger.

- Enfin, l'étude du champ à proximité de la source est laissée à d'autres méthodes.

Ces hypothèses sont celles du modèle strictement géométrique.

Deux anciennes méthodes y souscrivent entièrement :

- la méthode graphique, qui consiste à tracer les chemins empruntés par quelques rayons sur un plan de la salle à étudier (coupe horizontale ou verticale);

- l'étude sur un modèle réduit constitué de (pseudo)miroirs où la source sonore est remplacée par une lampe et la surface d'audition par une feuille de papier sensible aux intensités lumineuses. Cette dernière méthode ramène *de facto* l'étude des trajets du son à celle des chemins empruntés par les rais lumineux.

Cependant, les acousticiens⁵⁹ les ont jugées insuffisantes, et cela même parce que diffractions et interférences y sont négligées, en plus de l'anisotropie de la source.

C'est pourquoi les maquettes ont d'abord été associées à des ultrasons, avant que les méthodes numériques permettent d'effectuer des études moins longues et moins onéreuses.

Heureusement, la méthode numérique du "lancer de rayons", qui est issue de ce modèle, permet de s'affranchir de la plupart de ses hypothèses.

Ainsi,

- il est possible de tenir compte des conditions atmosphériques, en évaluant la courbure des rayons qui en résulte⁶⁶;

- l'anisotropie de la source est restituée par une distribution adéquate des directions et intensités initiales des rayons⁶⁷;

- la diffusion peut être décrite par une loi statistique d'où est tirée la direction du rayon réfléchi en fonction de celle d'incidence et des caractéristiques de la paroi;

- les interférences sont introduites après recherche des sources virtuelles (voir plus loin) et de leurs phases^{33,67}.

Toutefois, ces améliorations rendent l'algorithme plus complexe et les temps de calcul plus importants. Elles ne sont pas reprises dans le programme ici utilisé.

Deux méthodes numériques vont être décrites : celle des "sources images", puis celle des "rayons sonores".

Elles sont, pour le fond, de même facture et ne divergent qu'aux abords des problèmes algorithmiques, et des difficultés qui en découlent.

Aussi, une fois ces méthodes décrites et distinguées, une discussion théorique dans le modèle géométrique pourra-t-elle sans danger passer de l'une à l'autre, pour suivre le chemin le plus clair.

3.2. Méthode des images

3.2.1. Description^{17,18,21,31,32,64}

Soit une paroi plane et très étendue, où la réflexion est régie par la loi de Descartes.

L'ensemble des rayons émis d'une même source ponctuelle S vers cette surface forme, après réflexion, un faisceau semblant diverger d'un même point S' , image du point S par rapport à la paroi.

Il suffit donc de substituer au mur une source virtuelle S' dont l'intensité est celle de la source réelle diminuée de l'absorption de la paroi pour décrire la réflexion en question.

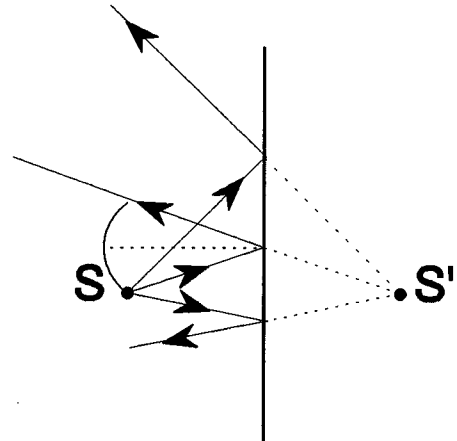


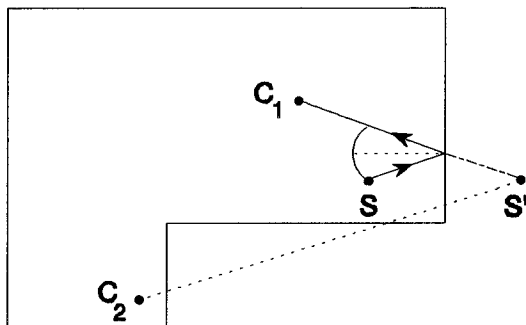
Figure 3 : image S' de la source S

Dans une enceinte formée de parois planes, sont appelées :

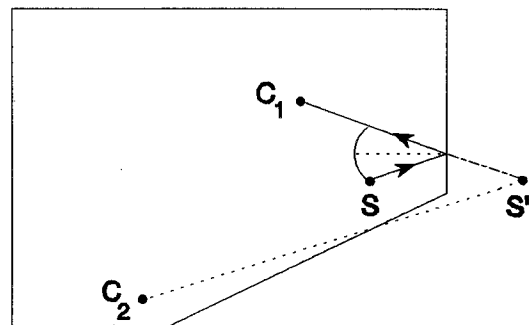
- "images d'ordre 1" les symétriques de la source par rapport à chacun des plans de l'enceinte,
- "images d'ordre 2" les images des images d'ordre 1,
- "images d'ordre n " les images des images d'ordre $(n - 1)$.

Ainsi, l'influence de l'enceinte sur le champ sonore à l'intérieur de la salle se ramène à la somme des contributions d'une multitude de sources images.

Les sources "aveugles" (figure 2) doivent être supprimées : elles répondent à des chemins de réflexion impossibles.



Enceinte non convexe



Enceinte convexe

Figure 4 : source aveugle pour C_2

L'absorption du local est cause que chacune des images est moins puissante que celle qui lui a donné naissance et, l'ordre croissant, les sources vont s'éteignant.

3.2.2. Formulation^{18,21}

Au point S, lieu de la source, est attaché un système de coordonnées sphériques, où les valeurs des angles θ et φ correspondent respectivement à la colatitude et à la longitude.

Soient . $d\omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ l'élément différentiel d'angle solide,

et . $I(\theta, \varphi)$ l'intensité d'émission; c'est l'énergie délivrée par la source par unité d'angle solide centré autour de la direction (θ, φ) .

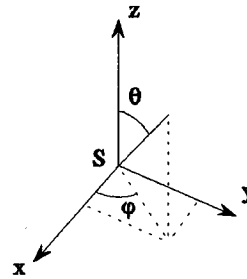


Figure 5 : système de coordonnées

La portion de la puissance W émise par la source dans l'angle solide $d\omega$ vaut :

$$dW = I(\theta, \varphi) d\omega \quad (1)$$

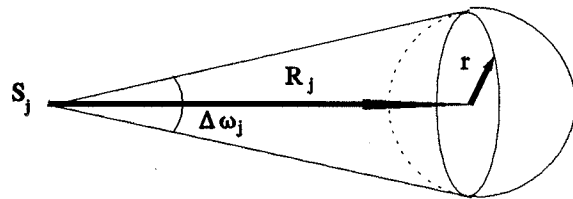
Le récepteur perçoit, pour une image particulière S_j de la source, la puissance

$$\Delta\omega_j = a(\theta_j, \varphi_j) I(\theta_j, \varphi_j) \Delta\omega_j \quad (2)$$

où . $a(\theta_j, \varphi_j)$ est l'affaiblissement dû à l'absorption des parois rencontrées par l'onde,
 . $\Delta\omega_j$ est l'angle solide sous lequel la source perçoit la surface réceptrice.

Pour un récepteur sphérique,

$$\Delta\omega_j \sim \frac{\pi r^2}{R_j^2} \quad (3)$$



où . R_j est la distance entre la source S_j et le centre du récepteur C,

et . r le rayon du cercle délimitant la section efficace au récepteur, il est assimilable au rayon de la sphère si R_j est assez grand.

Figure 6 : récepteur sphérique

Pour un récepteur plan,

$$\Delta\omega_j = \frac{A |\cos \hat{i}_{cj}|}{R_j^2} \quad (4)$$

où . A est l'aire du récepteur,
 et . \hat{i}_{cj} l'angle d'incidence entre la normale au plan et la droite $S_j C$.

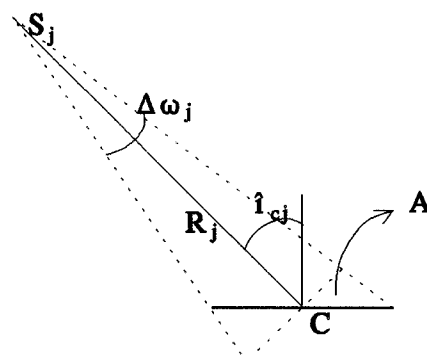


Figure 7 : récepteur plan

La puissance totale reçue par le récepteur est donnée par la somme des contributions de toutes les images :

$$w = \sum_j \Delta w_j \quad (5)$$

L'hypothèse est ici faite que si le centre de la cible est "vu" par la source, toute la cible l'est. Ceci implique que le récepteur doit être choisi très petit.

Par analogie avec l'optique, l'"éclairage au point C" est défini par :

$$E(C) = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{w}{A} \quad (6)$$

où A est la surface du récepteur.

Si la source est omnidirectionnelle,

$$I(\theta, \varphi) = \frac{W}{4\pi} \quad (\text{constante}) \quad (7)$$

. Pour un récepteur sphérique, l'éclairage vaut alors

$$E(C) = \frac{W}{4\pi} \sum_j a(\theta_j, \varphi_j) \cdot \frac{1}{4 R_j^2} \quad (8)$$

. Pour un récepteur plan, il vaut

$$E(C) = \frac{W}{4\pi} \sum_j a(\theta_j, \varphi_j) \frac{|\cos \hat{r}_{cj}|}{R_j^2} \quad (9)$$

E(C) est donc proportionnel à

. R_j^{-2} : divergence de l'émission sphérique,

. $|\cos \hat{r}_{cj}|$: le terme n'apparaît que pour un récepteur plan et résulte de ce que le plan est perçu de la source selon un angle solide qui est maximum à incidence normale et nul si la source est dans le plan du récepteur. Il implique que la valeur de l'"éclairage" en un point est fonction de l'inclinaison du plan utilisé pour calculer la limite.

Ceci pose un problème théorique pour l'acoustique, qui sera discuté plus loin.

3.2.3. Algorithme

L'algorithme relatif à la méthode des images coule de source : recherche des images, élimination des aveugles par arborescence récurrente, addition des contributions au point récepteur. Il permet de bonnes résolutions numériques dans des cas simples, comme celui que présente la salle parallélépipédique^{17,18,31,32}.

En revanche, dans des configurations plus complexes, de nombreux problèmes se posent :

- Toutes les parois doivent être planes. Il faut donc discrétiser les courbes, et ce assez finement que pour préserver l'uniformité de la réflexion. Ceci entraîne une multiplication des sources

images, qui croissent comme $\left(\frac{P}{2}\right)^n$, où :

P est le nombre de parois,
et n est l'ordre des images.

- Le critère d'arrêt est difficile à établir : si un ordre maximum n_{\max} est choisi, l'erreur par défaut, nulle au départ, croît par la suite en exponentielle.

Les images d'un même ordre n'ont pas toutes même intensité, et leur importance dépend aussi de leur écartement du récepteur. Aussi, l'erreur est difficile à maîtriser.

- Si les parois sont diffusantes, ou s'il existe un gradient de température, il n'est pas possible d'en tenir compte; quant à l'anisotropie de la source, elle ne peut être considérée qu'au prix de grandes difficultés.

En fait, il est très difficile de sortir des hypothèses les plus strictes du modèle géométrique, excepté sur un point d'importance : la longueur du chemin de réflexions correspondant à un écho particulier est connue avec précision; il est donc possible de déterminer exactement sa phase en fonction de celle de la source et donc de traiter des interférences.

Cela n'est vrai que parce que le récepteur est réduit à un point, et donc qu'il n'existe qu'un seul rayon qui puisse l'atteindre pour chacun des chemins.

Cette constatation ne s'applique pas à la méthode des rayons.

3.3. Méthode des rayons

3.3.1. Description^{11,14,18,21,22,29,35,64,65,66,67}

Le principe de cette méthode est de distribuer toute l'énergie émise par la source S à un nombre fini de rayons.

Ceux-ci peuvent être considérés comme des "pinceaux infiniment fins d'énergie", normaux aux fronts d'ondes qu'ils décrivent.

Ces rayons vont s'écartant les uns des autres lorsqu'ils s'éloignent de la source, ce qui pose un problème de résolution spatiale.

Il faut en envoyer un très grand nombre pour obtenir de bons résultats. Leur direction initiale est choisie de façon déterministe¹¹ ou aléatoire²⁰.

Cette dernière option fut retenue dans le programme étudié.

Lorsqu'ils touchent une paroi, ils subissent la réflexion spéculaire et ils sont arrêtés soit après un certain temps (t_{\max}), soit lorsque l'énergie qu'ils transportent est descendue en-dessous d'un certain niveau (e_{\min}), du fait de l'absorption de l'air et des parois.

Quand ils interceptent le récepteur, leurs contributions sont mémorisées et participent au calcul d'un estimateur.

Dans le programme *salrev*^{29,64}, celui-ci est une évaluation du carré de la pression efficace.

Selon que les régimes permanent ou transitoire sont étudiés, la façon dont est considérée la source change, sans pourtant que cela influe sur l'algorithme.

- Dans le premier cas, la source est sensée émettre une puissance constante W depuis le temps $t = -\infty$. Cette conception permet d'additionner tous les rayons parvenant au récepteur sans tenir compte de leur longueur.

En effet, toutes les réflexions sont alimentées et leurs contributions arrivent de manière constante au récepteur.

Le niveau sonore est ainsi évalué.

- Dans le second cas, la source émet une impulsion d'énergie E au temps $t = 0$.

Les rayons parviennent au récepteur en des moments différents, selon la longueur du chemin qu'ils ont parcouru.

Ils peuvent être distingués et classés par ordre d'arrivée. Ainsi est formé l'échogramme, d'où se déduisent diverses grandeurs, comme le temps de réverbération ou certains des paramètres du chapitre 2.5.

3.3.2. Formulation^{18,21}

Une des différences fondamentales entre la méthode des rayons et celle des images tient au fait qu'il est impossible ici de faire tendre la surface du récepteur vers zéro.

Le passage exact d'un rayon par le centre C du récepteur est en effet hautement improbable puisque les rayons forment un ensemble fini parcourant un espace discret.

La notion d'"éclairage au point C" est ici remplacée par celle d'"éclairage moyen sur la surface réceptrice".

Les rayons sont comptés au récepteur, et l'éclairage moyen prend la forme suivante :

$$E_m(C) = \frac{1}{A} \sum_{j=1}^n I(\theta_j, \varphi_j) a(\theta_j, \varphi_j) \Delta\omega'_j \quad (10)$$

où n est le nombre de frappes sur la cible.

$\Delta\omega'_j$ est l'angle solide associé au j^{ème} rayon; si toutes les directions initiales sont équiprobables, $\Delta\omega'_j = \frac{4\pi}{N}$.

Pour $I = \frac{W}{4\pi}$ (émission isotrope), la formule devient :

$$E_n(C) = \frac{W}{NA} \sum_{j=1}^n a(\theta_j, \varphi_j) \quad (11)$$

avec :

$$a(\theta_j, \varphi_j) = (1 - \alpha_1) (1 - \alpha_2) \dots e^{-m r(\theta_j, \varphi_j)} \quad (12)$$

C'est le facteur d'affaiblissement, qui tient compte des différentes réflexions sur les parois et de l'absorption de l'air (supposée exponentielle).

Cette formule est en fait équivalente à celle des images, mais les coefficients $\frac{1}{R^2}$ et $|\cos \hat{i}_c|$ interviennent de façon implicite, ou plus exactement dans la borne de sommation.

En effet, plus le récepteur est lointain, et plus il est incliné, moins nombreux sont les rayons à l'atteindre et plus n est petit.

3.3.3. Algorithme

L'algorithme établit :

- le tir d'un nombre N de rayons, de direction (θ_j, φ_j) ,
- les réflexions spéculaires qu'ils subissent,
- leur participation au calcul de l'estimateur lorsqu'ils traversent le récepteur.

La méthode possède, outre le temps de calcul, de nombreux avantages sur celle des images.

. La réflexion sur une paroi courbe peut être assurée en considérant le plan tangent au point d'impact, donc sans discrétisation de l'enceinte^{24,27}.

. Le critère d'arrêt :

Il suffit d'introduire une énergie minimum et d'y comparer l'énergie des rayons après chaque réflexion.

De plus l'erreur est ici maîtrisée : elle est bornée et dépend du nombre N de rayons lancés.

. Les hypothèses du modèle géométrique peuvent être réduites, comme indiqué en fin du paragraphe 3.1.

Quant aux interférences, il ne s'en peut traiter jusqu'ici et cela parce que, pour un même chemin, plusieurs rayons, de longueurs légèrement différentes, peuvent atteindre le récepteur, puisque les dimensions de celui-ci sont finies.

3.4. Comparaison des diverses méthodes numériques

3.4.1. Images et rayons

Si, pour la rapidité de calcul et les extensions possibles, la méthode des rayons l'emporte sur celle, lente et rigide, des images, il est un point cependant où ce n'est pas le cas.

Un rayon ne peut porter que de l'énergie, et les renseignements sur les phases sont perdus. Impossible donc de traiter des interférences, ...

Aussi, certains auteurs^{25,33,67} se sont-ils portés sur une solution nouvelle : trouver par des rayons (ou par des cônes par eux supportés) tous les chemins possibles menant exactement de la source au centre du récepteur. Ceci revient à chercher les images. Après quoi, il est possible de réintroduire les phases de chacune des contributions au champ sonore au point C.

Si cette méthode permet l'obtention d'échogrammes très réalistes (figure 8), elle souffre cependant de la rigidité propre à la méthode des images; savoir que toutes les parois de l'enceinte doivent être rigoureusement planes.

En effet, une paroi courbe donne lieu à une infinité d'images, distribuées sur une courbe continue, et qui ne sont pas utilisables en tant que telles.

Aussi, les concepteurs de telles méthodes se trouvent-ils toujours devant la même difficulté quant au traitement des surfaces courbes : les discrétiser augmente les temps de calcul et ne permet jamais de restituer parfaitement l'uniformité de répartition des échos.

Lamoral²² proposait une autre solution : approcher les parois courbes par des plans dont les facteurs d'absorption varieraient de telle façon que l'effet de la courbe soit rendu. Aucune des références ne mentionne, cependant, la réalisation algorithmique d'une telle solution, ni d'aucune autre qui satisfasse vraiment.

Bref, cette difficulté demeure.

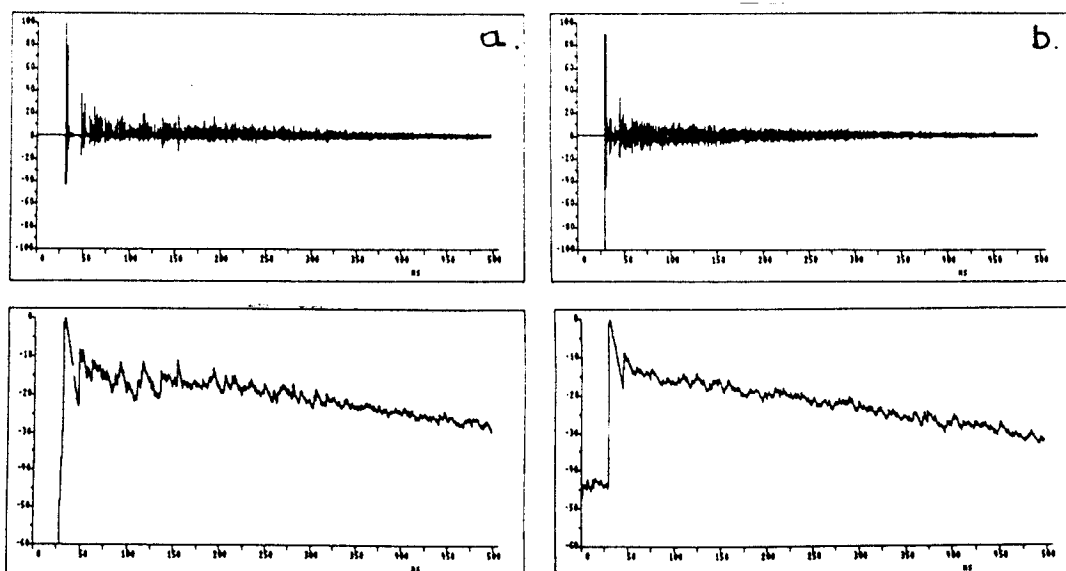


Figure 8 : comparaison entre réponses impulsionnelles calculées (a) et mesurées (b)⁶⁷

3.4.2. Chaînes de Markov

Une méthode originale³⁰ consiste à user du formalisme de la mécanique quantique et des chaînes de Markov afin de déterminer les chemins aléatoires suivis par des "phonons acoustiques" émis par une source ponctuelle et omnidirectionnelle dans une enceinte complexe.

La probabilité qu'un phonon a d'atteindre une paroi après avoir emprunté chacune des "chaînes" de réflexions possibles est prise en compte, et le niveau sonore peut être déduit d'un certain nombre d'opérations matricielles.

Cette méthode reste cependant géométrique, et n'est applicable qu'aux fréquences supérieures à 1000 Hz.

3.4.3. Méthodes ondulatoires

Il a été dit au premier chapitre que les méthodes relevant de l'acoustique ondulatoire ne sont pas applicables de manière générale, parce qu'elles requièrent un nombre de calculs trop important.

Ces méthodes appartiennent à trois grandes familles.

- *Les différences finies*

Les opérateurs de dérivées partielles sont remplacés par des différences finies établies sur une "grille" régulière de points.

Comme l'équation d'onde dépend du temps, cette "grille" doit se déployer non seulement dans l'espace, mais aussi dans le temps.

- *Les éléments finis*

Cette fois, c'est le champ de pression qui doit être "discrétisé" dans sa dimension spatiale; il est, par exemple, décomposé en séries polynomiales.

Le domaine spatial est découpé en éléments de formes simples quelconques, comme des triangles (à 2D) ou des tétraèdres (à 3D).

N'importe quelle forme d'enceinte peut être ainsi approchée, mais le maillage doit avoir un degré de finesse suffisant que pour assurer la qualité de l'approximation.

- *Les éléments frontières*

La discrétisation se limite aux frontières du domaine étudié, ce qui a pour avantage de réduire fortement le nombre d'inconnues et de considérer des problèmes extérieurs (où le domaine s'étend à l'infini, comme dans le théâtre à ciel ouvert).

En revanche, cette dernière méthode n'est applicable qu'à des problèmes linéaires en milieu homogène.

Pour les raisons évoquées au chapitre premier, de telles résolutions ne sont possibles que pour de très basses fréquences, ou dans des modèles à deux dimensions³⁷.

Elles forment, néanmoins, un apport intéressant, puisque les méthodes géométriques ne sont, quant à elles, applicables qu'aux fréquences élevées; ces deux conceptions sont donc complémentaires.

3.4.4. Quant aux surfaces courbes

Une double assertion dans le travail original⁶⁴ doit être précisée. Il s'agit de l'affirmation selon laquelle :

- d'une part la méthode des rayons permettrait d'envisager de telles surfaces de la manière suivante : pour chaque rayon, la réflexion spéculaire est calculée sur le plan tangent à la courbe au point de contact;
- d'autre part, la méthode des images impose une discrétisation qui serait limitée par les hypothèses du modèle géométrique, car des plans trop peu étendus sont cause de diffractions si leur mesure la plus faible atteint l'ordre des longueurs d'ondes envisagées.

Il est clair, en effet, qu'un prisme réel, de fines facettes, existant tel quel dans l'enceinte, ne permet plus l'application du modèle géométrique.

Pour une surface courbe, le problème est plus subtil. Si elle est assez étendue, le phénomène de diffraction fait place à une diffusion, c'est-à-dire à un comportement différent de la réflexion spéculaire, mais néanmoins continu.

C'est un problème très important, car il est au fondement de la notion de réflecteur convexe.

Un tel réflecteur, de par sa courbure, se différencie du plan qu'il remplace, et ce par le fait que pour un même faisceau incident, le faisceau réfléchi est plus large. Donc, la densité d'énergie est moindre.

Si le réflecteur est construit assez grand, il se comporte comme un diffuseur pour une bande de fréquence assez grande, mais son rôle n'est pas celui du plan.

S'il est affirmé que cette diffusion équivaut à la réflexion spéculaire sur l'infinité des plans tangents, ce mode de réflexion peut être réintroduit *a posteriori* dans le modèle géométrique, qui s'en trouve élargi.

Alors, l'usage de la technique des rayons est justifié.

Par la méthode des images, il est clair que la discrétisation doit être très fine, afin de préserver l'uniformité de la diffusion.

Il est ainsi montré au chapitre 6 que l'approximation d'une courbe convexe par deux ou trois plans rend un effet fondamentalement différent de celui d'une courbe.

Mais, la réflexion étant justifiée *a priori* dans le modèle géométrique élargi, il est permis, pour des raisons méthodologiques, de passer à une discrétisation fine, puisque celle-ci converge de manière uniforme vers la courbe.

La question n'est donc pas à se poser quant à la discrétisation, mais quant à la qualité de la diffusion produite par le réflecteur ou la paroi.

3.5. Notion de récepteur

3.5.1. Nature et définition

Le récepteur est un élément de géométrie (sphère ou portion de plan) au centre duquel est évaluée une grandeur acoustique (niveau sonore, temps de réverbération, échogramme, ...).

S'il représente un objet réel, tel qu'un microphone ou une tête d'auditeur, il est muni d'une certaine absorption, qui doit être conservée sur la surface originale, même si celle-ci doit être réduite afin d'améliorer l'évaluation d'une grandeur trop discontinue sur l'élément original.

En revanche, l'évaluation peut se faire sur une surface imaginaire, transparente aux rayons.

C'est l'option choisie dans le programme étudié.

La difficulté est, ensuite, de savoir quel sens accorder aux résultats des calculs, et deux approches se distinguent parmi les auteurs.

La première^{18,21} procède par analogie avec l'optique géométrique et revient à considérer le rayon comme porteur d'une "particule" d'énergie sonore, ou encore la source image comme délivrant un flux d'énergie au récepteur.

La seconde^{20,64} se base sur la mécanique des milieux continus et plus précisément sur la notion de pression. Les rayons n'interviennent plus alors que pour résoudre des intégrales, selon la méthode de Monte-Carlo.

3.5.2. Approche énergétique

C'est cette vision, développée notamment par F. Santon^{18,21}, qui a été reprise dans le chapitre précédent.

Elle conduit aux notions d'"éclairage au point C" et d'"éclairage moyen sur une surface".

Elle pose problème lorsque le récepteur adopté est une portion de plan, c'est-à-dire un élément de géométrie possédant une certaine direction dans l'espace.

En effet, la lumière, onde immatérielle, portée au niveau microscopique par des particules - les photons - peut se concevoir en terme de flux.

Ainsi, un plan terrestre est fortement illuminé au soleil de midi, mais ne reçoit plus d'énergie lumineuse au soir, lorsque les rayons sont rasants.

Cette conception ne s'applique pas aisément à l'acoustique : il n'existe pas, à proprement parler, de rayons sonores, et le champ de pression s'installe comme une perturbation d'un milieu continu, et non par un flux de "phonons".

Mais il est utile, toutefois, d'étudier plus avant cette vue. La formulation précédente peut être reprise de façon plus rigoureuse et en tenant compte de l'aspect temporel.

Soit, donc, une source émettant en $t = 0$ une impulsion d'énergie $E \delta(t)$.

Dans la direction (θ, φ) , l'énergie envoyée est $I(\theta, \varphi) \delta(t) \sin \theta d\theta d\varphi$

ou, si la source est omnidirectionnelle, $\frac{E}{4\pi} \delta(t) \sin \theta d\theta d\varphi$

La fraction d'énergie parvenant au récepteur dans l'intervalle de temps $[t_1, t_1 + \Delta t]$ est donnée par

$$E_{C, t_1, \Delta t} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} a(\theta, \varphi) D(C, t_1, \Delta t, \theta, \varphi) I(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta \quad (13)$$

où : $D(C, t_1, \Delta t, \theta, \varphi)$ vaut :

- 1 si le rayon (θ, φ) atteint le récepteur dans l'intervalle $[t_1, t_1 + \Delta t]$,
- 0 sinon.

$a(\theta, \varphi)$ est le facteur d'affaiblissement.

Si $\Delta\Omega_{C, t_1, \Delta t}$ définit l'ensemble des directions initiales assurant au facteur D la valeur 1, la formule peut encore s'écrire

$$E_{C, t_1, \Delta t} = \int_{\Delta\Omega} a(\theta, \varphi) I(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (14)$$

Il faut ajouter à ceci qu'un rayon peut traverser plusieurs fois le récepteur (soit f fois), puisque celui-ci est transparent aux rayons.

La formule finale est donc

$$E_{C, t_1, \Delta t} = \int_{\Delta\Omega} \left[\sum_f a_f(\theta, \varphi) \right] I(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi \quad (15)$$

La dépendance en la distance sources-récepteur et en le cosinus de l'angle d'incidence est assurée par la valeur de $\Delta\Omega$.

La résolution de cette intégrale peut se faire par une méthode de Monte-Carlo, qui implique un tir de rayon.

La formule 11 est ainsi retrouvée.

3.5.3. Approche en pression

Reprenant l'approche classique de la mécanique des milieux continus, l'idée est ici de définir une moyenne du carré de la pression efficace sur un récepteur plan⁶⁴ :

$$\overline{p_{eff}^2}(C) = \frac{1}{A} \iint_A p_{eff}^2(dA) dA \quad (16)$$

où $p_{eff}^2(dA)$ est le carré de la pression efficace, supposée constante sur l'élément de surface dA .

Cette moyenne est exacte si le gradient de pression est constant (cfr pression hydrostatique).

Dans le cas où le gradient varie, l'approximation reste correcte si la surface A est assez restreinte.

Une fois cette formule admise, il suffit d'effectuer un changement de variables, afin de ramener cette intégrale sur les directions initiales (θ, φ).

Pour une image de la source,

$$d\Omega (dA) = dA \frac{|\cos(\hat{i}(dA))|}{r^2 (dA)} \quad (17)$$

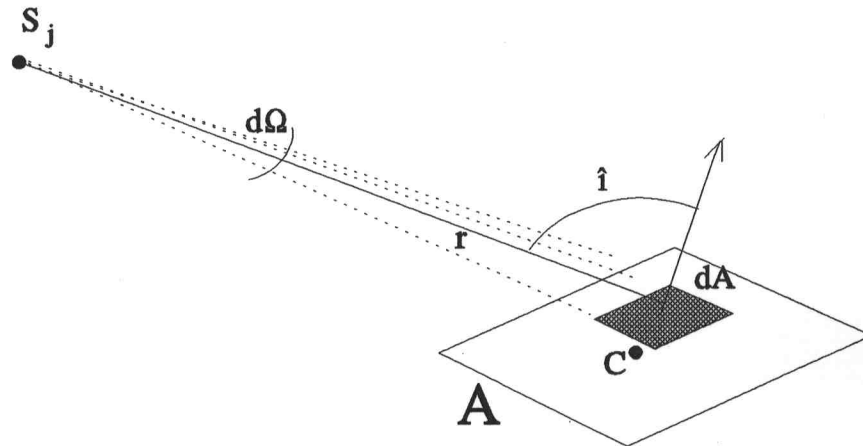


Figure 9 : changement de variables

Pour un signal multifréquentiel, les contributions des différentes images d'une source peuvent être additionnées :

$$\overline{p_{eff}^2} (C) = \sum_i \overline{p_{i\,eff}^2} (C) \quad (18)$$

et

$$\overline{p_{eff}^2} (C) = \frac{1}{A} \sum_i \left[\iint_A p_{i\,eff}^2 (dA_i) dA_i \right] \quad (19)$$

Or,

$$p_{i\,eff}^2 (C) = \frac{a_i E \rho_0 c}{4 \pi r_i^2 (dA_i)} \quad (20)$$

d'après la formule 7, chapitre 1.1.

Il reste à effectuer le changement de variables.

Si $\Delta\Omega$ est l'angle solide contenant toutes les directions $(\theta_{dA}, \varphi_{dA})$ telles que dA appartienne à A , la formule se transforme en

$$E(C) = \frac{\overline{P_{eff}^2}(C)}{\rho_0 c} \quad (21)$$

$$= \frac{1}{A} \iint_{\Delta\Omega} \left[\sum_f a_f(\theta_{dA}, \varphi_{dA}) \right] I(\theta, \varphi) \frac{1}{|\cos \hat{i}(\theta_{dA}, \varphi_{dA})|} d\Omega(\theta_{dA}, \varphi_{dA})$$

L'aspect temporel s'ajoute en ne gardant de $\Delta\Omega$ que les rayons menant au récepteur dans l'intervalle $[t_1, t_1 + \Delta t]$

$$E_{C, t_1, \Delta t} = \frac{1}{A} \iint_{\Delta\Omega} \left[\sum_f a_f(\theta, \varphi) \right] I(\theta, \varphi) \frac{1}{|\cos \hat{i}(\theta, \varphi)|} \sin \theta d\theta d\varphi \quad (22)$$

Cette formule ne se distingue de la précédente que par l'apparition dans l'intégrand d'un "facteur d'incidence" égal à $\frac{1}{|\cos \hat{i}(\theta, \varphi)|}$.

Celui-ci contrebalance la dépendance de $\Delta\Omega$ vis-à-vis de l'angle \hat{i} pour chacune des sources images.

L'omnidirectionnalité du récepteur est ainsi restituée, ce qui est en accord avec la théorie développée.

Cette manière d'abolir l'influence d'un facteur implicite, contenu dans la borne, par une pondération explicite inverse dans l'intégrand n'est pas sans danger.

Ainsi, si l'angle \hat{i} tend vers zéro, l'intégrand tend vers l'infini.

Les rayons très rasants prennent une importance considérable et il faudra se pencher sur la stabilité statistique de cette formule, ce qui sera fait plus loin.

3.5.4. Approche dans les salles

Deux formules ont été établies. La première s'applique à un microphone directionnel, la seconde à un microphone omnidirectionnel.

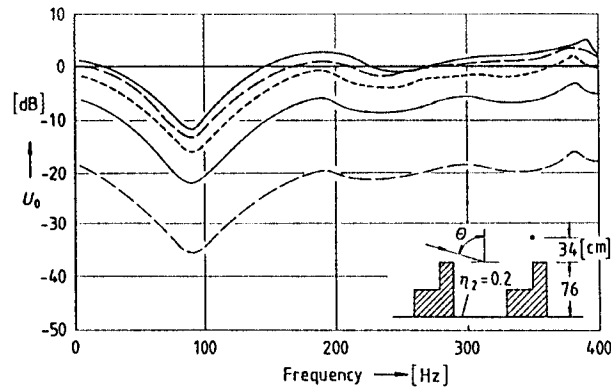
En fait, en remplaçant le facteur d'incidence par une matrice de coefficients, il serait possible de recréer n'importe quelle courbe de directivité.

Il est donc utile de se poser la question suivante : qu'en est-il de l'écoute dans une salle où l'auditeur est noyé parmi une foule d'autres spectateurs ?

Il faut ici se rappeler que les rayons ne sont qu'une approximation des fronts d'ondes et que ces derniers peuvent être fortement modifiés en présence d'une surface absorbante.

Il en résulte que des rayons rasant une surface sans la toucher peuvent néanmoins être influencés par elle.

C'est en fait le cas dans les salles : Bekesy⁴⁸ a ainsi montré que le son parvenant à l'auditeur subit une atténuation variant avec l'angle d'incidence.



Calculated sound pressures over the seat row with the angle of incidence θ as a parameter. The specific acoustic admittance of the floor surface is fixed at 0.2 ($l = 90$ cm) [6.6].
 (—) 70°; (---) 75°; (-·-·-) 80°; (—) 85°; (- - -) 89°

Figure 10 : absorption selon l'angle d'incidence

Ces courbes dépendent, entre autres, du coefficient d'absorption de la moquette placée sous les sièges.

Il a été montré au second chapitre que l'angle \hat{i} est l'un des paramètres architecturaux les plus importants quant à la qualité acoustique d'une salle de théâtre ou de concert.

En résumé, l'utilisation d'une surface de réception plane se justifie par la facilité qu'il y a de modéliser ainsi la surface d'audition d'une salle classique.

De plus, la directionnalité de cette surface peut permettre de simuler l'importante dépendance de l'intensité du son incident envers l'angle d'incidence dans une salle.

3.6. Description du programme utilisé

3.6.1. Résumé pas à pas

Le programme *salrev* est établi dans le respect des hypothèses du modèle géométrique le plus strict.

Il a été écrit en 1980 par J.J. Embrechts⁶⁴ et est précédé du programme Salcar, par l'entremise duquel les données sont entrées, et qui a pour tâche de les ordonner en un fichier *datarev*.

Ces données sont :

- les coordonnées cartésiennes des sommets du volume enveloppe de la salle modélisée;
- celles des surfaces planes supplémentaires, parmi lesquelles sont les récepteurs;
- les coefficients d'absorption associés à ces quadrilatères convexes; ce sont des vecteurs dont les huit valeurs correspondent aux bandes de fréquence choisies par l'utilisateur;
- les positions des sources ponctuelles et les vecteurs contenant les intensités émises par celles-ci dans ces mêmes bandes, de manière isotrope;
- la description d'un éventuel quadrillage des surfaces réceptrices;
- les valeurs des constantes ρ_0 et c , ainsi que le spectre d'absorption de l'air;
- le nombre total de rayons à lancer (ici noté N);
- la valeur, en pourcentage, de l'énergie minimum.

A ceci s'ajoute, pour une étude temporelle,

- la largeur des colonnes de l'échogramme (constante, notée Δt) et leur nombre (noté T).

Pour le présent travail, deux modifications ont été apportées à ce programme :

- introduction d'un temps maximum (t_{\max}),
- accroissement de la valeur maximale pouvant être prêtée à T , ce afin d'améliorer la définition de l'échogramme.

Le fichier ainsi constitué sert d'entrée pour le programme *salrev*. Celui-ci procède d'abord au tir des rayons, qui sont répartis entre les sources en proportion des puissances qu'elles émettent.

La direction initiale (θ_p, φ_p) d'un rayon est choisie de manière aléatoire et son énergie est celle de la source qui l'émet divisée par le nombre total des rayons attribués à celle-ci.

La paroi sur laquelle il va se réfléchir est déterminée de manière géométrique et sa nouvelle direction est obtenue par la loi de Descartes.

Quant à son énergie, elle est multipliée par le coefficient d'absorption de la surface rencontrée et subit en plus une atténuation due au milieu.

Le rayon suit ainsi son chemin jusqu'à ce que son énergie soit devenue inférieure à la constante e_{\min} .

A chaque fois qu'il a traversé l'une des surfaces réceptrices, son énergie et sa longueur ont participé au calcul de l'estimateur (la contribution directe n'est pas, en général, prise en compte).

Une modification a été apportée à ce schéma : l'adjonction d'un autre critère d'arrêt, consistant à comparer la longueur du rayon à la valeur $c.t_{\max}$ et ce dans le cas d'une étude temporelle.

En effet, l'échogramme est évalué sur un domaine temporel limité ($t \in [0, T.\Delta t]$) et il est inutile de suivre le rayon plus longtemps.

3.6.2. Résumé du calcul

Une méthode de Monte-Carlo²⁰ permet, à partir de ce tir, le calcul d'un estimateur de la grandeur $p_{\text{eff}}^2(C)$ et l'évaluation de la précision qui lui est associée.

Cette partie fondamentale de l'algorithme n'a pas été modifiée, elle est soigneusement décrite dans le travail original ici résumé.

Il a fallu toutefois changer la formule de génération pseudo-aléatoire, par introduction d'une semence variable, afin que la série des directions initiales des rayons soit différente à chaque tir.

Enfin, les résultats sont sortis sous forme de fichiers :

- *statisq* contient des renseignements sur le tir (nombre de réflexions, libre parcours moyen, précision, ...);
- *resurev* contient l'évaluation du niveau sonore, en dBA et pour chaque bande de fréquence;
- *revtime* contient des renseignements pour l'évaluation du temps de réverbération (énergie décumulée en fonction du temps, initialement discrétisée en dix colonnes au maximum).

Un troisième programme, *saldir*, permet d'ajouter à ces résultats l'intensité du son direct, calculée plus précisément, et d'obtenir une évaluation du niveau sonore ($L_p(C)$) et du temps de réverbération ($T_R(C)$).

Pour ce travail, la modification principale, quant à *salrev*, a consisté en la sortie d'un nouveau fichier, *echorev*, décrivant l'échogramme en énergie.

C'est un vecteur de T cases contenant l'évaluation de $p_{\text{eff}}^2(C)$ ou de l'intensité $I(C) = \frac{p_{\text{eff}}^2}{\rho_0 c}$ sur chacun des intervalles ΔT .

D'autres formes (logarithmique, cumulée, décumulée, ...) sont, par commodité, évaluées en-dehors du programme; les calculs des paramètres D , C_{50} , C_{80} , et t_c sont immédiats à partir de la courbe d'énergie cumulée.

3.7. Etude des résultats au travers de quatre problèmes

La théorie précédente montre que l'étude du programme peut se ramener à celle de la contribution d'une seule source à une seule surface réceptrice, puisque le résultat final s'obtient, dans le strict modèle géométrique, par addition des influences d'une série de sources images indépendantes.

Dans le cas présent, la source est supposée ponctuelle et omnidirectionnelle, et le récepteur est choisi carré.

Par souci de clarté, les définitions et notations introduites ci-après seront partout respectées. Soient :

- W la puissance de la source, exprimée en watts;
- L_w le niveau de puissance émise, exprimé en dB :

$$L_w = 10 \log \frac{W}{10^{-12}} \quad (23)$$

- S le lieu de la source, C celui du centre du récepteur et R la distance les séparant;
- L_p le niveau sonore au point C :

$$L_p = 10 \log \frac{P_{eff}^2}{4 \cdot 10^{-10}} \quad (24)$$

Il peut être déduit d'une formule théorique :

$$\mathcal{L}_p = L_w - 10 \log R^2 - 11 \quad (25)$$

ou calculé par un tir de N rayons.

La notation \mathcal{L}_p sera réservée aux mentions du niveau sonore donné par la formule précédente, la notation L_p à celles du niveau évalué par le programme.

Dans ce cas, à chacun d'entre eux est associée la quantité $\frac{W}{N}$, susceptible d'être diminuée par l'absorption de l'air et des parois rencontrées.

Lorsqu'un tel rayon atteint le récepteur, sa contribution est ajoutée à celle des précédents, de sorte qu'en fin de tir l'estimation suivante soit obtenue :

$$P_{eff}^2(C) = \sum_{j=1}^n \frac{\rho_0 c}{A} \frac{W}{N} a_j \frac{1}{|\cos \hat{i}_j|} \quad (26)$$

- où :
- A est l'aire du récepteur,
 - n le nombre de frappes sur la cible,
 - a_j l'atténuation subie par le $j^{\text{ème}}$ rayon,
 - \hat{i}_j l'angle d'incidence formée par le $j^{\text{ème}}$ rayon atteignant la cible et la normale à la surface réceptrice.

A cette évaluation du carré de la pression efficace au point C est associée une erreur statistique ε , proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{pN}}$, où p est la probabilité d'atteindre la cible.

La quantité $\frac{1}{|\cos \hat{i}_j|}$ sera nommée "facteur d'incidence".

Il a été mis en évidence que son rôle géométrique est de corriger la directionnalité intrinsèque du plan récepteur, ce qui sera vérifié par l'étude du second problème.

Enfin, l'angle formé par la droite SC et la normale au récepteur au point C sera appelé "angle d'incidence au centre" et noté \hat{i}_c .

L'adéquation des valeurs calculées aux résultats théoriques en régime établi peut ainsi être discutée à partir des deux premiers problèmes.

En second lieu, le programme peut être utilisé pour une étude du régime transitoire, c'est-à-dire de la répartition temporelle de l'énergie parvenant au récepteur.

Les rayons sont distingués selon leur longueur, donc selon le temps qu'il leur a fallu pour intercepter la surface de réception.

L'axe temporel est scindé en un nombre T d'intervalles d'extension constante Δt .

Les contributions des rayons parvenant au récepteur en un même intervalle sont additionnées, de manière à obtenir un diagramme en bâtonnets, tel que la somme de toutes ses valeurs rende l'estimation du niveau sonore en régime établi.

La construction de cet échogramme conduit à de nouvelles difficultés qui sont examinées dans les deux derniers problèmes et dans l'exemple théorique qui leur succède.

3.7.1. Premier problème : Contribution directe d'une source au niveau sonore à incidence normale

Présentation

Du fait de la divergence sphérique et dans le système d'unités considéré, une source omnidirectionnelle de puissance constante W induit en tout point C éloigné d'une distance R un niveau sonore \mathcal{L}_p tel que :

$$\mathcal{L}_p = L_w - 10 \log R^2 - 11 \quad (27)$$

où

$$L_w = 10 \log \frac{W}{10^{-12}} \quad (28)$$

La disposition la plus simple qui se puisse concevoir est celle où une source unique est située sur une droite normale au récepteur et passant par son centre, de sorte que l'angle d'incidence formé par cette droite et chacun des rayons atteignant la surface de réception soit très faible.

Le temps nécessaire au calcul numérique est largement diminué si sont éliminés dès leur lancer les rayons dont la direction initiale n'est pas comprise dans l'angle solide d'ouverture α .

Exécution

Soient :

$L_w = 90 \text{ dB}$, $r = 2$ mètres et $R = 10$ mètres. La formule théorique donne un niveau $L_p = 59 \text{ dB}$.

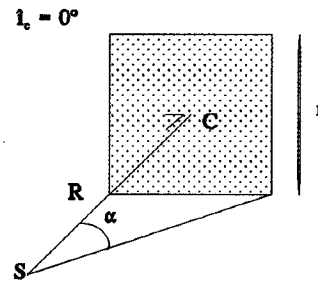


Figure 11 : disposition

Pour un récepteur carré de deux mètres de côté, les résultats obtenus par tir de rayons sont les suivants:

Nombre de rayons (N)	nombre de frappes (n)	erreur ($\epsilon(\%)$)	niveau sonore (L_p)
10 000	32	35.3	59
	36	33.3	59.6
100 000	325	11.1	59.1
	292	11.7	58.6
500 000	1565	5	58.9
	1584	5	59
1 000 000	3136	3.6	59
	3142	3.6	59

Deux essais par cas sont ici reproduits.

Conclusions

L'écart entre les valeurs obtenues et le résultat théorique est toujours inférieur à l'estimation de l'erreur.

La théorie prédit une erreur proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{Np}}$, où N est le nombre de rayons tirés et p la probabilité d'atteindre la cible.

La dépendance en $\frac{1}{\sqrt{N}}$ se vérifie dans le cas présent.

Ainsi, si N est multiplié par cent, ϵ est divisé par dix.

La légère variation d' ϵ observée sur des tirs équivalents est due aux fluctuations statistiques du nombre de frappes, qui influent sur l'évaluation numérique de p.

Le niveau calculé est exact à 0.1 dB près pour un tir d'un million de rayons, mais l'erreur maximale est encore de l'ordre du dB pour $N = 10000$, et cette précision suffit en général.

Enfin, l'angle d'incidence varie peu sur la surface : la valeur minimum de son cosinus est de 0.995 environ.

Ceci induit que le facteur en $\frac{1}{|\cos \hat{i}|}$ présent dans la formule donnant L_p tient ici un rôle négligeable.

3.7.2. Second problème : Contribution directe d'une source au niveau sonore en fonction de l'angle d'incidence au centre

Présentation

Lorsqu'un son est produit en un lieu clos, différentes images de la source participent à l'établissement du niveau sonore.

Ces points d'émission virtuels se disposent tout à l'entour du récepteur, et il est impossible de préjuger de leur emplacement sans user des moyens coûteux requis par la méthode des images.

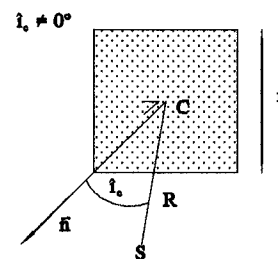
Aussi est-il nécessaire d'étudier l'influence sur le calcul du niveau sonore de l'angle d'incidence au centre induit par la position d'une source particulière.

Celui-ci peut en effet prendre des valeurs très diverses sans qu'il s'y puisse remédier : il serait illusoire d'espérer pouvoir placer le récepteur à incidence quasi-normale de toutes les sources.

Exécution

Soit un récepteur carré de deux mètres de côté situé à une distance $R = 10$ mètres de la source.

Figure 12 : disposition



Pour un tir de 500 000 rayons et un angle \hat{i} variant de 0° à 90° , les valeurs suivantes sont obtenues, en lettres normales ou italiques selon que le facteur d'incidence est présent ou non.

angle d'incidence	nombre de frappes (n)		erreur ($\varepsilon(\%)$)		niveau sonore (L_p)	
0°	1507	1597	5.1	5.	58.8	59.
	1625	1558	5.	5.1	59.1	58.9
	1555	1540	5.1	5.1	58.9	58.9
30°	1351	1355	5.4	5.4	58.9	58.3
	1326	1369	5.4	5.4	58.8	58.4
	1336	1429	5.5	5.3	58.9	58.5
45°	1085	1176	6.1	5.8	58.8	57.7
	1110	1111	6.	6.	58.9	57.4
	1190	1128	5.8	5.9	59.2	57.5
60°	793	832	7.1	6.9	59.	56.2
	785	804	7.1	7.	58.9	56.
	844	832	6.9	6.9	59.2	56.2
75°	392	445	10.1	9.5	58.8	53.5
	419	415	9.8	9.8	59.1	53.2
	430	409	9.7	9.9	59.2	53.1
80°	270	291	12.2	11.7	58.9	51.6
	275	246	12.1	12.7	58.9	50.9
	267	292	12.3	11.7	58.8	51.6
85°	149	142	16.4	16.8	59.3	48.5
	112	152	18.9	16.2	58.1	48.8
	142	130	16.8	17.5	59.1	48.1
90°	0	0	**	**	0	0

Conclusions

Pour $\hat{i} = 0^\circ$, la discussion est celle du problème précédent.

Si la surface est inclinée, l'angle solide sous lequel elle est perçue par la source diminue comme le cosinus de l'angle d'incidence au centre, ce qui se répercute sur le nombre de frappes.

Ainsi, celui-ci est onze fois moins élevé pour $\hat{i} = 85^\circ$ que pour $\hat{i} = 0^\circ$.

Or, l'erreur (ε) varie comme $\frac{1}{\sqrt{p}}$, pour N constant.

La première conséquence de l'inclinaison de la surface réceptrice est donc une augmentation de l'imprécision en $\frac{1}{\sqrt{|\cos \hat{i}|}}$.

Ainsi, dans cet exemple, ε varie de 5% environ à 17% environ lorsque \hat{i} passe de 0° à 85° .

En présence du facteur d'incidence, le niveau sonore L_p conserve une valeur constante de 59 dB quelle que soit l'inclinaison, à l'erreur près.

En l'absence de ce facteur, la directionnalité de la surface est prise en compte et le niveau sonore décroît lorsque \hat{i} augmente, et cela en raison du logarithme de $\cos \hat{i}$.

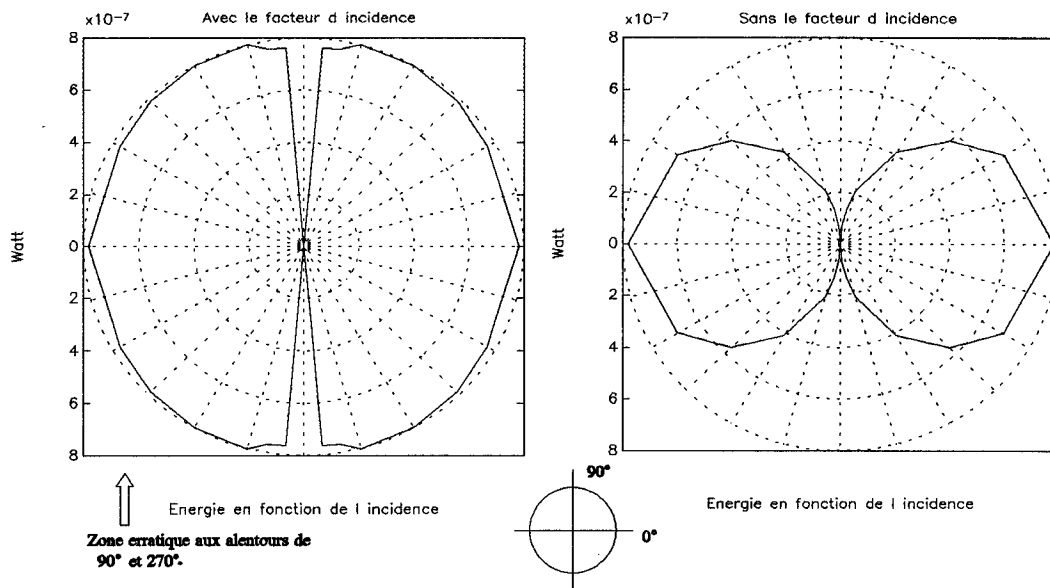


Figure 13 : diagrammes polaires

Les courbes de directivité de chacun de ces "microphones virtuels" sont reproduites ci-dessus, d'après les résultats du tableau.

Selon la formule choisie, le récepteur se comporte comme microphone soit omnidirectionnel, soit directionnel.

Il reste à noter que le récepteur est parfaitement aveugle pour une source située dans son plan ($\hat{i} = 90^\circ$).

Dans cette configuration, aucun rayon n'atteint jamais la cible.

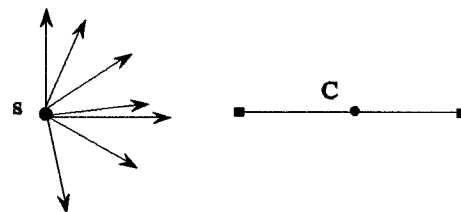


Figure 14 : source évincée

S'il n'y est remédié, par le choix d'une meilleure inclinaison de la surface, des réflexions importantes peuvent ainsi être escamotées des résultats.

3.7.3. L'évaluation du niveau sonore

Les deux problèmes précédents permettent de juger du comportement du programme en régime établi.

S'il est pris garde de ne pas orienter la surface réceptrice de sorte que des sources images importantes soient comprises dans son plan, des résultats précis peuvent être obtenus avec un

nombre de rayons suffisamment restreint.

L'utilisation de ce programme pour le calcul de niveaux sonores se justifie donc lorsque les hypothèses du modèle géométrique sont d'application.

Un accord satisfaisant est alors vérifié entre les valeurs calculées et mesurées.

De plus, l'usage a laissé pressentir que la multiplication des parois, et donc des sources images, a pour effet d'augmenter la stabilité des résultats.

Ceci s'explique par le fait que le volume enceint est alors presque entièrement parcouru par les rayons, et ce d'autant plus que les parois sont réfléchissantes, c'est à dire lorsque le champ devient diffus.

Aux réserves évoquées près, le modèle ne présente pas ici de problème théorique particulier, ce qui ne sera plus le cas lorsqu'il faudra s'attacher à l'aspect temporel, auquel les deux problèmes qui suivent constituent une introduction.

3.7.4. Troisième problème : Contribution directe d'une source à l'échogramme à incidence normale

Présentation

Afin d'évaluer la quantité d'énergie sonore qui, émise en un point S, parvient en un point C dans un intervalle Δt , la méthode des rayons impose de procéder à une moyenne sur une surface d'aire non négligeable.

Il en résulte un certain étalement dans le temps (δt), puisque les rayons pris en compte n'ont pas tous même longueur.

Le cas le plus simple est celui où un récepteur carré, de côté $2 r_i$ est tourné de manière à ce que la source, distante de R, soit situé sur la normale passant par son centre ($\hat{i}_c = 0^\circ$).

r_i : rayon du cercle inscrit,

$r_c = \sqrt{2} r_i$: rayon du cercle circonscrit.

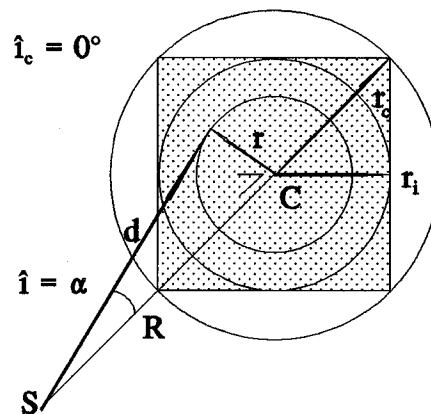


Figure 15 : disposition

Quatre périodes se succèdent :

- pour $t < \frac{R}{c}$: aucun rayon n'atteint la cible;
- pour t tel que $0 < r < r_i$: à chaque instant t , l'énergie parvient sur un cercle de rayon $R = ct \sin \alpha$;
- pour t tel que $r_i < r < r_c$: un "effet de bord", dû à ce que le récepteur est carré, diminue l'énergie reçue;
- pour $t > \frac{\sqrt{R^2 + r_c^2}}{c}$: plus aucun rayon n'atteint la cible.

Seule la théorie du second point est à faire, puisque le troisième n'implique qu'une correction.

En premier lieu, il s'agit de trouver la proportion ΔE de l'énergie totale émise W qui parvient au récepteur entre t et $t + \Delta t$.

Rappel : aire d'une zone sphérique :

$$\theta \in]\theta_0, \theta_1[\text{ et } \varphi \in]0, 2\pi[$$

$$\begin{aligned} S &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_0}^{\theta_1} R^2 \sin \theta d\theta \\ \Rightarrow \\ &= 2 \pi R^2 (\cos \theta_0 - \cos \theta_1) \end{aligned}$$

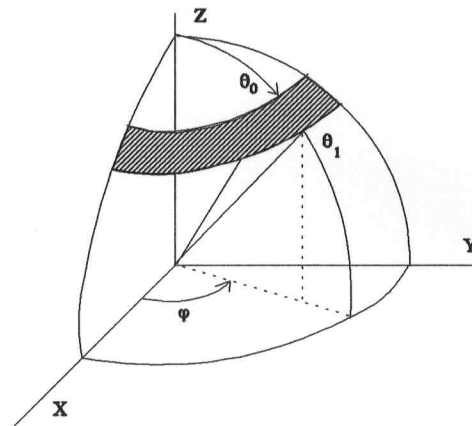


Figure 16 : zone sphérique

L'énergie arrive au même moment sur le récepteur pour un cercle $r = cte$, c'est-à-dire pour une ouverture $\alpha = cte$.

$$t = \frac{d}{c} = \frac{R}{c \cos \alpha} \Rightarrow \cos \alpha = \frac{R}{ct} \quad (29)$$

Angle solide :

$$\Omega = 2 \pi (1 - \cos \alpha) \quad (30)$$

Pour une intensité par unité d'angle solide constante $\frac{W}{4\pi}$ (où W est la puissance émise par la source),

$$E(\alpha) = \frac{W}{4\pi} 2 \pi (1 - \cos \alpha) = \frac{W}{2} (1 - \cos \alpha) \quad (31)$$

où $E(\alpha)$ est l'énergie comprise sous l'angle α ,

et :

$$E(\alpha + d\alpha) - E(\alpha) = \frac{W}{2} [\cos \alpha - \cos(\alpha + d\alpha)] = \frac{W}{2} \sin \alpha d\alpha \quad (32)$$

pour $d\alpha$ petit.

Or,

$$\cos \alpha = \frac{R}{ct} \rightarrow -\sin \alpha d\alpha = -\frac{R}{ct^2} dt \rightarrow d\alpha = \frac{R dt}{ct^2 \sin \alpha} \quad (33)$$

et :

$$dE = E(t + dt) - E(t) = \frac{W}{2} \frac{R dt}{ct^2} \quad (34)$$

qui s'intègre en :

$$E(t) = -\frac{WR}{2ct} + cte \quad (35)$$

Or, cette énergie doit être nulle pour $t < \frac{R}{c}$.

Pour assurer la continuité de la fonction, il faut poser :

$$E\left(\frac{R}{c}\right) = 0 \quad (36)$$

D'où :

$$E(t) = \frac{W}{2} \left(1 - \frac{R}{ct}\right) \quad (37)$$

Cette dernière formule permet de tracer la courbe d'énergie cumulée; celle-ci possède une asymptote horizontale d'ordonnée $\frac{W}{2}$, c'est la portion de l'énergie W émise que recevrait un plan infini.

La formule 34 peut être mise sous une forme de différences finies ($dt \rightarrow \Delta t$ et $dE \rightarrow \Delta E$).

Si la source émet une impulsion de type $W \delta(t - t_0)$, cette formule donne la portion de l'impulsion qui parvient au récepteur dans l'intervalle Δt centré autour du temps t .

Le niveau d'intensité sonore correspondant vaut, par unité de surface,

$$L_I = 10 \log \frac{\Delta E}{A \cdot 10^{-12}} = 120 + 10 \log \left(\frac{WR}{2cA}\right) + 10 \log \Delta t - 20 \log t \quad (38)$$

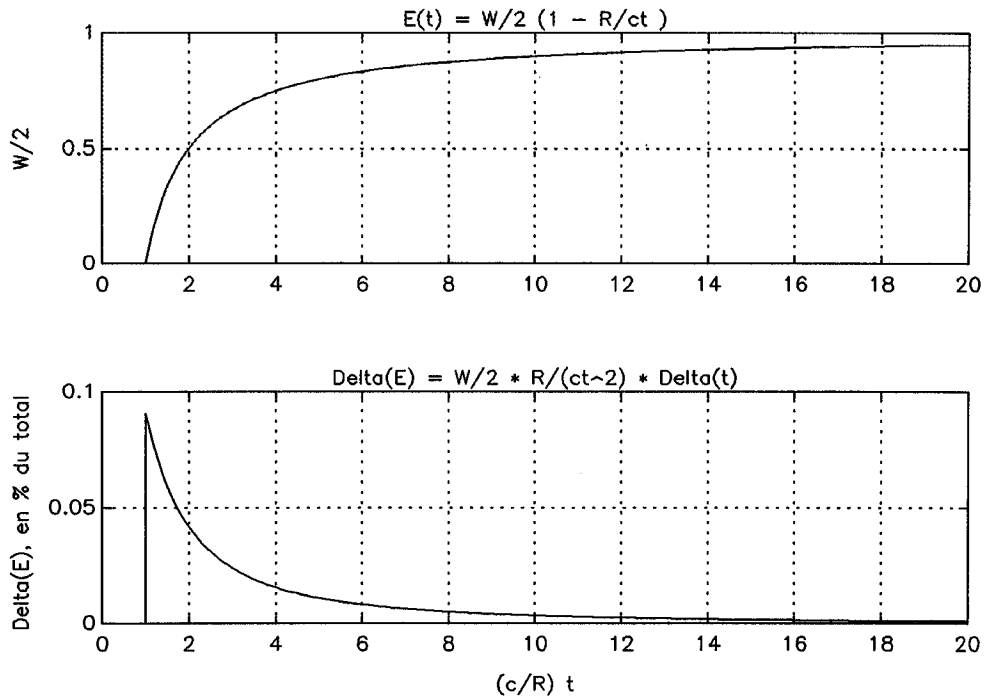


Figure 17 : courbes intégrale et différentielle

Or, si $\rho_0 c = 400$ M.K.S., L_I est égal à L_p et le niveau sonore calculé par le programme doit vérifier la valeur théorique donnée par la formule 38, si l'algorithme est implanté sans tenir compte du facteur d'incidence.

Si ce dernier est présent dans le programme, la formule théorique peut être ajustée. Il suffit de considérer que l'angle \hat{i} est pratiquement constant pour tous les rayons d'un intervalle Δt et que sa valeur est celle des rayons associés au centre de cet intervalle.

$$\frac{1}{|\cos \hat{i}|} = \frac{1}{|\cos \alpha|} = \frac{ct}{R}$$

$$\rightarrow \Delta E' = \frac{\Delta E}{|\cos \alpha|} = \frac{W}{2} \frac{\Delta t}{t} \quad (39)$$

$$\text{et } L_I = 10 \log \frac{\Delta E'}{A \cdot 10^{-12}} = 120 + 10 \log \frac{W}{2} A + 10 \log \Delta t - 10 \log t$$

Donc, dans la configuration étudiée, l'étalement d'une impulsion du récepteur est décrite par :

$$\begin{aligned} L_I &= cte - 20 \log t && \text{en l'absence du facteur d'incidence} \\ L_I &= cte - 10 \log t && \text{en présence du facteur d'incidence} \end{aligned} \quad (40)$$

Exécution

Soient :

- $\rho_0 c = 400 \text{ MKS}$
- $R = 1 \text{ m}$
- $r_i = 5 \text{ m}$
- $\rightarrow A = 100 \text{ m}^2$
- $\Delta t = 0.0002 \text{ s}$
- $L_w = 90 \text{ dB}$

Les formules théoriques deviennent :

$$L_I = L_p = 4.68521083 - 20 \log t \quad (41)$$

$$L_I = L_p = 30 - 10 \log t$$

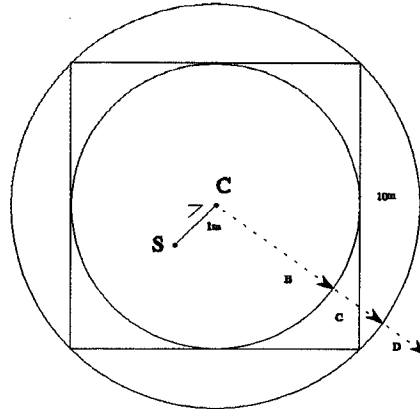


Figure 18 : disposition

Il est clair que la configuration ainsi décrite est irréaliste : elle n'est qu'illustrative des choses à illustrer.

Dans chaque cas, trois exécutions avec cinq cent mille rayons ont été menées.

La comparaison entre évaluation numérique (en points) et formule théorique (courbes) est montrée sur le graphique suivant, trois essais ont été menés dans chacun des deux cas.

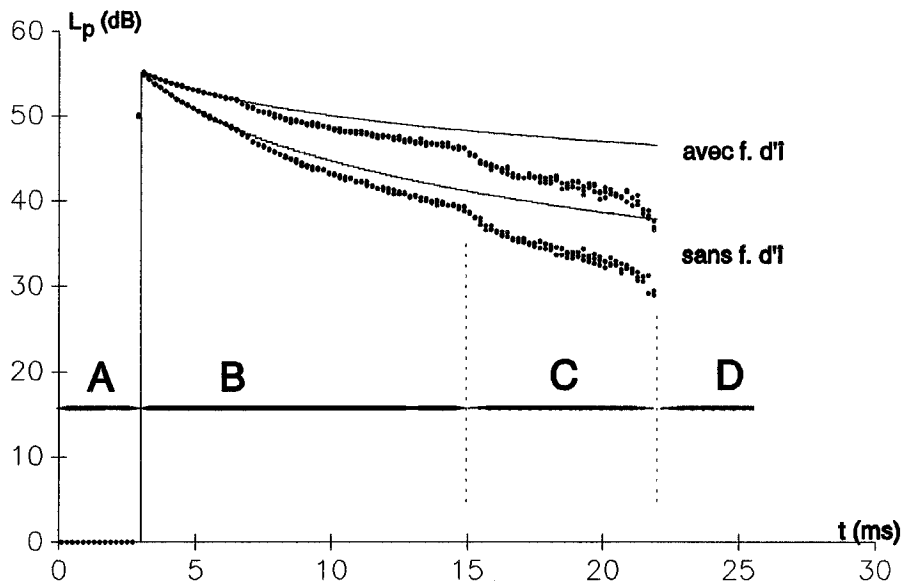


Figure 19 : comparaison entre résultats calculés et théoriques

En A : zone où $t < \frac{R}{c}$: aucun rayon n'arrive encore;

en B : zone de validité des formules : l'adéquation est très bonne au début, qui est la partie intéressante puisque le récepteur n'aura jamais une dimension aussi grande dans les applications futures;

en C : zone de décrochage : le récepteur est carré et les rayons arrivant sur un cercle de rayon supérieur à r_i lui échappent en partie. L'erratisme est de plus en plus prononcé, car de moins en moins de rayons contribuent à l'évaluation et l'imprécision s'en trouve augmentée;

en D : zone de coupure : plus aucun rayon n'atteint la cible pour $r > r_c$.

Conclusions

L'adéquation aux courbes théoriques est assez bonne dans leur domaine de validité.

Dans la configuration étudiée, l'étalement de l'impulsion est proportionnel à l'ouverture (α_{\max}) de l'angle solide sous lequel la source perçoit le récepteur.

La courbe commence en $t = \frac{R}{c}$ et se prolonge jusques à $t = \frac{\sqrt{R^2 + 2 r_c^2}}{c}$

pour un récepteur carré de côté $2 r_i$ (avec $r_c = \sqrt{2} r_i$).

En présence du facteur d'incidence, elle est en $(10 \log \frac{\Delta t}{t})$ dans le domaine de validité de la formule.

La courbe d'étalement sera donc peu inclinée et sa hauteur moyenne sera d'autant plus faible que l'intervalle Δt sera choisi petit, et cela en raison de son logarithme.

Donc, plus affinée sera la résolution temporelle, et plus les amplitudes des échos seront tronquées.

Ainsi, si une réflexion est également distribuée sur deux intervalles, l'intensité de chacune des deux contributions est de 3 dB moindre que celle de leur somme.

La précision sur l'axe des temps nuit à la précision sur l'axe des intensités.

3.7.5. Quatrième problème : Contribution directe d'une source à l'échogramme en fonction de l'angle d'incidence

Présentation

Il s'agit de généraliser le cas précédent à toutes les inclinaisons possibles du récepteur par rapport à la source (\hat{i}_c quelconque).

Soient une source S délivrant une impulsion d'énergie sonore en $t = 0$ et un récepteur carré de côté $2r$ et de centre C, ce dernier étant situé à une distance R du point S. L'angle d'incidence au centre \hat{i}_c est quelconque.

Quelle sera la forme de la contribution de cette impulsion à l'échogramme ?

Les rayons parvenant au récepteur au même moment t forment un cercle.

Celui-ci peut être décentré et ne pas appartenir entièrement à la surface réceptrice.

Exécution

Soient $R = 10$ m et $r = 2$ m, \hat{i}_c variant de 0° à 85° ;

Conclusions

Plus \hat{i}_c augmente, plus l'étalement s'accroît.

Il devient maximum lorsque \hat{i}_c tend vers 90° et est alors proportionnel à la plus grande mesure du récepteur.

Pour un récepteur carré de côté $2r$, l'extension temporelle maximum de l'étalement est de

$$\delta t_{\max} = \frac{2\sqrt{2}r}{c} \quad (42)$$

Cette valeur n'est cependant pas atteinte ici, car la source ne perçoit jamais le récepteur que selon sa médiane, et non selon sa diagonale (ce qui accroîtrait encore l'écart entre le point le plus proche et le plus lointain).

De plus, les intervalles extrêmes s'étalent au-delà des points de coupure et de décrochage et le nombre de rayons qui leur sont associés s'avère négligeable.

Ceci explique que δt demeure constant lorsque \hat{i}_c est supérieur à 60° .

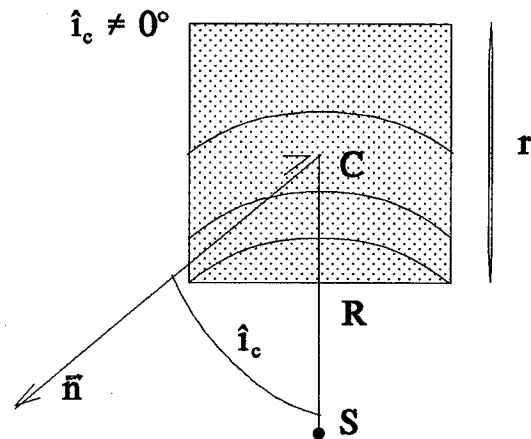


Figure 20 : disposition

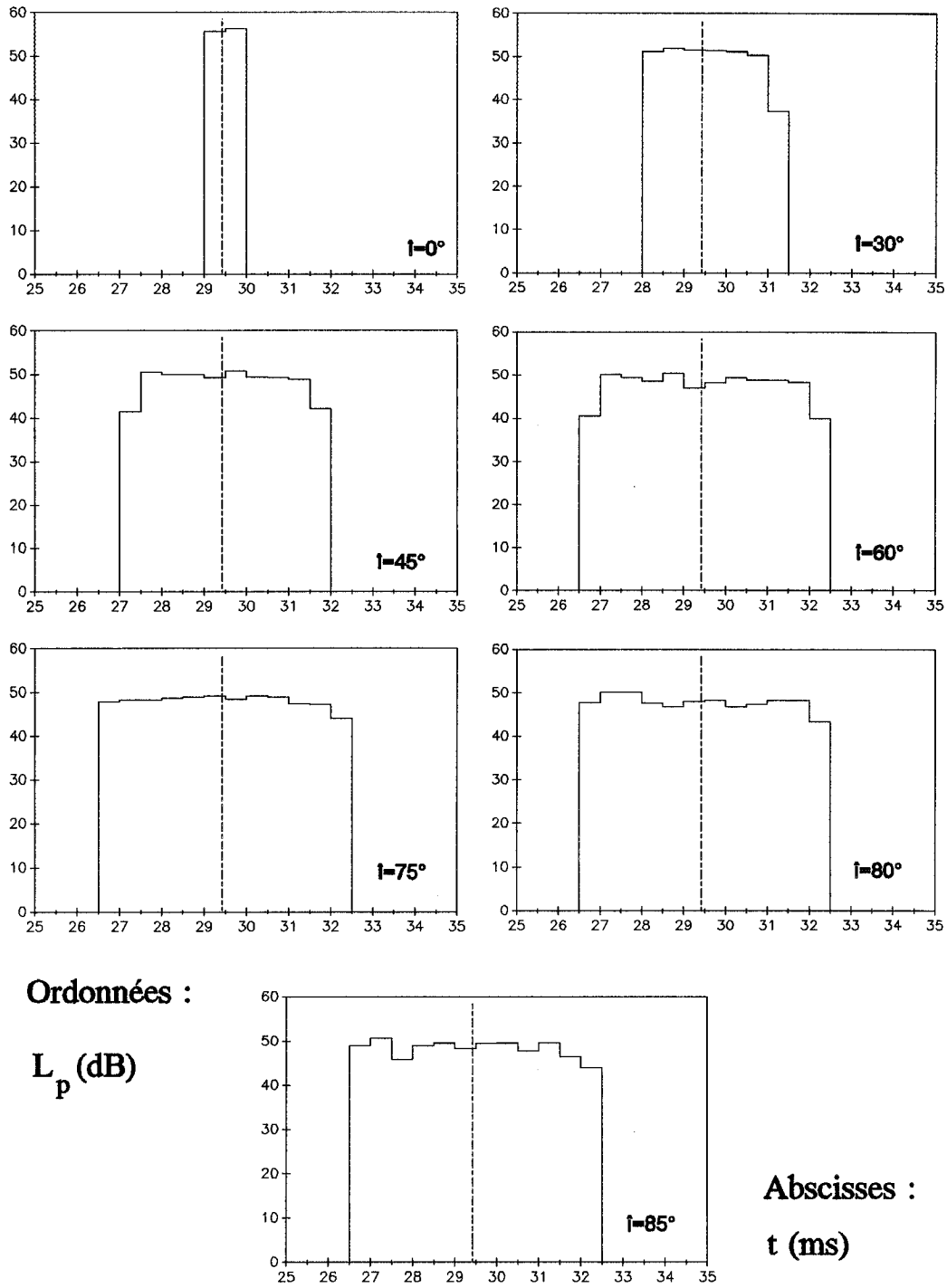


Figure 21 : étalement en fonction de l'incidence

3.7.6. L'échogramme impulsionnel en énergie

Soit une enceinte fermée constituée de grandes parois planes.

Si une impulsion de Dirac est émise en un point S, l'échogramme relevé en un point C est formé d'une suite d'impulsions de même nature (sous les hypothèses du modèle géométrique le plus strict).

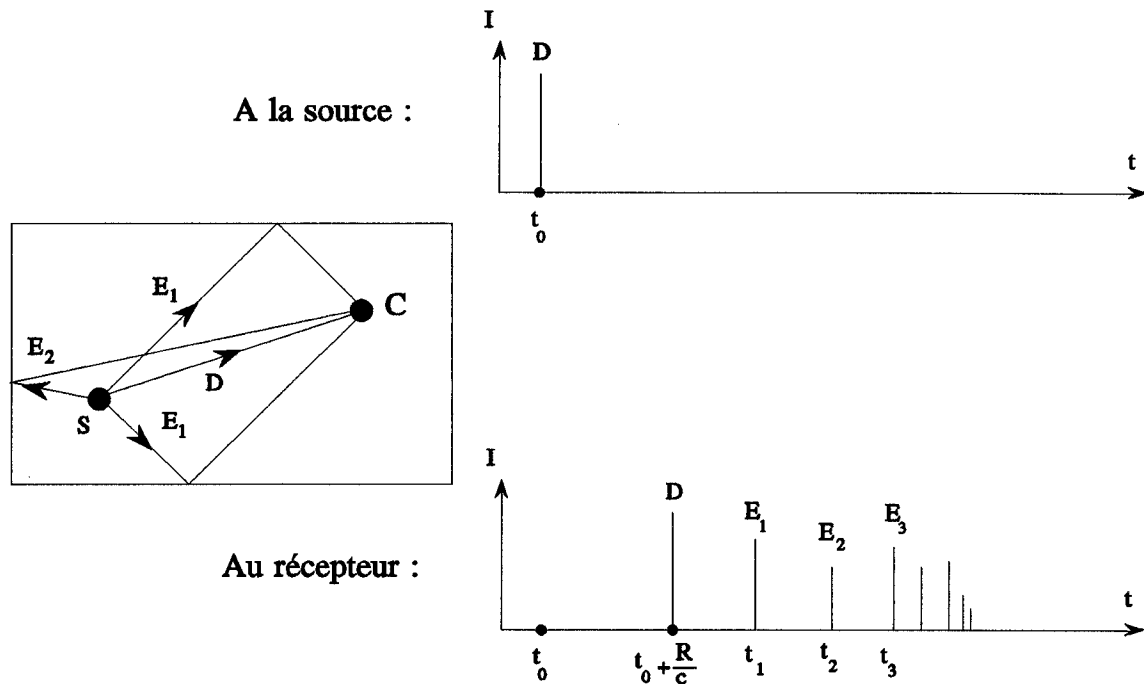


Figure 22 : échos dans une enceinte rectangulaire

La première pointe est relative au son direct. Celui-ci parvient en $t = \frac{R}{c}$, où R est la distance entre les points S et C. Les autres pics sont dus aux réflexions sur les parois.

Cet échogramme impulsionnel donne tous les renseignements nécessaires à la connaissance précise du rôle de la salle dans la transmission du son. Il faut pouvoir y lire la hauteur et la position de chaque pointe, qui caractérisent une réflexion précise.

Le programme ne permet pas d'obtenir un échogramme de cette qualité, puisqu'il faudrait faire tendre Δt vers zéro pour connaître la position précise d'un pic. Or, pour un récepteur carré de côté $2r$, les pointes subissent un étalement dont l'extension peut atteindre $\delta t_{\max} = \frac{2\sqrt{2}r}{c}$ secondes.

Si Δt devient trop faible, les pointes peuvent se partager entre divers intervalles et leur hauteur s'en trouve diminuée, d'où une erreur sur le niveau d'intensité apparaît. Ce problème est illustré par l'exemple théorique du paragraphe suivant.

3.8. Problème du cube

3.8.1. Description théorique

Soit une enceinte cubique, de côté d , au centre de laquelle sont placés la source et le récepteur.

Les sources images se situent sur les noeuds d'un réseau cubique décentré de $\frac{d}{2}$ par une translation suivant la grande diagonale du cube initial et dont la maille élémentaire est égale au côté du cube.

Ce maillage virtuel forme avec celui qu'engendre le cube un réseau cubique à faces centrées.

La source est au centre et chacune de ses images en est écartée d'une distance $R_i = \sqrt{n_i} d$, où n_i est un nombre entier.

En effet, les coordonnées p, q, r d'un noeud sont entières si la valeur d est prise comme unité de mesure⁵⁰.

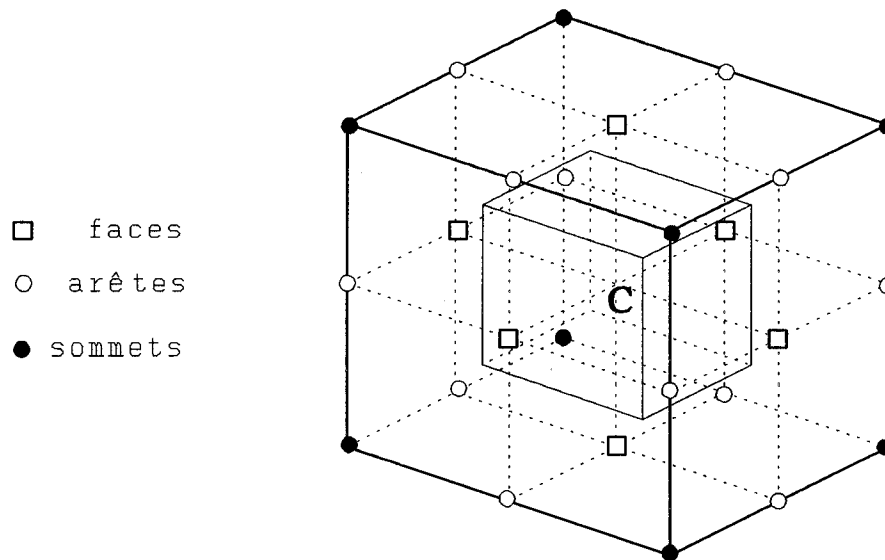


Figure 23 : les vingt-six premières images

Les six images les plus proches sont relatives aux faces (par symétrie orthogonale), les douze suivantes aux arêtes, et les huit qui leur succèdent s'obtiennent par symétrie centrale par rapport aux coins du cube.

Les ordres de réflexions se chevauchent dans le temps et, si l'absorption des parois est négligée, une cavalcade d'échos se forme, qui se perçoit comme un galop sans cesse forcé jusqu'au roulement continu, sans que l'intensité décroisse ni ne s'accroisse.

En effet, la densité des images est constante. Entre les distances assez grandes l et $(l+e)$ sont comprises $4\pi l^2 e$ d'entre elles.

Comme l'intensité d'une source décroît en $\frac{1}{l^2}$, il en résulte que l'intensité totale demeure constante.

Il faut ajouter que la géométrie parallélépipédique est "pathologique" dans le sens où elle souffre d'un défaut d'ergodicité.

Ceci signifie que les rayons ne tendent pas à parcourir l'enceinte, mais plutôt à se refermer sur eux-mêmes, à se "mordre la queue", à s'irruer.

Ceci dit, il est facile de calculer la suite des échos successifs et leurs valeurs respectives en relevant les différentes combinaisons de trois nombres entiers qui rendent la somme de leurs carrés égale à un entier naturel R_i^2 .

Un tableau classé des échos en résulte⁵⁰, qui est le suivant si d est pris pour unité;

R_i	R_i^2	(p, q, r)	N	
1	1	(±1, 0, 0) ...	6	première passe
1.41	2	(±1, ±1, 0) ...	12	
1.73	3	(±1, ±1, ±1) ...	8	
2	4	(±2, 0, 0)	6	deuxième passe
2.24	5	(±2, ±1, 0)	24	
2.5	6	(±2, ±1, ±1)	24	
2.64	7		0	
2.82	8	(±2, ±2, 0)	12	

N est le nombre de permutations que peuvent subir les valeurs de la troisième colonne.

Une passe est le temps qu'il faut pour parcourir la distance d.

Par la suite, le cube sera choisi de dix mètres de côté, et les R_i devront donc être multipliés par dix pour donner en mètres la distance séparant la $i^{\text{ème}}$ image du centre du cube.

3.8.2. Position du problème

L'étude numérique implique le choix d'une surface réceptrice fictive, de son inclinaison et de ses dimensions.

Soit le récepteur un carré horizontal de deux mètres de côté centré sur le centre du cube (C).

Pour des raisons de programmation, le récepteur ne peut comprendre la source (placée en C); aussi faut-il le décaler très légèrement vers le haut (d'un centième de millimètre); ce décentrage n'entache pas les résultats.

Un tir de cent mille rayons a ainsi été mis en oeuvre. L'intervalle Δt choisi est égal à un dixième de passe : $\Delta t = \frac{d}{10.c}$. Les résultats sont les suivants :

Passe										
première	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
deuxième	62	0	0	61.1	62.7	0	57.7	61.4	52.4	0
troisième	56.1	56.8	62.8

• Analyse :

a) Images relatives aux faces

Ce sont les six images du premier ordre.

Quatre d'entre elles sont dans le plan du récepteur et ne contribuent pas.

Restent deux, qui doivent donner

$$L_p = 90 - 11 - 20 \log 10 + 10 \log 2 = 62 \text{ dB.}$$

Leurs rayons parviennent au récepteur entre

$$t_{\min} = \frac{10}{c} \text{ et } t_{\max} = \frac{\sqrt{102}}{c}, \text{ soient tous dans la}$$

onzième case, où l'on trouve $L_p = 62 \text{ dB}$.

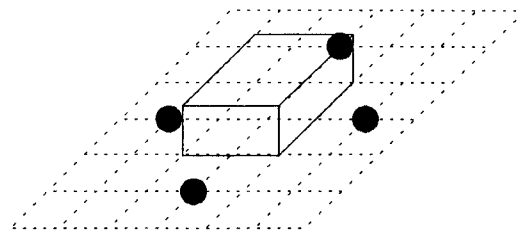


Figure 24 : sources perdues

b) Images relatives aux arêtes

Ce sont douze images d'ordre deux, aux symétriques de la source par rapport aux douze arêtes du cube.

Quatre d'entre elles sont dans le plan du récepteur. Elles sont à une distance

$$R = \sqrt{2d^2} = \sqrt{200} \text{ m} = 14.142 \text{ m.}$$

En théorie,

$$L_p = 90 - 11 - 20 \log \sqrt{200} + 10 \log 12 = 65 \text{ dB}$$

Mais chacune de ces images "voit" le récepteur sous un angle de 45° . Il en résulte un étalement sur deux colonnes (les 14^{ème} et 15^{ème}).

La somme des valeurs de ces deux cases donne bien $L_p = 65 \text{ dB}$.

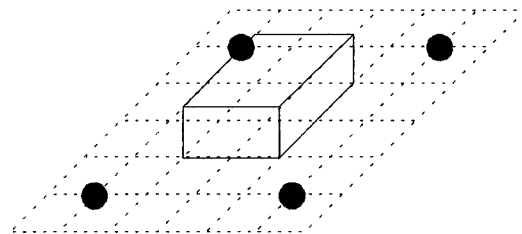


Figure 25 : sources perdues

Toutefois, l'incertitude temporelle sur la position du pic est ici multipliée par deux. Elle est double de l'intervalle choisi ($\delta t = 2 \cdot \Delta t$).

c) Images relatives aux coins

Elles sont au nombre de huit, à une distance $R = \sqrt{3d^2} = \sqrt{300} \text{ m}$.

La théorie donne $\mathcal{L}_p = 63.3 \text{ dB}$ et le calcul $L_p = 63.3 \text{ dB}$, mais il faut cette fois regrouper les résultats de trois cases (les 17^{ème}, 18^{ème} et 19^{ème}), d'où une incertitude triple de l'intervalle choisi ($\delta t = 3 \cdot \Delta t$).

Ces trois premières régions d'images forment la première passe de l'échogramme.

L'addition de tous les résultats donne $L_p = 68.4 \text{ dB}$, au lieu de $\mathcal{L}_p = 70.66 \text{ dB}$.

Ceci est entièrement dû à la mauvaise orientation de la surface réceptrice et est cause d'une erreur définitive de plus de 2 dB (par l'éviction de huit images).

La mauvaise inclinaison de la surface réceptrice provoque ici une erreur conséquente.

Mais passons à la seconde passe.

d) Images relatives aux faces

Elles sont six, mais quatre d'entre elles sont dans le plan du récepteur.

Elles sont à $R = \sqrt{400} \text{ m}$, et $\mathcal{L}_p = 56 \text{ dB}$.

Le calcul donne $L_p = 56.1 \text{ dB}$.

Ce résultat est encore très bon, et l'erreur pourrait être due au fait que, l'ordre de réflexion augmentant, les rayons se font plus rares par source image, d'où l'erreur s'accroît.

Cependant, la case suivante est occupée par une autre réflexion.

- . Ces deux réflexions ne sont plus distinguées sur l'échogramme, ($\delta t > \Delta t$);
. il peut y avoir contamination.

Ceci amène à une autre conclusion : afin d'obtenir une bonne précision dans l'échogramme, le récepteur doit être choisi plus petit, pour diminuer l'étalement des réflexions et éviter les recouvrements.

3.8.3. Affinement

a) Quant à la surface

La précision temporelle de l'échogramme requiert de restreindre au maximum l'aire de la surface de réception.

Ce faisant, l'erreur sur l'évaluation des intensités augmente, puisque les rayons sont moins nombreux à atteindre la cible.

La précision sur un axe nuit à la précision sur l'autre. Il faut donc trouver un compromis.

. La probabilité d'atteindre la cible est proportionnel à la surface : $p \equiv S$.

. L'erreur est évaluée à $\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{N.p}}$.

Donc,

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{NS}} \quad (43)$$

Pour exemple, deux essais de cent mille rayons ont été menés pour deux valeurs de S.

$$S = 4 \text{ m}^2 \Rightarrow n = 3784 \text{ et } \varepsilon = 3.6$$

$$S = 1 \text{ m}^2 \Rightarrow n = 941 \text{ et } \varepsilon = 7.5$$

L'erreur a doublé. Il faudrait lancer quatre fois plus de rayons pour retrouver la précision initiale!

b) Quant à l'inclinaison

En premier lieu, il faut établir une manière simple de calculer les nouvelles coordonnées du récepteur incliné.

Une double rotation permet d'obtenir une orientation arbitraire, et les coordonnées homogènes⁶⁰ facilitent l'exécution de cette opération.

Soient:

$$X = [x, y, z, 1] \quad \text{les coordonnées d'un point du récepteur,}$$

$$C = [a, b, c, 1] \quad \text{les coordonnées de son centre,}$$

$$T(u, v, w) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ u & v & w & 1 \end{bmatrix} \quad \text{la matrice de translation,}$$

$$R_z(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha & 0 & 0 \\ -\sin\alpha & \cos\alpha & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad R_y(\beta) = \begin{bmatrix} \cos\beta & 0 & -\sin\beta & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \sin\beta & 0 & \cos\beta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

les matrices de rotations autour des axes z et y.

Les nouvelles coordonnées se déduisent ainsi des anciennes :

$$X' = [x', y', z', 1] = X [T(-a, -b, -c) R_y(\beta) R_z(\alpha) T(a, b, c)] \quad (44)$$

La première translation ramène la surface réceptrice à l'origine, où elle subit deux rotations locales avant d'être reconduite à sa place.

Ainsi, dans l'exemple du cube,

$$X' = X [T (-5,-5,-5) R_y (54.7) R_z (45) T (5,5,5)] \quad (45)$$

permet d'orienter le récepteur perpendiculairement à l'une des grandes diagonales du cube.

Cette inclinaison fait passer le plan dans une région moins dense en images.

Toutefois, de même qu'il est impossible d'imaginer une droite infinie sur un plan quadrillé ne passant que par l'une des intersections de la trame (le point C), il est impossible dans le cas présent de concevoir une inclinaison telle que le plan du récepteur ne comprenne aucune des sources images.

Ainsi, l'orientation décrite ci-dessus, permet de retrouver les six premières images, alors que quatre d'entre elles étaient occultées par le choix d'un récepteur horizontal, mais six des douze images suivantes sont cette fois évincées.

De plus, l'étalement a augmenté : les six premières images voient leurs contributions distribuées entre quatre cases.

Donc, dans le cas théorique du cube, le problème de l'éviction de certaines images demeure.

3.8.4. Enceinte à deux parois

Cet exemple permet de ne considérer que les erreurs statistique et numérique.

Soit une enceinte à deux parois parallèles de dix mètres de côté parfaitement réfléchissantes.

Les images de la source se situent sur une même droite et sont régulièrement espacées.

Si le récepteur est choisi tel que cette droite lui soit perpendiculaire, l'incidence des rayons sur ce dernier sera toujours quasiment normale; le problème des rayons rasants est entièrement évité.

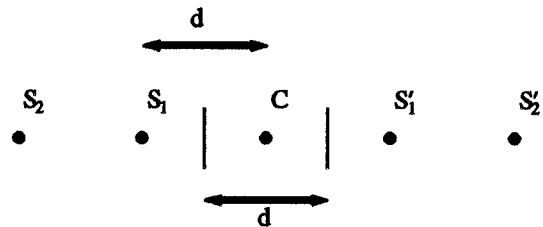


Figure 26 : réseau des échos ($d=10\text{ m}$)

L'angle d'ouverture sous lequel une source image perçoit le récepteur va s'amenuisant avec la distance.

Aussi, si l'intervalle temporel de l'échogramme est bien choisi, les rayons d'une même réflexion se regroupent dans une case unique.

Il n'y a pas de recouvrement entre les échos dans l'échogramme ainsi calculé, et l'incertitude temporelle est réduite à l'intervalle Δt .

Ce dernier se peut restreindre à 0.6 ms environ sans que les réflexions se partagent entre deux cases. L'imprécision sur le temps d'arrivée d'un écho particulier sera toujours inférieure à $\delta t = 0.6\text{ ms}$. Les résultats calculés peuvent être comparés aux valeurs théoriques.

L'intérêt de cet exemple est que l'erreur ne peut venir que d'une cause statistique ou de l'imprécision numérique.

Deux tirs d'un million de rayons ont été réalisés sur une cible de quatre mètres carrés. Dans le tableau suivant sont répertoriés les distances moyennes parcourues entre deux réflexions et le nombre de rayons demeurant en lice.

Les rayons disparaissent lorsqu'ils s'écartent de l'axe de symétrie.

Pour participer à un grand nombre de réflexions, il faut que leur direction initiale soit comprise dans un cône centré sur la normale au récepteur, dont l'ouverture est d'autant plus faible que l'ordre de la réflexion est important.

Aussi ne reste-t-il bientôt plus que quelques centaines de rayons contribuant à l'évaluation.

L'erreur statistique augmente donc fortement et la fin de l'échogramme ne peut être estimée avec précision.

Les échogrammes obtenus (figure 8, en haut) sont comparés à celui que fournit la méthode des images (figure 8, en bas).

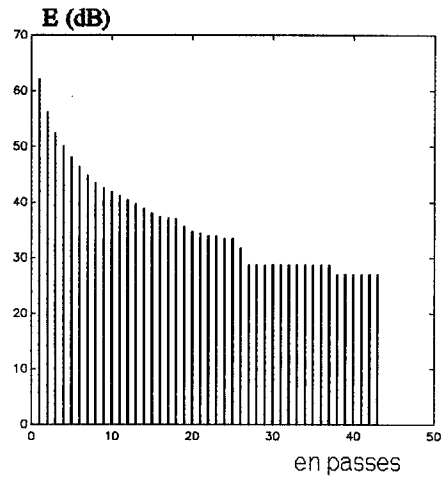
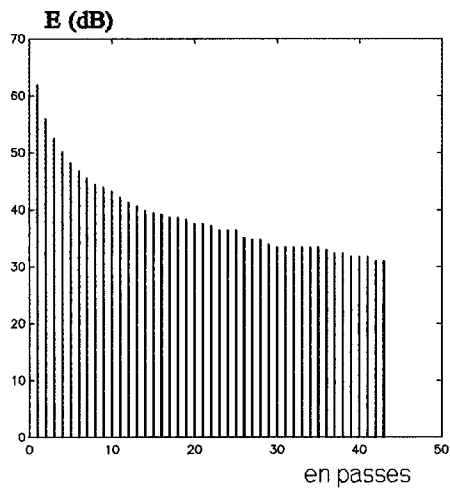
Il ressort de cet exemple que si le début d'un échogramme peut être calculé avec exactitude, sa fin nécessite, pour être correctement évaluée, le lancer d'un nombre de rayons gigantesque.

Ceci résulte de ce que les images d'un ordre élevé ne sont décrites qu'avec une très faible portion du nombre initial des rayons lancés et forme le problème dit "de l'extinction de phases lointaines".

Il est probable que ces résultats seraient meilleurs si les calculs étaient effectués avec une plus grande précision : dans ce cas limite, la moindre erreur lors de l'évaluation de la direction du rayon réfléchi chasse celui-ci hors de l'enceinte (à la quarante-quatrième réflexion, l'ouverture du cône perçu n'est plus que de $0^{\circ}15'38''$).

Numéro de la réflexion	Libre parcours (mètres)	Nombre de rayons	Libre parcours (mètres)	Nombre de rayons
1	5.015	333548	5.015	332888
2	6.380	63717	6.346	63755
3	7.293	24459	7.336	24512
4	7.910	12711	7.860	12917
5	8.216	7824	8.220	7884
6	8.477	5216	8.541	5251
7	8.551	3743	8.735	3786
8	8.821	2747	8.893	2862
9	9.116	2133	8.961	2243
10	8.984	1748	9.154	1788
11	9.171	1421	9.091	1491
12	9.160	1205	9.180	1242
13	9.234	1021	9.220	1044
14	9.423	881	9.302	894
15	9.328	782	9.299	776
16	9.478	688	9.493	674
17	9.455	616	9.378	606
18	9.515	551	9.615	535
19	9.443	498	9.459	481
20	9.502	444	9.567	422
21	9.534	402	9.418	386
22	9.397	367	9.641	340
23	9.485	327	9.513	314
24	9.540	296	9.689	286
25	9.661	273	9.587	268
26	9.607	256	9.682	247
27	9.632	235	9.603	229
28	9.662	216	9.610	211
29	9.797	204	9.744	193
30	9.765	196	9.554	182
31	9.789	186	9.740	165
32	9.691	176	9.622	157
33	9.605	165	9.723	147
34	9.916	154	9.579	139
35	9.909	147	9.542	128
36	9.607	144	9.513	117
37	9.836	133	9.677	108
38	9.682	129	9.691	102
39	9.676	122	9.860	96
40	9.734	116	9.639	93
41	9.962	112	9.879	88
42	9.860	111	9.862	86
43	9.915	108	9.975	82
44	9.811	106	9.466	81
	Premier essai, libre parcours moyen sur toutes les réflexions égal à 9.217 mètres		Second essai, libre parcours moyen sur toutes les réflexions égal à 9.193 mètres	

Deux tirs de rayons.



Erreur par rapport aux images.

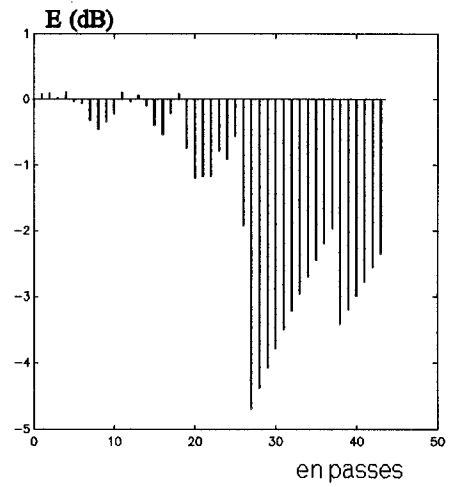
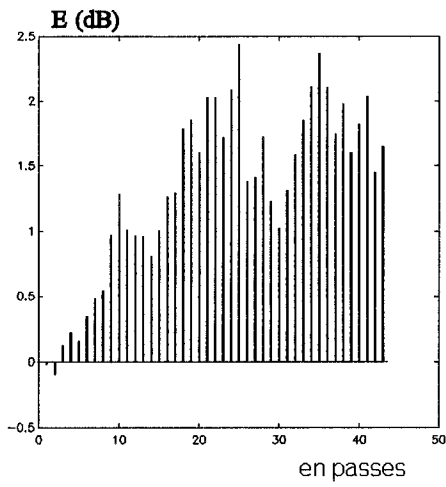


Figure 27 : échogrammes calculés et diagrammes d'erreur

3.8.5. Enceinte à six parois

Ici, l'erreur due à l'inclinaison des sources va s'ajouter à l'erreur statistique et de précision.

Le récepteur a été choisi horizontal, mais le calcul théorique (par les images) a été fait en omettant les sources comprises dans le plan horizontal.

Cet exemple permet donc d'apprécier le comportement du programme lorsque l'angle d'incidence varie, sans pour autant devenir nul.

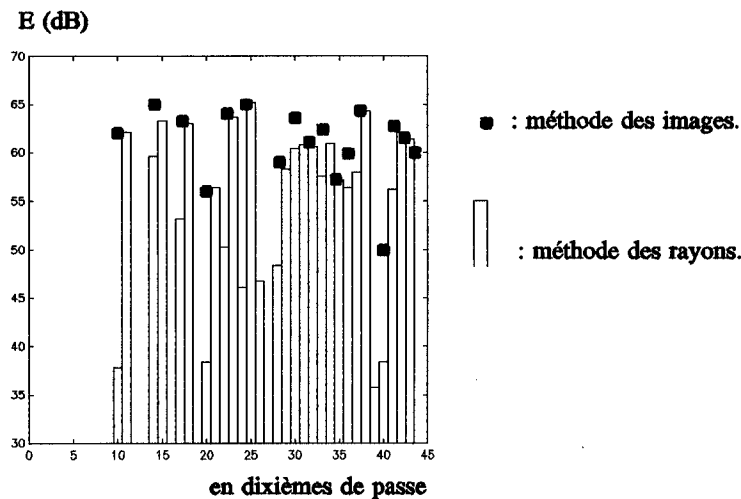


Figure 28 : début de l'échogramme en énergie

Les premières réflexions sont bien décrites, quoique leur étalement sur plusieurs colonnes soit cause à la fois d'un regroupement sur l'axe du temps et d'un tassement sur celui des intensités.

La courbe d'énergie cumulée permet une meilleure comparaison avec la méthode des images et montre que l'évaluation est excellente.

Cette qualité n'est acquise que parce que les sources images du plan horizontal passant par le centre du cube ne sont pas prises en compte lors de l'élaboration de la courbe théorique (voir tableau suivant).

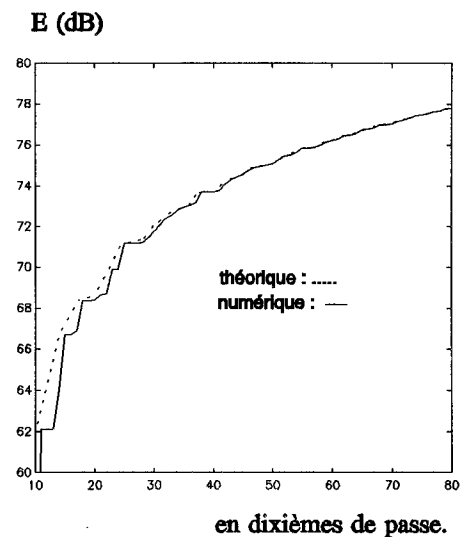


Figure 29 : échogramme en énergie cumulée

distance source récepteur au carré	distance source récepteur (en décimètres)	nombre de sources	nombre de sources évinoées	nombre de sources évinoées par passe
1	1	6	4	
2	1.41	12	4	
3	1.73	8	0	- 8
4	2	6	4	
5	2.24	24	8	
6	2.5	24	0	
7	2.64	-	-	
8	2.82	12	4	- 16
9	3	30	4	
10	3.16	24	8	
11	3.31	24	0	
12	3.46	8	0	
13	3.61	24	8	
14	3.74	48	0	
15	3.87	-	-	- 20
16	4	6	4	
17	4.1	48	8	
18	4.2	36	4	
19	4.36	24	0	
20	4.47	24	8	
21	4.58	48	0	
22	4.69	24	0	
23	4.80	-	-	
24	4.90	24	0	- 24
25	5	30	12	
26	5.10	72	8	
27	5.20	32	0	
28	5.29	-	-	
29	5.38	72	8	
30	5.48	48	0	
31	5.57	-	-	
32	5.66	12	4	
33	5.75	48	0	
34	5.83	48	8	
35	5.92	48	0	- 40
36	6	30	4	
37	6.08	24	8	
38	6.16	72	0	
39	6.25	-	-	
40	6.32	24	8	
41	6.40	96	8	
42	6.48	48	0	
43	6.56	24	0	
44	6.63	24	0	
45	6.71	72	8	
46	6.78	48	0	
47	6.86	-	-	
48	6.93	8	0	- 36
49	7	54	4	
50	7.07	84	12	
51	7.14	48	0	
52	7.21	24	8	
53	7.28	48	8	
54	7.35	96	0	
55	7.41	-	-	
56	7.48	48	0	
57	7.55	48	0	
58	7.61	24	8	
59	7.68	72	0	
60	7.74	-	-	
61	7.81	72	8	
62	7.87	96	0	
63	7.93	-	-	- 48
64	8	6	4	
...	

3.8.6. Eviction de sources

Cet exemple illustre l'incidence du choix de l'orientation du récepteur sur la forme de l'échogramme.

Soit une enceinte cubique de dix mètres de côté dont le plafond et le sol sont entièrement absorbants ($\alpha=1$), tandis que les parois latérales réfléchissent parfaitement le son ($\alpha=0$).

Le récepteur est un carré de deux mètres de côté, orienté par la technique précédemment décrite; il est centré sur le centre du cube.

Deux essais d'un million de rayons ont été menés pour des inclinaisons proches :

$\alpha = 35, \beta = 65$ dans le premier cas,

$\alpha = 45, \beta = 54.7$ dans le second cas (celui-ci correspond à une inclinaison perpendiculaire à la grande diagonale du cube).

Les échogrammes relevés diffèrent de façon ostensible (figure 30).

La figure 31 représente la différence entre les deux échogrammes; les pics négatifs non compensés montrent que le premier perd certaines images de plus que le second.

Il est pratiquement impossible de déterminer une inclinaison idéale; si la seconde fait que six des images aux arêtes sont évincées, son plan passe néanmoins par la région la moins dense en noeuds du réseau virtuel : elle reste donc une des meilleures inclinaisons possibles.

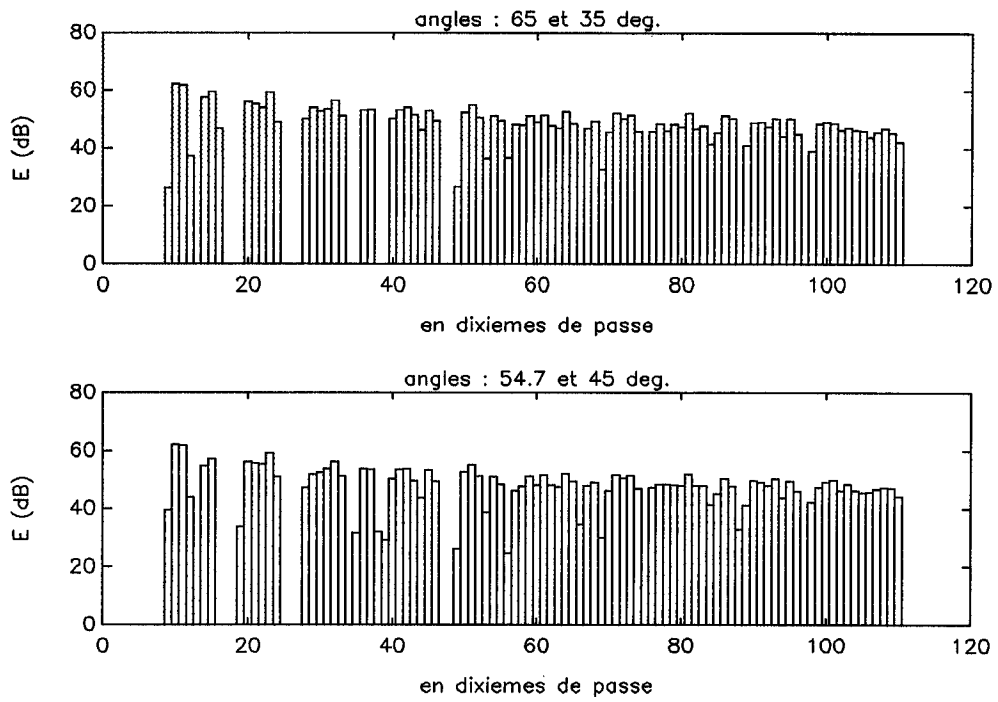


Figure 30 : échogrammes calculés

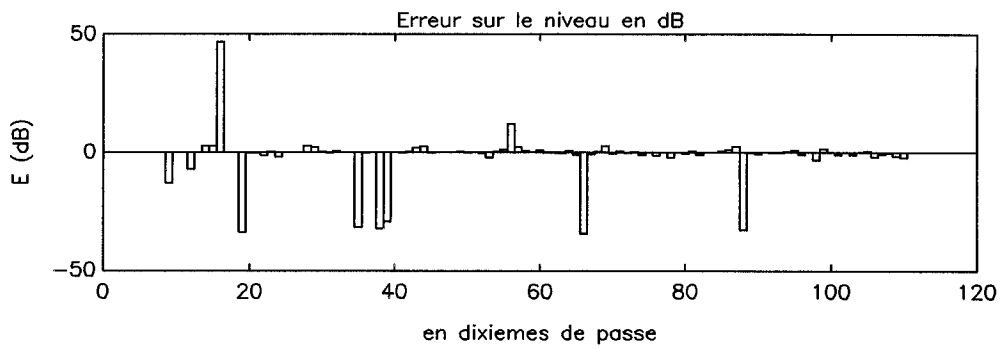


Figure 31 : différence entre les deux échogrammes

3.9. Calcul des critères contemporains

Il a été montré, jusqu'ici, comment s'évalue l'échogramme en énergie, sous la forme discrète d'un vecteur.

A partir de celui-ci, il est aisé de calculer certains des nouveaux paramètres décrit au chapitre 2.5.

Les opérations nécessaires sont effectuées à l'aide du logiciel *matlab* et les programmes sont repris en annexe (le passage *echorev* → *matlab* est immédiat).

3.9.1. Clarté

Sous cette dénomination commune sont reprises la "Deutlichkeit" de Thiele (D), la "Clarity" de Reichardt (C_{80}) et la "Running liveness" de Schultz ($R = -C_{50}$).

Pour rappel,

$$D = \frac{E_0^{50}}{E_0^\infty}, \quad C_{80} = 10 \log \left(\frac{E_0^{80}}{E_{80}^\infty} \right) \text{ et } C_{50} = 10 \log \left(\frac{E_0^{50}}{E_{50}^\infty} \right)$$

où

- E_0^{50} est l'énergie contenue dans les cinquante premières millisecondes de l'échogramme (à partir du son direct),

- E_0^{80} est l'énergie contenue dans les quatre-vingt premières millisecondes,

et - E_0^∞ est l'énergie totale, qui s'identifie à la valeur de l'intensité en régime établi, puisque l'une et l'autre sont formées de la somme des contributions de chacun des échos.

A priori, ces trois grandeurs peuvent être évaluées avec une bonne précision, puisque il a été montré que l'erreur est bien maîtrisée en régime permanent.

A partir de l'échogramme en énergie cumulée, il est facile, connaissant l'intervalle de discrétisation (Δt) et le temps d'arrivée du son direct ($t_d = \frac{|SC|}{c}$) de trouver les valeurs E_0^∞

(maximum de la courbe) et E_0^a (par interpolation linéaire entre les valeurs de la courbe qui correspondent aux abscisses cernant le temps a).

Un dernier paramètre se rattache à cette rubrique, c'est le "temps du centre", défini par

$$t_c = \frac{[I(E,t)]_0^\infty}{E_0^\infty}$$

Bien qu'il se calcule d'une manière analogue aux précédents, il requiert une mention particulière quant à la précision qui lui est attachée.

En effet, la pondération par le temps que contient l'intégrale $[I(E,t)]_0^\infty$ est telle que la fin de l'échogramme y prend plus d'importance; or, c'est sur celle-ci que pèse l'erreur la plus lourde.

3.9.2. Réverbération

Le temps de réverbération est évalué à partir de l'échogramme logarithmique en énergie décumulée, qui s'obtient en retranchant l'échogramme cumulé de sa propre valeur initiale.

Cette courbe est, en général, proche d'une droite, et le T_R est le temps nécessaire à ce qu'elle atteigne un niveau de 60 dB inférieur à celui de son point le plus haut.

Cette grandeur était déjà évaluée dans le programme initial, l'"early decay time" a été ajouté.

Son évaluation est semblable à celle de T_R , mais elle s'effectue sur les dix premiers décibels de décroissance, puis est extrapolée jusqu'à soixante.

3.9.3. Spatialité

Le paramètre LF ("Lateral energy Fraction") pourrait très bien être évalué par le programme *salrev*, il suffirait de distinguer les rayons selon leur angle d'incidence avec le récepteur, celui-ci ayant été judicieusement orienté.

Cependant, le matériel utilisé pour les mesures ne permet pas l'évaluation expérimentale d'un paramètre spatial.

Aussi cet aspect a-t-il été laissé de côté.

En conclusion, le programme *salrev* permet l'évaluation d'au moins un des paramètres de chacune des sections mises en évidence au chapitre 2.5.

3.10. Conclusions

Sur le programme *salrev* :

- Apport de ce travail

Dans la version présente, l'évaluation de l'échogramme discret en énergie ainsi que des paramètres D , C_{50} , C_{80} , t_c et EDT a été ajoutée aux possibilités antérieures.

Un apport intéressant serait l'estimation d'un critère de spatialité (LF par exemple).

- Précision de l'échogramme

L'estimation d'une erreur est beaucoup plus coûteuse en régime transitoire qu'en régime établi.

Aussi, la démarche généralement adoptée est la suivante : lancer plusieurs fois le même nombre de rayons et comparer les courbes obtenues. Si elles sont très différentes, lancer plus de rayons. Sinon, l'échogramme est considéré comme assez précis.

Pour cela, la routine de génération des nombres aléatoires a été transformée de sorte que sa semence soit déterminée par l'horloge interne de l'ordinateur; ainsi, deux tirs de rayons différent entre eux.

- Erreurs statistique et numérique

Elles croissent avec le temps; aussi, dans les programmes les plus récents⁶⁷, la fin de l'échogramme est-elle évaluée de manière statistique.

Ce procédé est excellent, car :

- le début de la courbe, qui manifeste des échos importants et bien séparés, est estimé avec précision par une méthode de rayons;
- la fin de la courbe, qui manifeste le phénomène de réverbération, est continue, et une méthode statistique, qui n'en donne que l'enveloppe, suffit.

- Erreur d'éviction

Les sources qui sont dans le plan du récepteur sont entièrement évincées de l'échogramme; il en résulte une erreur qui peut être très importante au début de l'échogramme.

Ce problème devrait toutefois s'estomper en situation réelle, et même se changer en qualité, puisqu'il résulte de l'effet Bekesy que les rayons rasant la surface d'audition d'une salle de théâtre ou de concert sont entièrement absorbés par le public.

- Corrélation avec la méthode des images

La courbe de l'échogramme souffre d'un défaut propre à la méthode des rayons, qui est dû au fait que cette méthode impose, pour le récepteur, des dimensions finies.

Ce défaut est fort atténué dans la présentation en énergie cumulée. Sous cette forme, l'échogramme calculé par *salrev* est très proche de celui dérivant de la théorie des images.

Sur la réduction des hypothèses

Le programme *salrev* a été écrit dans le plus strict respect des hypothèses du modèle géométrique.

Il existe une possibilité d'aller plus loin, qui consiste en réalité à revenir à la méthode des images⁶⁷.

Elle permet d'obtenir de bons échogrammes, mais butte sur les problèmes de diffusion et pose difficulté quant aux surfaces incurvées.

Une autre façon de faire serait de ne considérer le tir de rayons que comme une simple méthode de résolution d'intégrales, et de tenter de réduire les hypothèses par une modélisation de la diffusion que provoquent les parois courbes.

Cela est important pour l'étude des salles de théâtre et de concert, où il est courant d'utiliser de telles surfaces pour des raisons bien définies (exemple : réflecteur convexe).

Il serait étonnant que des éléments d'un emploi aussi clair pour l'architecte ne puissent donner lieu à aucune modélisation simple.

4. Chaîne de mesures

4.1. Description du problème

La mesure d'un échogramme requiert l'usage d'une arme à feu - ou de toute autre source apte à produire une impulsion sonore brève, précise et reproductible.

Le son est recueilli par un microphone omnidirectionnel et enregistré sur bande magnétique.

Ensuite, il doit être échantillonné, afin d'être introduit dans un fichier informatique à partir duquel toutes sortes d'opérations peuvent être menées : filtrage fréquentiel numérique, calcul de diverses grandeurs acoustiques, graphiques, ...

Il a fallu, pour ce travail, recréer une chaîne de mesures complète, celle du service d'acoustique s'étant avérée déficiente.

La carte Ariel ADC 56000 a finalement été choisie pour réaliser l'échantillonnage.

Si ses possibilités dépassent largement les besoins de la chaîne, sa programmation, *via* l'ordinateur, nécessite une bonne maîtrise du langage 56001.

Aussi, P. Ansay, dont le travail de fin d'études consistait, entre autres, en l'étude de cette carte, a-t-il bien voulu se charger de l'écriture du programme d'acquisition (voir annexe 1).

Si la part conceptuelle de ce montage revient à l'auteur du présent travail, sa réalisation sur le matériel ici décrit eût été plus qu'hasardeuse sans l'aide apportée par P. Ansay, et les difficultés de programmation, qui ont demeuré, se fussent sans doute révélées insurmontables dans le temps qui nous était imparti.

L'acquisition d'un échogramme s'effectue en deux moments :

- *la mesure* : l'impulsion est produite par un pistolet d'alarme, recueillie par un microphone placé sur sonomètre et enregistrée sur bande *via* un appareil Nagra III;
- *L'échantillonnage.*

Le lecteur Nagra III est relié à un oscilloscope Tektronix 2445 A, qui permet de régler *de visu* le volume de sortie (tension maximale supportée par la carte : 6 volts crête à crête).

Un oscilloscope à mémoire permettrait d'effectuer ce réglage avec plus de précision.

La carte Ariel est composée de deux cartes :

- une carte d'acquisition AD/DA (deux entrées, deux sorties, seize bits);
- une carte DSP (dix MIPS, vingt-quatre bits, 32K de mémoire) gérée par un microprocesseur 56001.

Celui-ci est relié, à l'aide d'un bus RS232, à un ordinateur Macintosh IIX.

Le logiciel ADS 56000 permet de programmer la carte DSP. Celle-ci commande la carte AD/DA, qui procède à l'échantillonnage. Les résultats sont rangés dans la mémoire de la DSP (16k de mémoire programme et 2 x 8k de mémoire données sont disponibles).

Ensuite, ils sont transférés dans un fichier de l'ordinateur. La dynamique de la carte AD/DA est de 96 dB, mais le rapport signal-bruit est réduit à celui du Nagra. Il est, selon la notice, de 60 dB sur la bande 20-20000 Hz, ce qui suffit amplement.

Le programme d'acquisition est reproduit en annexe. Ses paramètres sont :

- f_e : la fréquence d'échantillonnage,
- N_e : le nombre total d'échantillons conservés,
- D_e : le niveau de déclenchement,
- n_e : Le nombre d'échantillons qui précèdent le déclenchement et qui sont conservés afin de ne rien perdre du début du signal ("pretrig").

Ces grandeurs peuvent être modifiées sans limitation, sauf N_e qui doit, dans la version actuelle, être inférieur à 16000.

Cette valeur s'est révélée largement suffisante pour les applications prévues (voir plus loin).

Les opérations réalisées par le programme sont les suivantes :

- Une fois la bande magnétique lancée, le programme est à son tour mis en route par une opération manuelle sur le clavier de l'ordinateur. Ceci fait, la DSP agit de manière autonome.
- Un tampon circulaire recueille les échantillons sur le principe FIFO (premier entré, premier sorti). Il en conserve invariablement n_e , qui formeront le prédéclenchement.
- Une fois le voltage D_e repéré, la mémoire de la DSP se charge de $(N_e - n_e)$ échantillons supplémentaires, qui formeront le signal proprement dit.
- Lorsque N_e échantillons ont été, au total, recueillis, le maximum de la série en valeur absolue est recherché. Tous les échantillons sont divisés par le nombre, afin d'obtenir un signal normalisé.

Les valeurs ainsi obtenues varient entre (-1) et (+1). La DSP travaille en virgule fixe, sur 24 bits. Sept chiffres significatifs sont préservés après la virgule, ce qui correspond aux possibilités de la carte AD/DA.

- Ensuite, les résultats sont transférés dans un fichier de l'ordinateur.

La phase d'acquisition est alors achevée.

A l'aide d'un court programme en langage C (non reproduit ici), le fichier est transformé, de manière à être accepté par le logiciel *matlab*. L'échogramme y est entré sous forme d'un vecteur colonne de N_e éléments.

Matlab est un logiciel interactif spécialement prévu pour le calcul matriciel, et donc parfaitement adéquat pour traiter des échogrammes.

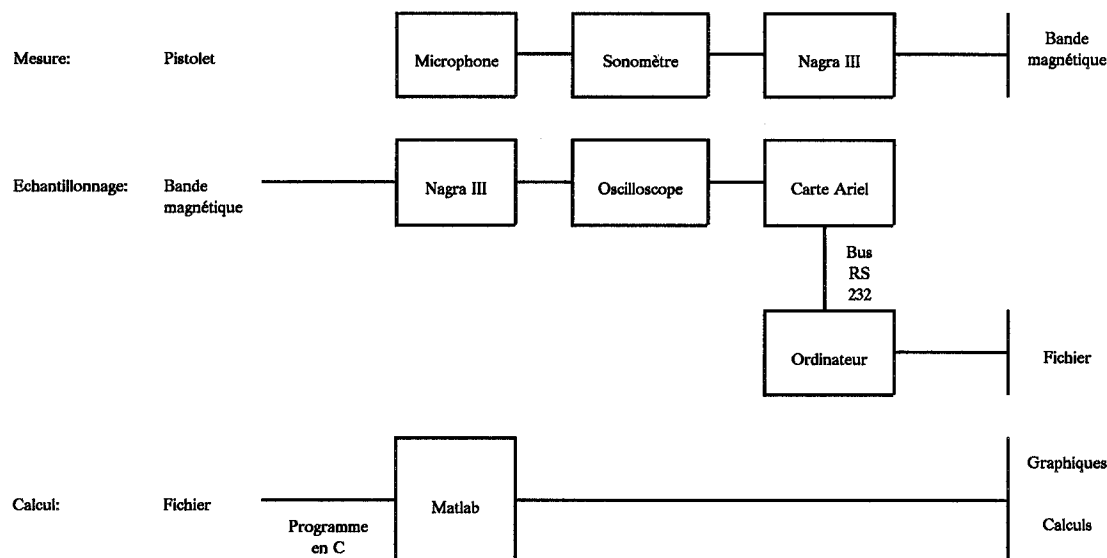
Il permet en effet,

- de représenter vecteurs et matrices sous forme graphique, et donc d'obtenir immédiatement le tracé de l'échogramme;
- d'effectuer avec rapidité et en double précision toutes les opérations matricielles, et donc de calculer l'échogramme en énergie ou sa forme logarithmique;
- d'évaluer les transformées de Fourier (FFT), la densité spectrale de puissance;
- d'opérer la convolution d'un signal par des filtres numériques FIR, IIR, de Chébychev;
- de créer d'autres fonctions en vue d'applications particulières.

En résumé, la chaîne de mesure ainsi constituée permet d'acquérir et de traiter les échogrammes sans aucune restriction, si ce n'est celle que peut présenter la mémoire de l'ordinateur utilisé.

Le seul désagrément réside dans le grand nombre d'opérations manuelles, qui doivent être répétées pour chacune des mesures; il pourrait être évité par une meilleure présentation des menus.

Le schéma de la chaîne complète est le suivant :



4.2. Source impulsionnelle

L'échogramme est relatif à un couple (émetteur récepteur), dont les éléments correspondent à des positions définies qui peuvent être interverties selon le principe de réciprocité.

En théorie, la source émet une impulsion parfaite et le signal recueilli se présente sous la forme suivante :

$$p(t) = \sum_{i=0}^n a_i \delta(t - t_i) + x(t) \quad (1)$$

Le pic $a_0 \delta(t)$ manifeste le son direct et est pris comme origine de l'axe des temps ($t_0 = 0$).

Une série de n pics retardés suit, qui représentent les différents chemins d'échos menant de la source au récepteur. Leurs amplitudes a_i dépendent de l'absorption de parois rencontrées.

Enfin, les diffractions, diffusions et bruits de fonds forment une composante moindre du signal: $x(t)$.

Cependant, dans la pratique, l'impulsion parfaite est irréalisable et un signal $e(t)$, de faible extension temporelle, s'y substitue.

L'échogramme est alors décrit par la formule suivante :

$$p(t) = \sum_{i=0}^n a_i e(t - t_i) + x(t) \quad (2)$$

où il est supposé que la réflexion n'influe pas sur la forme du signal $e(t)$, mais seulement sur sa hauteur (c'est une approximation).

L'arme utilisée au service d'acoustique crée la quasi-impulsion $e(t)$ suivante :

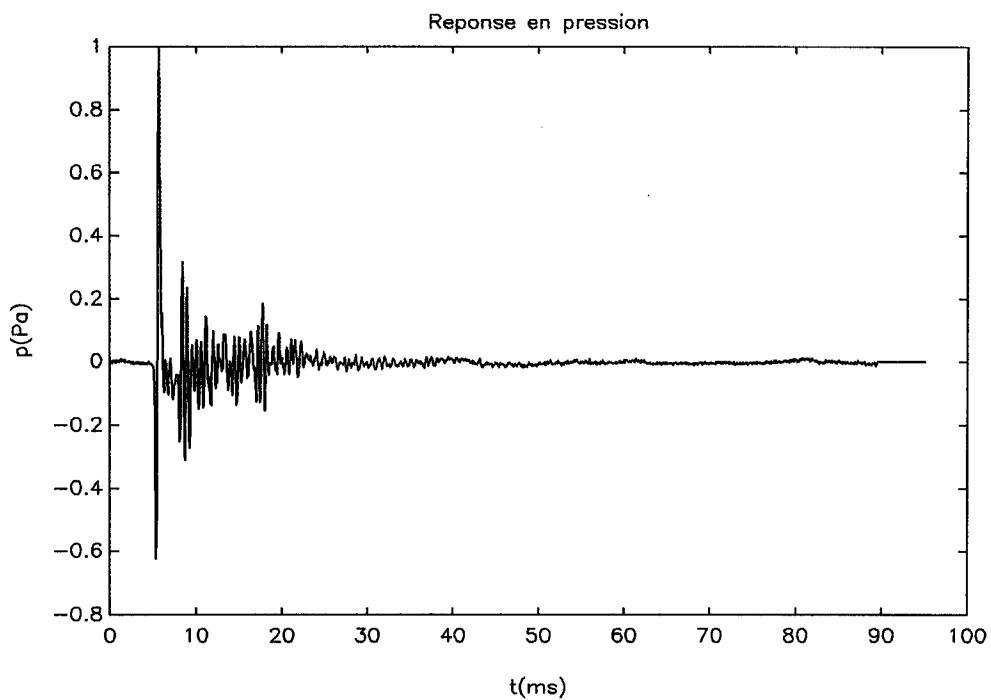


Figure 1

Cette mesure a été relevée en chambre sourde, afin d'éviter au maximum la présence d'échos et de bruits extérieurs. La quasi-impulsion s'étale sur 20 ms environ. Elle est formée de deux pics essentiels et d'une traîne de pics moins importants (de l'ordre de cinq fois plus faibles en pression, et de dix fois en énergie).

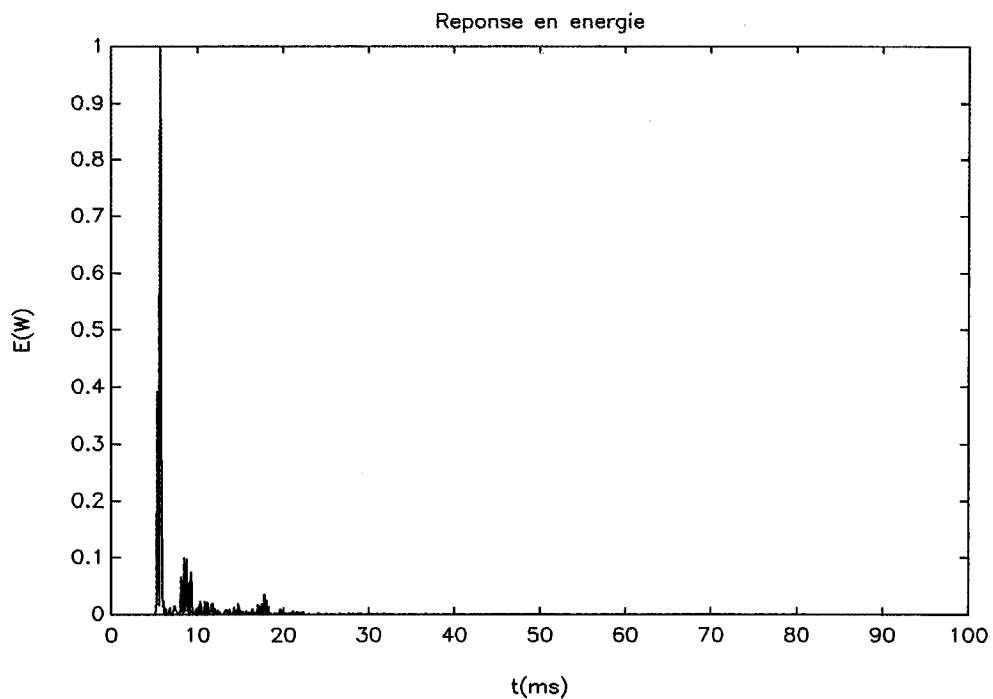


Figure 2

Sous la forme logarithmique, l'échogramme révèle un trait important : le rapport entre le signal maximum et le bruit qui le précède excède à peine 40 dB.

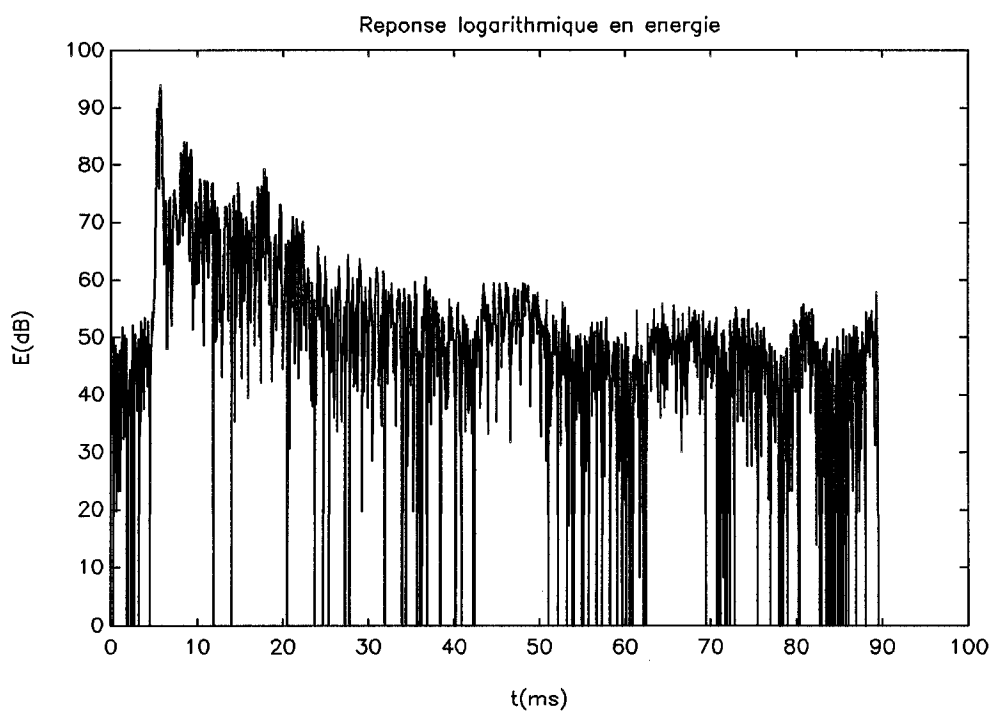


Figure 3

Cette valeur suffit toutefois à évaluer le temps de réverbération, par extrapolation linéaire.

Dans le domaine fréquentiel, la densité spectrale d'énergie peut être tirée du signal (programme en annexe).

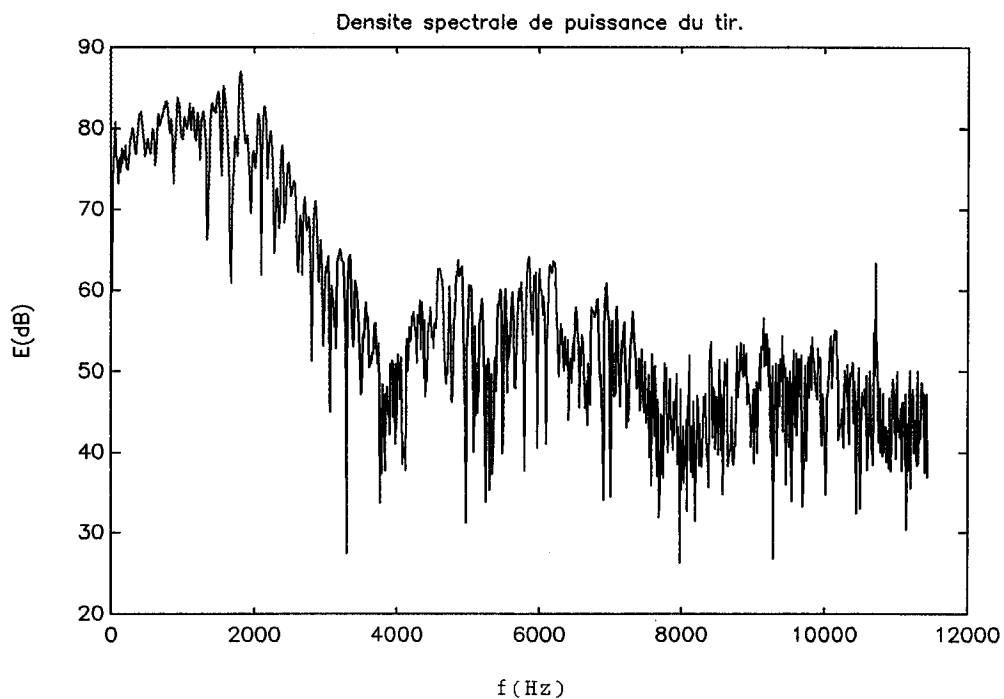


Figure 4

Il en ressort que la source est loin d'atteindre un bruit blanc. Ainsi, par rapport au niveau énergétique émis à 1000 Hz, une chute de 35 dB s'observe pour les bandes centrées autour de 4000 Hz et 8000 Hz !

D'autres tirs, plus imparfaits, ont révélé une chute supplémentaire de 10 dB autour de 2000 Hz.

4.3. Echantillonnage

Les paramètres du programme d'acquisition ont été fixés aux valeurs suivantes :

- Le prédéclenchement :

Quelle que soit la fréquence d'échantillonnage choisie, un nombre n_e de 128 échantillons suffit amplement à récupérer le temps de montée du son direct et à visualiser le bruit régnant dans l'enceinte étudiée au moment de la mesure.

- Le niveau de déclenchement :

La tension maximum acceptée comme entrée par la carte AD/DA, celle qui préserve le meilleur rapport signal/bruit, est de six volts crête à crête.

Aussi, $D_e = 2 \text{ V}$ (un tiers du maximum) convient bien, en harmonie avec la valeur accordée à n_e .

- Le nombre total d'échantillons :

Afin de n'utiliser que la mémoire programme de la carte DSP, N_e ne doit pas dépasser la valeur de 7680.

En outre, un tel vecteur prend déjà beaucoup de place dans la mémoire de l'ordinateur.

C'est donc pour des raisons pratiques, et non essentielles, que N_e a été fixé à 7680.

- La fréquence d'échantillonnage :

Les fréquences supérieures à vingt kHz sont inaudibles (voir la courbe de Wegel).

Toutefois, la qualité de la source impulsionnelle ici utilisée rend quelque peu vaine une telle limite.

De plus, une analyse classique par bandes d'octaves s'arrête à celle de huit kHz, celle-ci étant bornée par $f_c = 8000 \cdot \sqrt{2} \approx 11300 \text{ Hz}$.

Le théorème de Shannon impose une fréquence d'échantillonnage double, au moins, de cette dernière.

C'est pourquoi f_e a été choisie de 22880 Hz (voir annexe 1).

Les valeurs conservées par la suite seront donc :

$$\begin{array}{ll} n_e = 128 & D_e = 2 \\ N_e = 7680 & f_e = 22880 \end{array}$$

L'échogramme s'étale ainsi sur 330 millisecondes après le déclenchement.

Dans une salle classique, un tel temps suffit, selon l'avis même des acousticiens (A.C. Raes préconise une étude sur les cent premières millisecondes).

D'une autre difficulté s'avère la notion même de "fréquence d'échantillonnage".

Il faut en revenir au théorème de Shannon⁵⁸ :

"Soit un signal $h(t)$ en bande limitée ($|f| < f_c$) échantillonné avec une période T .

Si $2f_c \leq \frac{1}{T} = f_e$, aucun recouvrement n'a lieu et aucune information n'est perdue dans l'opération d'échantillonnage".

Une impulsion de Dirac possède un spectre plat, c'est-à-dire qu'elle contient toutes les fréquences.

⇒ Elle ne peut être échantillonnée.

Or, l'échogramme idéal est une suite aléatoire d'impulsions de Dirac. En réalité, ces impulsions sont loin d'être parfaites.

Mais l'échantillonnage, aussi serré soit-il, ne pourra jamais garantir une juste évaluation de la hauteur a_i d'un pic.

Heureusement, du fait que l'oreille possède un certain temps d'intégration (de l'ordre de 20-30 ms¹², cfr loi de Haas), elle est moins sensible à la hauteur des pics qu'à l'énergie contenue sous ces derniers.

Le sens de la fréquence d'échantillonnage est donc simplement, jusqu'ici, de garantir une bonne reproduction des impulsions imparfaites $e(t)$ décrivant le son direct et ses réflexions.

4.4. Traitement de l'échogramme

Une fois le signal échantillonné, il est entré, sous forme d'un vecteur colonne de N_e éléments, dans un espace *matlab*.

A l'intérieur de celui-ci, l'échogramme subit, par l'application de simples et courtes procédures reproduites en annexe, les transformations classiques d'où se déduisent les valeurs des paramètres D , C_{50} , C_{80} , t_c et EDT.

Soit, donc, le vecteur p , représentant la réponse impulsionnelle.

- Il est d'abord "coupé", c'est-à-dire que les échantillons correspondant à des temps antérieurs à l'arrivée du son direct sont retranchés du vecteur (figure 5).

- Il est ensuite représenté sous une forme énergétique (figure 6) : chacun de ses éléments est élevé au carré par l'opération

$$pp = p .* p \quad (3)$$

- De là est déduite sa forme logarithmique (figure 7) :

$$ppl = 10 .* \log_{10} \left(\frac{p^2}{800 - 10^{-12}} + 1 \right) \quad (4)$$

- A partir du vecteur en énergie, le diagramme en énergie cumulée est évalué (figure 8), et les valeurs de C_{50} , C_{80} , D et t_c en sont déduites.

Le "temps du centre" peut être représenté sur l'échogramme en pression ou en énergie (figure 9); le "centre de gravité" de la courbe est ainsi visualisé, et une discussion substantielle s'en peut dégager (cfr chapitres 2 et 5).

- En retranchant le vecteur d'énergie cumulée de sa propre valeur maximum, le diagramme en énergie décumulée (c'est-à-dire la courbe d'extinction) est obtenu (figure 10).

Sous sa forme logarithmique (figure 11), il se présente en général comme une droite, et le paramètre EDT en est facilement déduit.

Enfin, il est possible d'intégrer partiellement la courbe de l'échogramme, de manière à obtenir un diagramme en colonnes analogue à celui qu'évalue le programme *salrev*.

De la comparaison entre les figures 12 et 13, il ressort que l'échogramme calculé pourrait donner une bonne idée de la courbe qu'il estime, bien que certaines irrégularités saillantes soient gommées.

Remarque sur le critère de spatialité

Telle qu'elle se présente, la chaîne de mesure ne permet en aucun cas la mesure de la spatialité.

En effet, le paramètre LF, dont le calcul requiert une estimation de l'énergie "latérale" impose l'utilisation de microphones directionnels lors des mesures.

En revanche, à l'aide d'une "tête" factice (le service d'acoustique en possède une), il serait plus aisé d'évaluer le paramètre IACC.

Or, si le paramètre LF peut être facilement évalué par le programme *salrev*, il n'en va pas de même pour l'IACC, car, du fait de l'extension du récepteur requise par la méthode des rayons, il semble hasardeux de vouloir relever avec précision des échogrammes séparés de la seule distance céphalique : cela reviendrait, en pratique, à écarter deux oreilles d'éléphant d'une trentaine de centimètres ...

En résumé, quant à cet aspect, comparer les résultats d'une évaluation numérique avec ceux obtenus par des mesures est, en soi, un problème difficile, et ce d'autant plus que les grandeurs LF et IACC ne sont pas corrélées (cfr chapitre 2.5.).

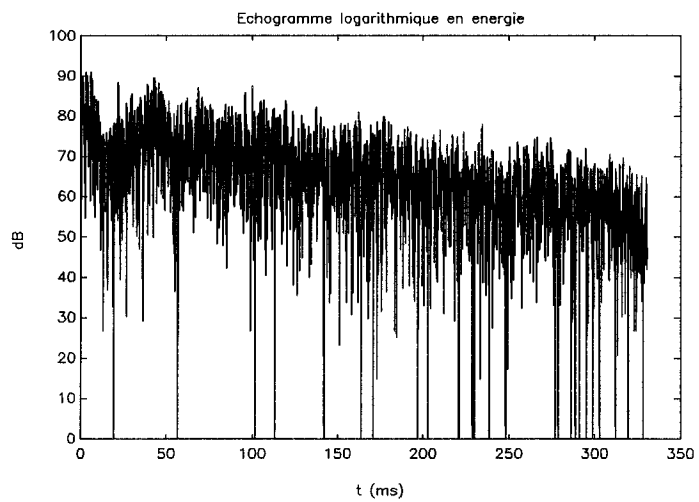
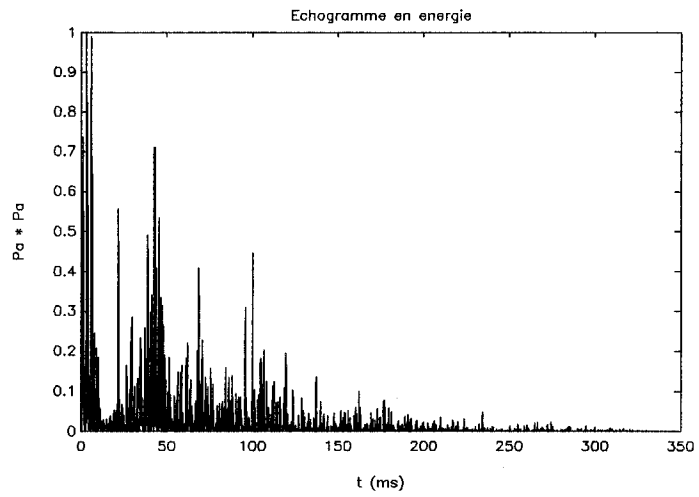
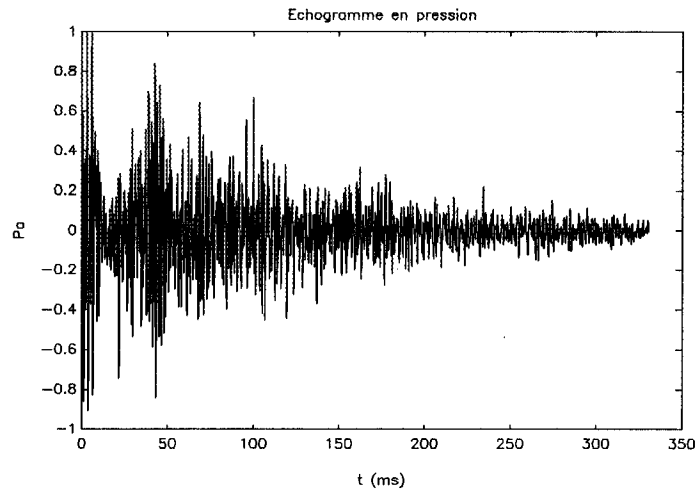


Figure 5, 6, 7

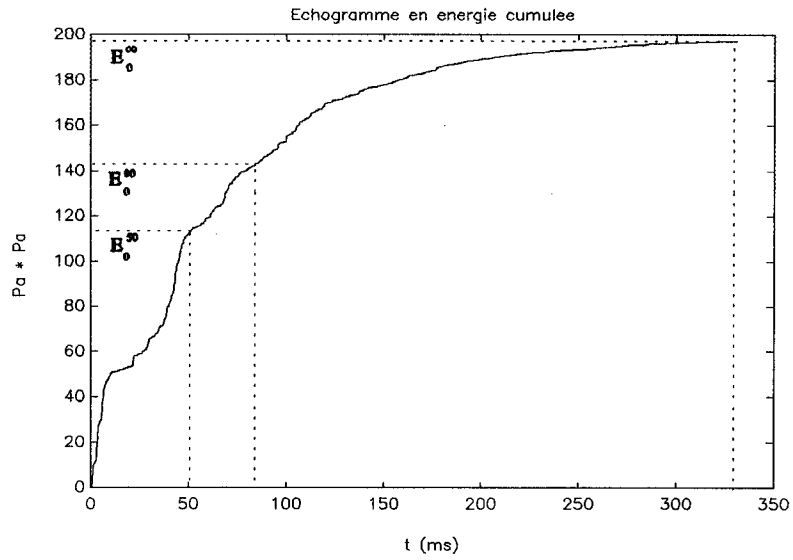


Figure 8

$$D = \frac{E_0^{50}}{E_0^{\infty}} = 0.5683 \quad R = -C_{50} = -1.1939$$

$$C_{50} = 10 \log \left(\frac{E_0^{50}}{E_0^{\infty}} \right) = 1.1939 \quad t_c = \frac{[I(E,t)]_0^{\infty}}{E_0^{\infty}} = 62.7849 \text{ ms}$$

$$C_{80} = 10 \log \left(\frac{E_0^{80}}{E_0^{\infty}} \right) = 3.9263$$

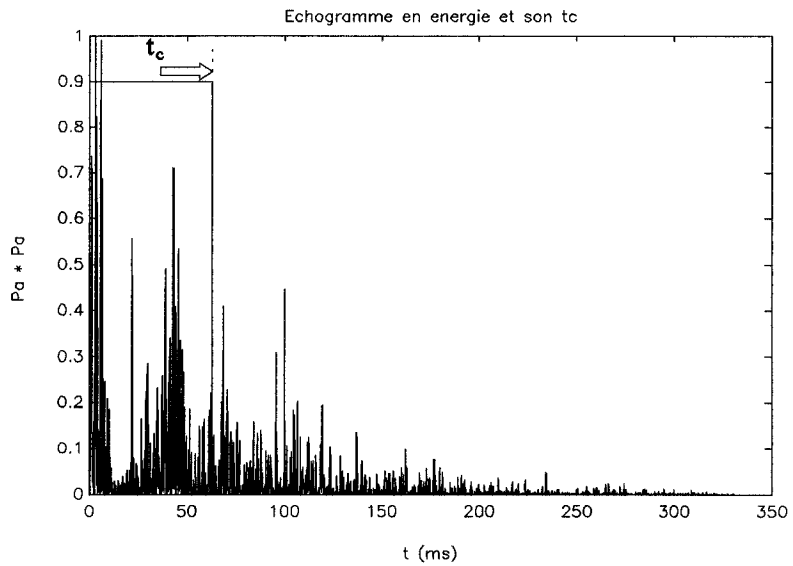


Figure 9

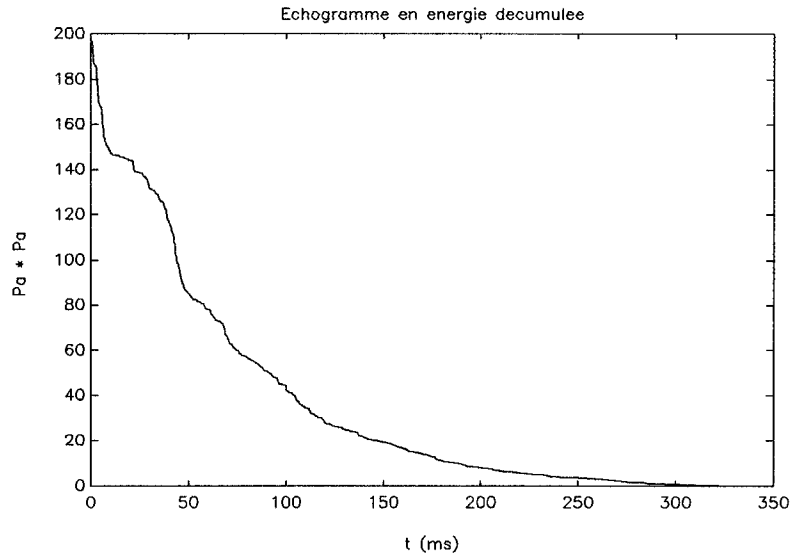


Figure 10

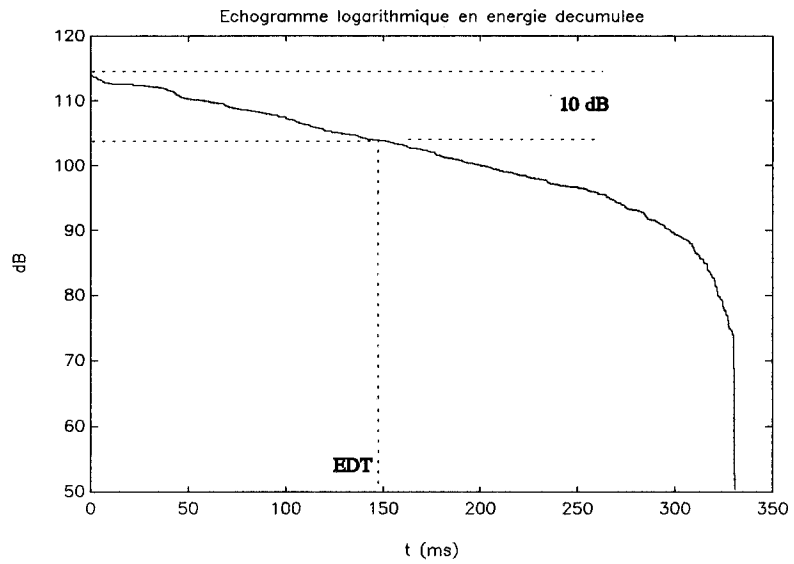


Figure 11

EDT : temps de première décroissance, égal au temps qu'il faut à la courbe pour décroître de 10 dB, linéairement extrapolé jusqu'à 60 dB.

Ici, $EDT = 6 \cdot 147.687 = 886.1223 \text{ ms}$.

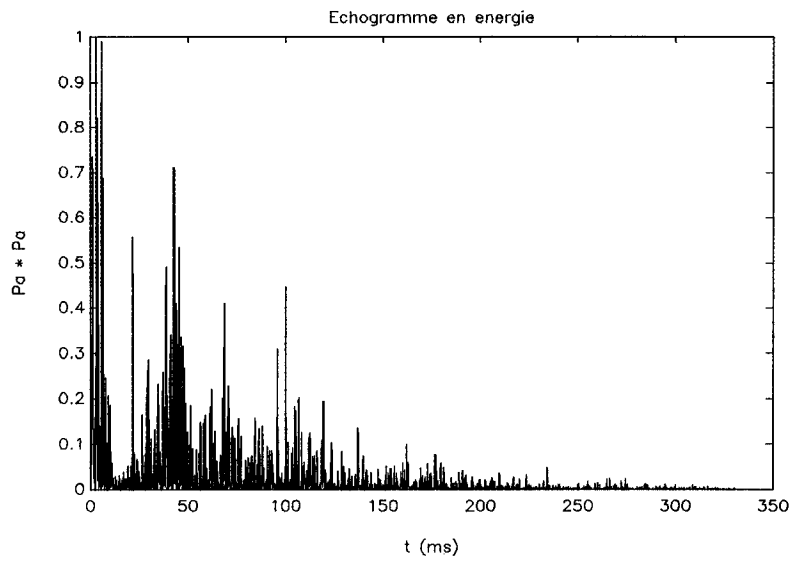


Figure 12

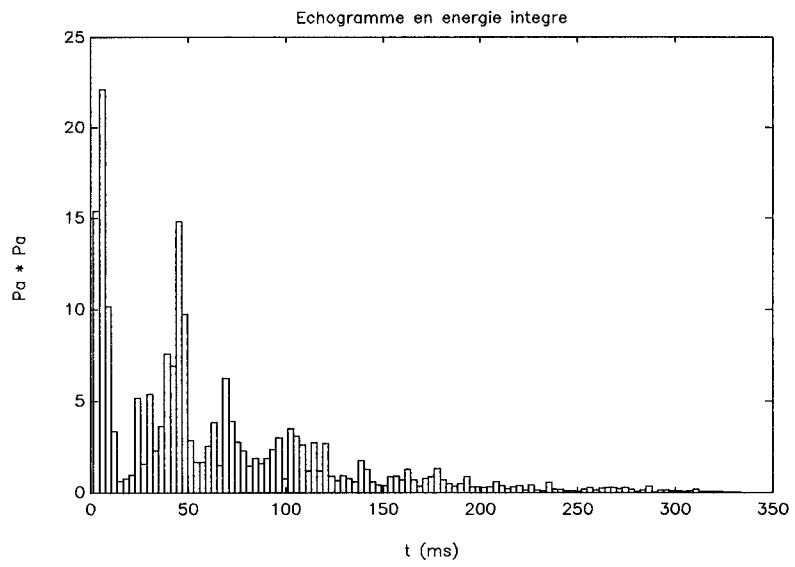


Figure 13

4.5. Filtrage fréquentiel

Les paramètres définis au chapitre 2.5. (D , C_{50} , T_R , EDT, ...) varient fortement avec la fréquence du signal émis.

Le temps de réverbération, par exemple, est en général beaucoup plus important pour les sons graves que pour les sons aigus.

Aussi, l'analyse d'un signal se fait-elle par bandes d'octaves. Celle de 1000 Hz est des plus usitées: elle se situe au milieu du spectre musical et correspond à la partie du discours la plus chargée d'information.

Il faut ajouter que l'analyse par bandes permet de légitimer l'utilisation du modèle géométrique: les calculs par rayons ont un sens pour les bandes supérieures à 500 Hz. Pour celles qui sont en-dessous, les phénomènes ondulatoires prennent une importance qui rend moins crédibles les résultats obtenus par tir de rayons.

La définition d'une "réponse impulsionnelle filtrée" est cependant malaisée à établir, et la comparaison entre mesures et calculs par tir de rayons souffre de ce problème épineux.

4.5.1. Filtrage des signaux calculés

Dans l'algorithme du programme, le choix de la bande de fréquence utilisée n'intervient que par la valeur des coefficients d'absorptions.

Le paramètre α est encodé sous forme d'un tableau de huit valeurs correspondant à l'absorption de la paroi décrite pour chacune des huit bandes d'octaves classiques.

Exemple : paroi en béton

f_b	:	62.5	125	250	500	1000	2000	4000	8000
α	:	0.01	0.01	0.01	0.02	0.02	0.02	0.03	0.003

Donc, selon la bande étudiée, les hauteurs des composantes de l'échogramme sont modifiées, mais non leur position sur l'axe des temps.

La courbe obtenue manifeste la réponse de la salle à une source délivrant une impulsion d'énergie E dans la bande de fréquence b centrée autour de f_b .

Une telle source n'a pas de réalité physique. En effet, de par son caractère, une impulsion contient toutes les fréquences; sa transformée de Fourier est celle d'un bruit blanc (spectre plat).

Le sens à accorder à une telle démarche est le suivant : soit une source émettant à une fréquence f_b .

Si t_e est le temps durant lequel la source émet, l'échogramme calculé est la réponse à un tel signal, où t_e tend vers zéro. Plus t_e est court, plus les réflexions sont décrites de manière précise et plus l'incertitude $\delta t = t_e$ sur leur temps d'arrivée est réduite.

Cependant, la limite $t_e = 0$ ne peut être atteinte, puisque si t_e est inférieur à la période T_b correspondant à la fréquence f_b , le signal n'est plus reconnu comme possédant cette fréquence.

Le noeud du problème est donc là.

4.5.2. Filtrage des signaux mesurés

D'après le chapitre 4.2., le signal échantillonné obéit à la description suivante :

$$p(t) = \sum_{i=0}^n a_i e(t - t_i) + x(t) \quad (5)$$

- où
- $e(t)$ est le facteur de forme de l'impulsion imparfaite du pistolet. Celle-ci est reproduite n fois, par suite des réflexions, avec une intensité a_i qui dépend de l'absorption rencontrée par le $i^{\text{ème}}$ écho,
 - t_i est le temps qu'il faut à la $i^{\text{ème}}$ impulsion pour parvenir au récepteur,
 - $x(t)$ est la composante aléatoire du signal.

Soit un filtre $f(t)$, tel que sa transformée de Fourier $F(s)$ est une courbe qui atteint son maximum pour la fréquence f_0 de la bande choisie et qui décroît d'au moins 3 dB pour chacune des deux fréquences limites de la bande.

C'est la définition d'un filtre passe-bande.

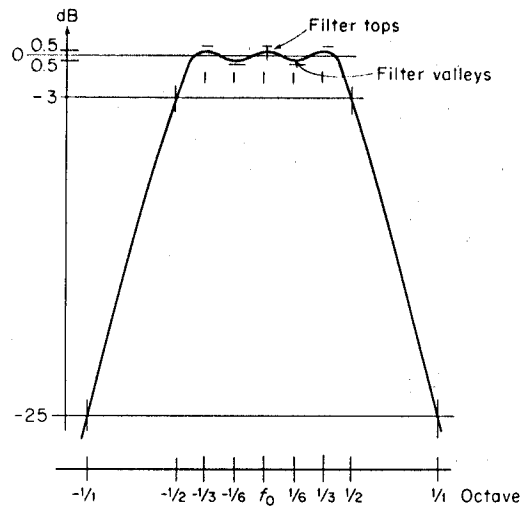


Figure 14 : filtre passe-bande analogique⁴⁹

Le signal filtré s'obtient par convolution :

$$p_f(t) = f(t) * p(t) = \sum_{i=0}^n a_i e_f(t - t_i) + x_f(t) \quad (6)$$

où $e_f(t) = f(t) * e(t)$ est la quasi-impulsion délivrée par le pistolet et filtrée par $f(t)$.

Le filtrage agit donc sur l'intensité des échos $e(t)\gamma(t_i)$.

La conservation de l'énergie est assurée à partir du théorème de Parseval, qui établit la distribution énergétique d'un signal dans le domaine fréquentiel⁵⁸ :

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} h^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} |H(\omega)|^2 d\omega \quad (7)$$

Hélas, le signal $e(t)$ subit par le filtrage un certain étalement. Les pics proches se contaminent les uns les autres. Il faut réduire cet effet au maximum.

4.5.3. Filtrage analogique

Il y a deux manières de procéder :

- A la mesure : le sonomètre permet de recueillir le signal dans une bande d'octave particulière.
- Lors de l'acquisition : un filtre analogique (un Brüel et Kjaer Bpf1614 par exemple) est placé en série dans le montage, entre le lecteur Nagra et l'échantillonneur.

Ces deux méthodes ont été essayées sur un signal mesuré en chambre sourde.

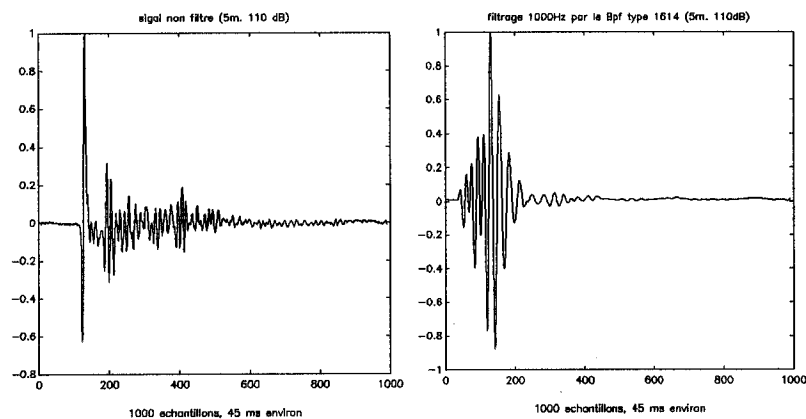


Figure 15

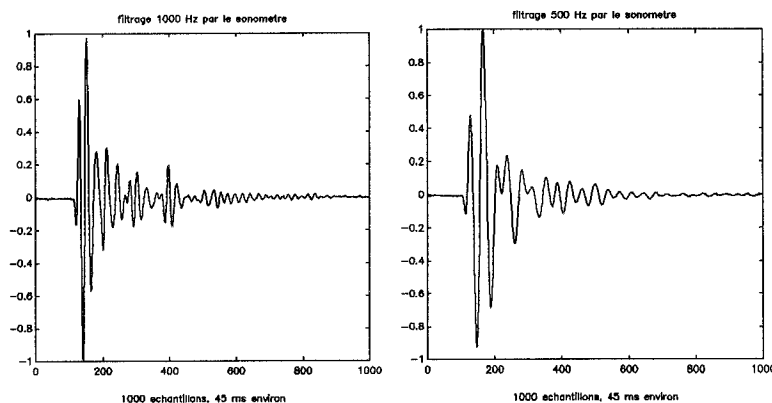


Figure 16

Chacun des filtres possède un certain temps de montée (catastrophique pour le $B_p f$) et les signaux filtrés sont d'une qualité assez médiocre.

4.5.4. Filtrage numérique

Il est possible, par *matlab*, de réaliser un filtrage numérique.

Un premier essai a été mené à l'aide d'un filtre de Chébychev (programme en annexe). Si l'ordre et le "ripple" du filtre sont bien choisis, il est possible de retrouver le filtrage réalisé par le sonomètre.

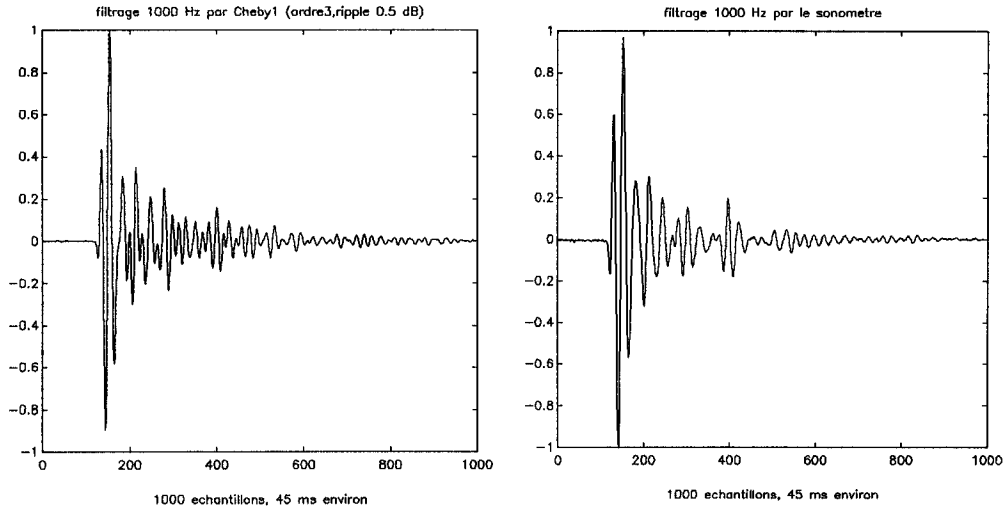


Figure 17

C'est assez logique, puisqu'un tel filtre se rapproche des filtres analogiques employés en général.

La bande passante du filtre "Chéby1" dépend de l'ordre (pente de montée) et du "ripple" (nombre de "vaguelettes" au sommet). Il est donc possible d'améliorer la qualité du filtrage, par rapport au sonomètre, en ajustant ces deux paramètres. Le filtre lui-même se présente sous la forme suivante :

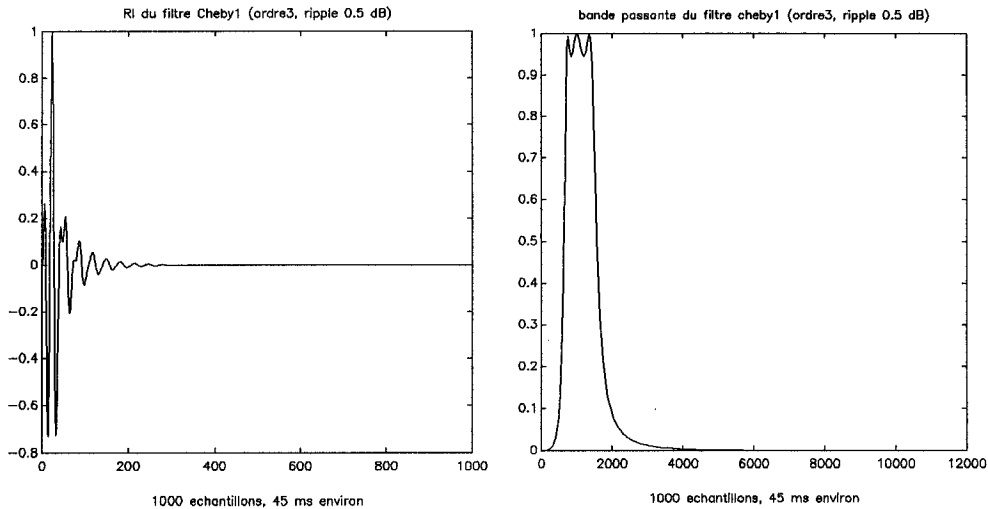


Figure 18

C'est l'extension temporelle de cette réponse impulsionnelle $f(t)$ qui est cause du déplacement des pics. Elle est ici de dix millisecondes environ.

Un meilleur filtrage, plus proche de celui qu'induit la théorie des rayons, peut être obtenu à l'aide d'un filtre plus "serré".

La limite de cette amélioration vient de ce qui a déjà été évoqué : un filtre parfait, qui ne déplacerait pas les impulsions et n'induirait pas de délai, devrait avoir une extension temporelle nulle. Ce serait alors une simple impulsion, qui perdrait ses capacités de filtrage (la convolution par une impulsion de Dirac est une transformation identique).

La difficulté tient donc ici du principe d'incertitude, qui régit la relation entre les domaines temporel et fréquentiel :

"Il est possible de spécifier une résolution arbitraire dans un des deux domaines, mais la résolution dans l'autre domaine s'en trouve automatiquement fixée"⁵⁸.

Ainsi, le choix d'une bande d'octave dans le domaine fréquentiel ($F(z)$) impose une certaine extension temporelle pour le filtre $f(t)$.

Il existe cependant de meilleurs filtres que ceux de Chébychev. Ainsi, le filtre FIR1, qui se trouve dans *matlab*, possède une extension temporelle moindre et le signal filtré prend alors la forme suivante :

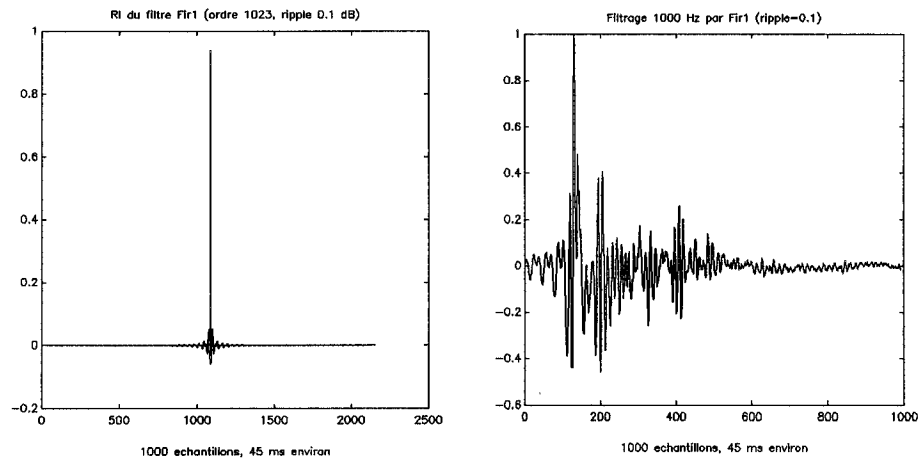


Figure 19

Sur la figure suivante, le signal filtré est superposé au signal non filtré; malgré le temps de montée du filtre, les courbes coïncident assez bien.

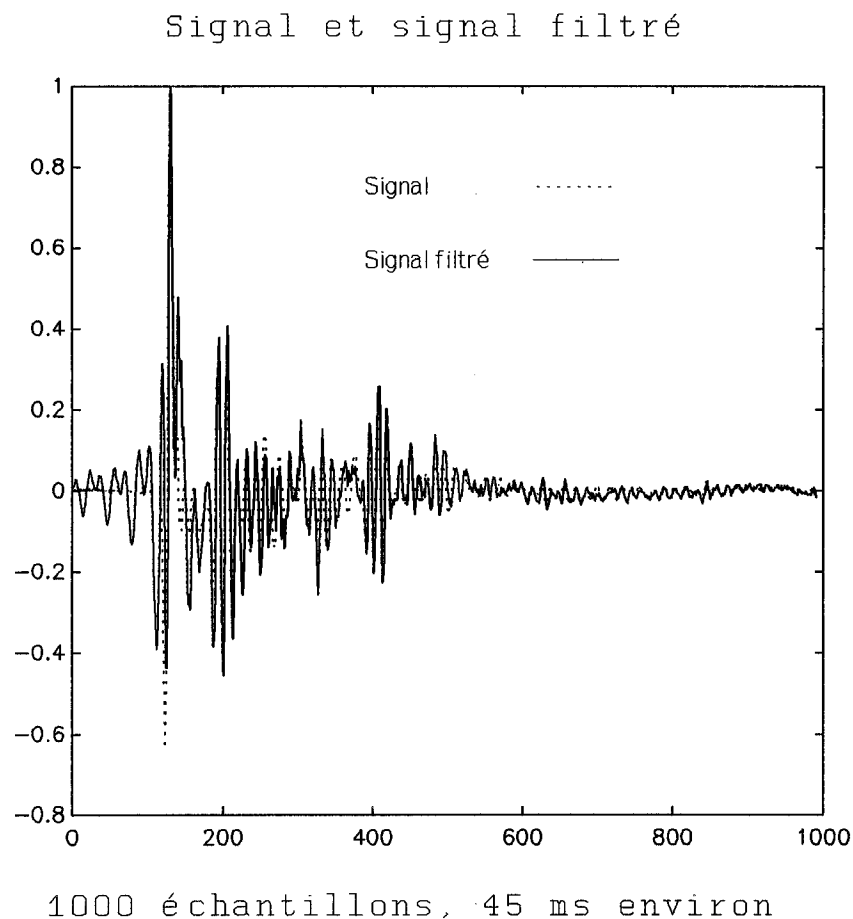


Figure 20

Ce filtrage est, "visiblement", assez correct.

4.5.5. Conclusions

Le principe d'incertitude est cause que le filtrage ne sera jamais parfait.

Il suffit néanmoins pour le calcul des paramètres globaux (D , C_{50} , C_{80} , T_R , EDT) pour lequel la position exacte des pics n'est pas requise : il faut simplement que l'énergie contenue en de larges intervalles (50 ms par exemple) soit bien évaluée.

5. Comparaison entre échogrammes mesurés et calculés

5.1. Limites de corrélation

Il s'agit ici de rappeler les imperfections dont souffre chacune des démarches dans son état présent.

5.1.1. Echogramme mesuré

Le bruit ambiant nuit à la précision de la fin de l'échogramme, qui s'y noie. En général, le rapport signal/bruit est de l'ordre de 40 dB et le temps de réverbération, défini sur 60 dB, doit être évalué par extrapolation linéaire.

Le bruit étant souvent assimilable à un signal purement aléatoire, le calcul d'une moyenne sur un certain nombre de tirs identiques permet de le réduire, et ce malgré la mauvaise reproduction des coups de feu.

Mais c'est quant à la répartition fréquentielle que la qualité de l'échogramme mesuré incite au plus de circonspection : d'une part, la quasi-impulsion délivrée ne couvre pas le spectre complet, agissant comme un filtre passe-bas, d'autre part le filtrage n'est jamais parfait.

Dans le tableau suivant, les évaluations de quatre paramètres (D , C_{50} , C_{80} et t_c) sont reprises pour quatre tirs réalisés dans des conditions identiques (au premier point de mesure de l'exemple à venir).

<i>local R21, pt 1</i>	D	C_{50}	C_{80}	t_c
premier tir	0.8024	6.0864	10.2414	30.3162
second tir	0.8157	6.4614	11.4300	28.3363
troisième tir	0.7872	5.6815	10.4120	30.7110
quatrième tir	0.7910	5.7791	10.7272	30.7129
m_1	0.7991	6.0021	10.7027	30.0191
m_2	0.8147	6.4306	11.0662	28.2681
m_3	0.7991	5.9951	10.7097	30.0235

Les fluctuations qui s'observent sur la valeur de chacun des paramètres entre les différents tirs sont dues au fait que le facteur de forme de la quasi-impulsion délivrée par l'arme varie.

Les valeurs moyennes des paramètres sur les quatre tirs sont reprises dans la ligne m_1 du tableau.

La variation maximale relevée est, par rapport à la moyenne, de 2% pour D (le plus stable) et de 7.65% pour C_{50} , ce qui est très important.

En effet, dans une salle, ces fluctuations peuvent s'avérer d'un même ordre que les variations relevées entre des points où les conditions d'audition diffèrent.

Aussi cette dispersion doit-elle pouvoir être réduite, pour éviter que l'évaluation perde tout son sens.

Dans cet exemple, les causes principales de l'erreur sont les suivantes :

. La distance entre la source et le récepteur n'est que de trois mètres cinquante. Il est probable que cette proximité joue un rôle très défavorable.

. Il a été observé qu'un coup de feu de mauvaise qualité voit son spectre modifié; il peut, par exemple, perdre jusques à 10 dB en énergie dans la bande de 2000 Hz.

Aussi un filtrage dans la bande de 1000 Hz, qui est moins touchée, doit-il donner des résultats plus cohérents.

De plus, il serait judicieux d'écarter les coups de feu les plus défailants du calcul de la moyenne, comme le second dans ce cas-ci.

Reste à déterminer la façon dont la moyenne des signaux doit être effectuée.

. Dans la ligne m_2 du tableau, les paramètres sont évalués sur le signal résultant de la moyenne des quatre tirs. Cependant, du fait de l'échantillonnage et de l'extension temporelle de la quasi-impulsion, les quatre signaux ne concordent pas exactement; certains pics se retrouvent en opposition de phase et sont éliminés lors de l'addition.

Aussi, l'évaluation sur la moyenne (m_2) diffère-t-elle beaucoup de la moyenne des évaluations (m_1).

. La solution est d'effectuer une moyenne sur les valeurs absolues des signaux, ce qui donne les résultats de la ligne m_3 .

Ceux-ci sont très proches de ceux de la ligne m_1 , c'est donc une bonne façon de procéder (la meilleure étant celle pratiquée en m_1 , ce qui permet de juger de la dispersion des tirs et donc de la précision des résultats obtenus, mais cela prend beaucoup plus de temps).

En résumé, voici la marche à suivre pour réaliser une mesure correcte :

- effectuer un certain nombre de coups de feu (4 ou 5);
- retirer du lot ceux qui paraissent défailants;
- éventuellement, filtrer les signaux par bandes d'octaves;
- additionner les signaux en valeur absolue;
- procéder au calcul des paramètres sur l'échogramme ainsi obtenu.

5.1.2. Echogramme calculé

La méthode numérique utilisée se place dans le respect des plus strictes conditions du modèle géométrique.

Or celui-ci n'est jamais réellement d'application. Outre qu'il ne tient compte ni des diffusions ni des diffractions, le programme *salrev* possède des limitations propres à la méthode des rayons qui influent sur la qualité de l'échogramme : perte des phases, antagonisme des précisions temporelles et d'intensité.

Les paramètres D , C_{50} et C_{80} devraient être assez bien évalués; il faut toutefois veiller à prendre un t_{\max} assez important, de manière à ce que la courbe de l'échogramme puisse décroître d'au moins 30 dB. C'est la fin de cette courbe qui peut poser difficulté (problème de "l'extinction des phases lointaines") et c'est l'évaluation du paramètre t_0 , où cette fin est privilégiée par la pondération temporelle dans l'intégrale $[I (t.E)]_0^{\infty}$, qui est la moins certaine.

Enfin, le problème le plus délicat réside dans le choix des coefficients d'absorption.

- s'ils sont pris dans des tables, encore faut-il qu'ils correspondent bien aux matières réelles;
- ils peuvent être mesurés, mais il faut pour cela disposer d'échantillons, de matériel et du temps nécessaires. De plus, certaines méthodes conduisent à des facteurs supérieurs à l'unité pour les hautes fréquences.

En outre, la disposition des matériaux, leur assemblage et la façon dont ils tiennent à l'enceinte peuvent fortement modifier leur qualité.

Les rideaux, dont l'usage est général dans les salles de théâtre, sont cause d'une transmission atténuée qui ne peut être considérée dans l'état actuel du programme, mais c'est là une difficulté qui pourrait être aisément levée.

5.2. Etude d'une salle de cours

5.2.1. Description

Il s'agit ici de tenter une comparaison, dans un cas simple, entre les résultats du programme et ceux des mesures.

La salle de cours R21 de l'Institut Montéfiore a été choisie en raison de l'aisance qu'il y avait d'en disposer et de la simplicité de sa forme parallélépipédique.

Cependant, le fait qu'elle soit emplie d'objets (bancs, chaises et accessoires) rend sa modélisation plus approximative.

Trois points de mesure ont été choisis, tandis que la source était confinée en un seul lieu, celui où l'orateur se tient d'ordinaire (figure 1).

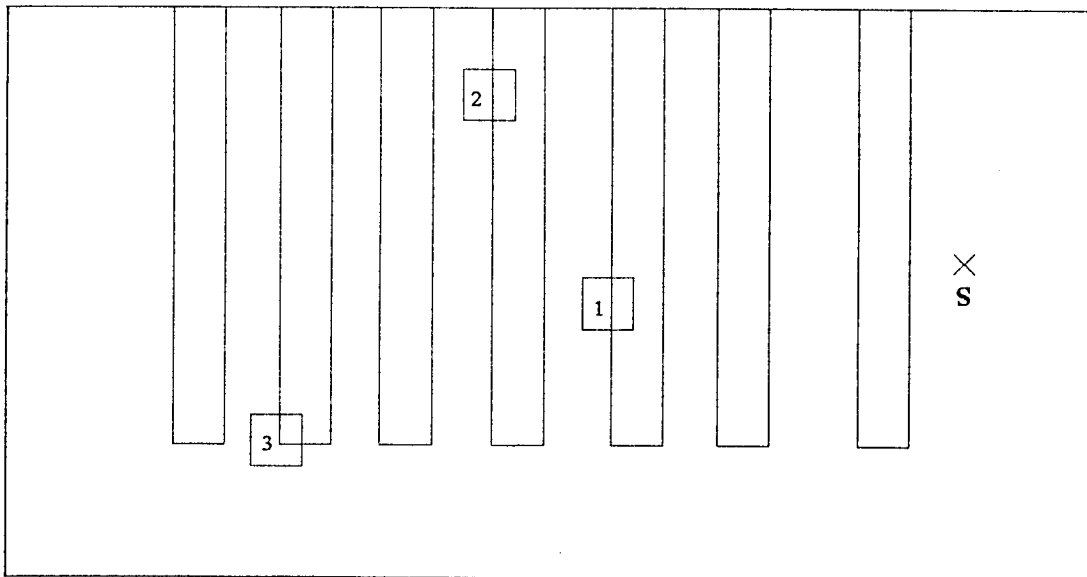
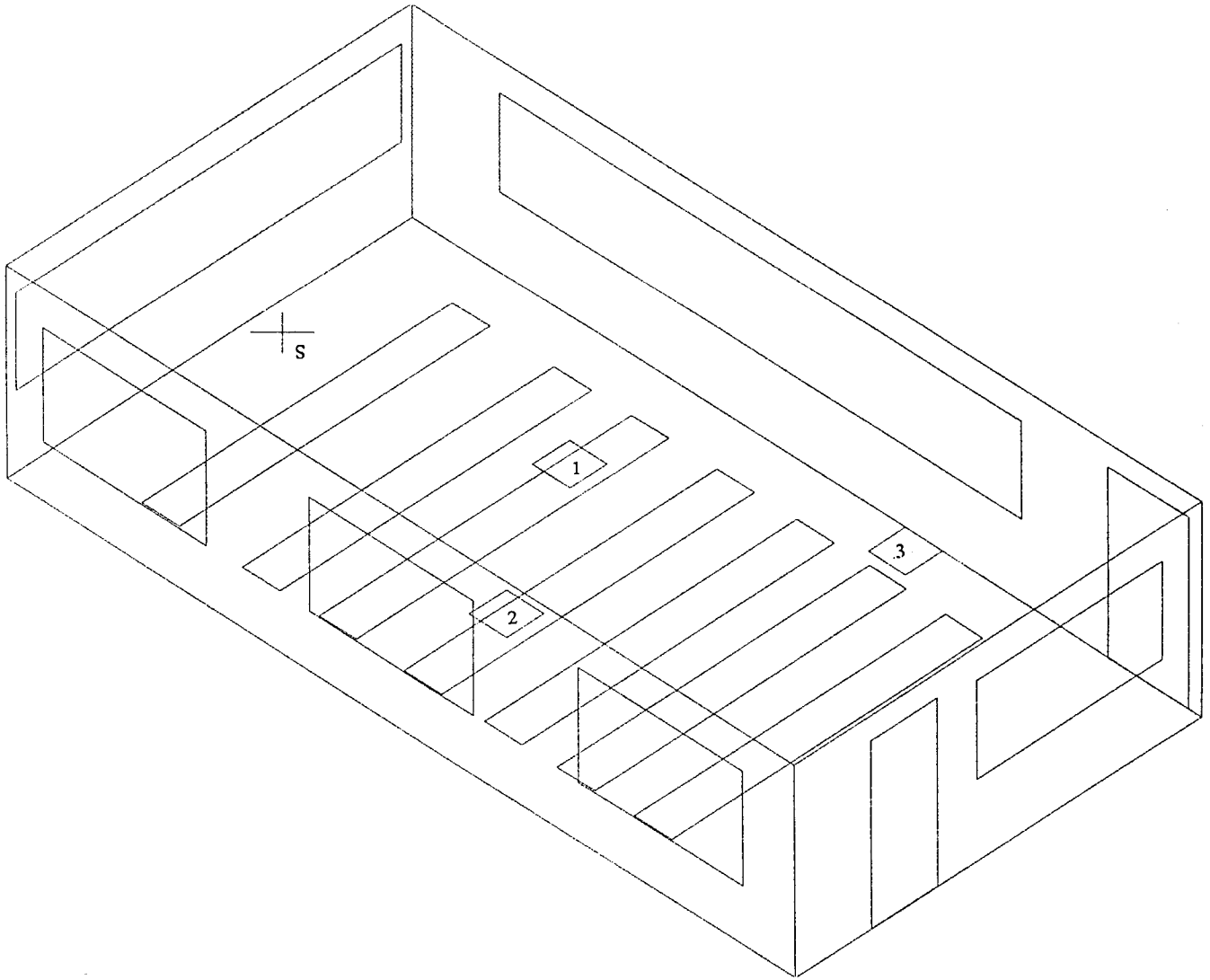


Figure 1 : perspective et vue en plan du local R21 modélisé

5.2.2. Mesures

Dans chaque cas, cinq coups de feu ont été tirés.

L'échogramme résultant de la moyenne, en valeur absolue, des cinq signaux obtenus est présenté sur la figure 2, pour chacun des trois points de mesure.

Les paramètres D , C_{50} , C_{80} , t_c et EDT ont été évalués et sont repris dans le tableau suivant :

	D	C_{50}	C_{80}	t_c	EDT
premier point	0.80	6.00	10.71	30.02	422.21
second point	0.78	5.43	9.71	34.65	470.20
troisième point	0.66	2.86	7.17	45.75	580.61

Plus le récepteur est éloigné de la source, et plus le champ réverbéré l'emporte sur le champ direct.

Le premier point est à 3.50 m de la source, le second à 4.9 m et le troisième à 6.9 m. De l'un à l'autre, la clarté diminue (D , C_{50} et C_{80} baissent, t_c s'élève).

La réverbération, pour sa part augmente et semble donc bien corrélée avec la clarté, ce qui n'étonne pas puisqu'il a été dit que "clarté" et "réverbération" sont deux aspects d'un même phénomène.

De ces valeurs en général, il peut être déduit que cette salle de cours possède une grande clarté et se prête bien à la parole.

Sur les graphiques, le troisième point semble posséder des réflexions beaucoup plus fournies, mais c'est en grande part un effet de la normalisation (le son direct est plus faible qu'aux deux autres points et c'est par lui qu'est divisé le signal afin de borner par l'unité l'axe des ordonnées).

Le temps du centre est montré sur l'échogramme sous la forme d'une ligne horizontale. Dans les deux premiers cas, tous les pics importants se produisent en des temps inférieurs à t_c .

Ces deux points jouissent d'une très grande clarté acoustique, d'autant plus que t_c est lui-même très faible (de l'ordre de trente millisecondes), de même que la réverbération (EDT est de l'ordre de 450 ms, soit moins d'une demi-seconde).

● *Essais de filtrage*

Un filtrage à 1000 Hz a été essayé sur un tir du point trois, par un filtre de Chebychev et par un filtre FIR; cette bande d'octave étant des mieux alimentées par le coup de feu, les résultats ne diffèrent que fort peu de la moyenne (c'est le filtre FIR qui est sensé donner la meilleure évaluation).

<i>point 3, tir 1</i>	D	C_{50}	C_{80}	t_c	EDT
signal non filtré	0.66	2.91	7.18	45.59	578.5
filtré par Chebychev	0.64	2.55	7.24	46.47	544.4
filtré par Fir	0.65	2.69	6.72	46.65	604.2

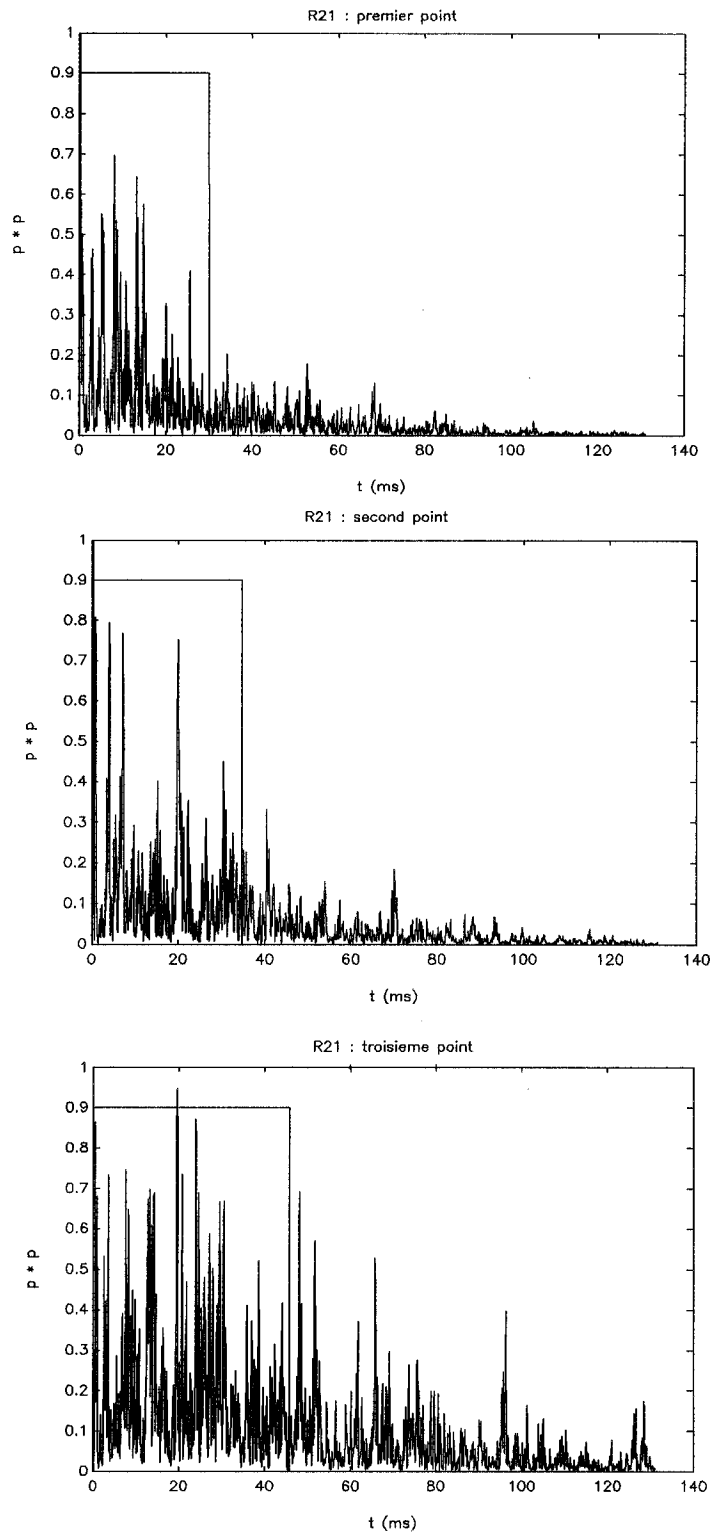


Figure 2 : résultats des mesures

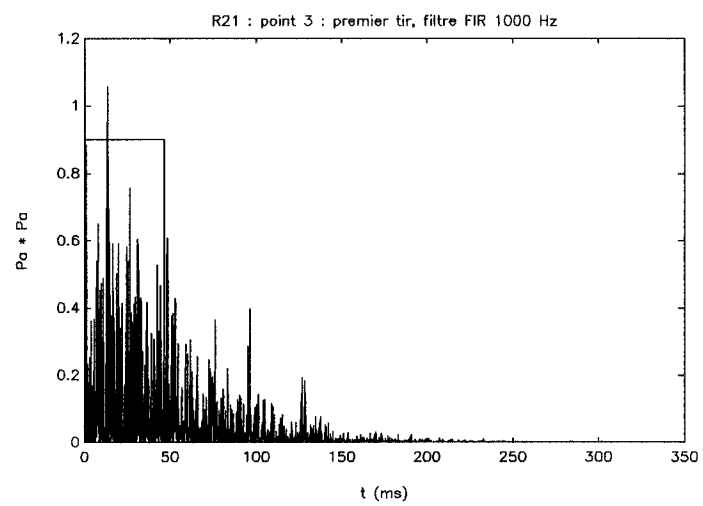
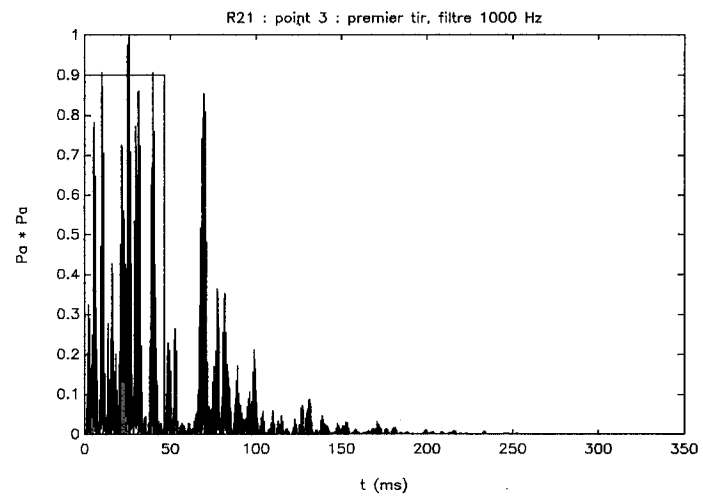
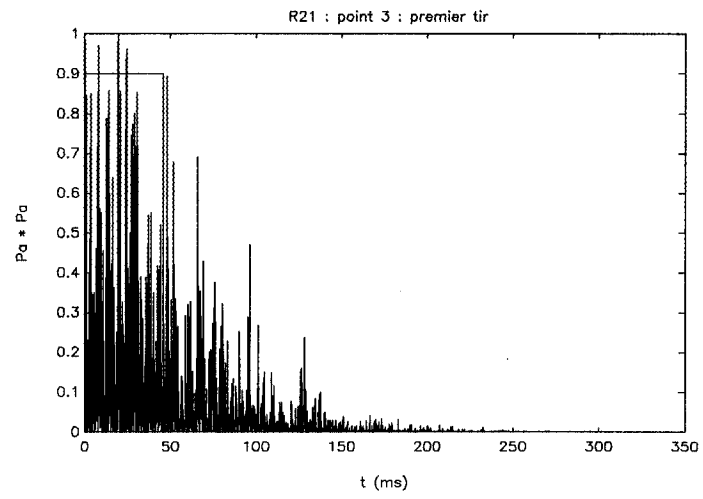


Figure 3 : essais de filtrage

5.2.3. Calculs

L'enceinte est approchée par un parallélépipède rectangle (10.6 m x 5.485 m x 2.615 m).

Le mur extérieur est en réalité bâti sur deux plans parallèles : les fenêtres sont en retrait d'une trentaine de centimètres par rapport à la maçonnerie intérieure; cette paroi a été simulée par un mur plan moyen, de façon à ce que le volume du local soit préservé.

Les bancs sont représentés par des plans de travail flottant dans l'espace et les éléments de moindre taille (chaises et divers objets) sont omis (figure 1).

Le sol est en tapis ras, le plafond est formé de lattes de bois peint suspendues sous de l'absorbant, les murs sont en blocs de béton poreux.

Les coefficients d'absorption ont été choisis comme suit :

absorption	125 Hz	250 Hz	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz	4000 Hz
sol	0.05	0.05	0.1	0.2	0.45	0.45
plafond	0.6	0.8	0.9	0.8	0.6	0.5
murs	0.08	0.03	0.03	0.02	0.02	0.02
vitres	0.03	0.03	0.03	0.02	0.02	0.02
tableaux, bancs, portes	0.05	0.04	0.03	0.03	0.03	0.03

Lors des mesures, la température était de 24°C et l'humidité de 67.2%.

D'où :

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 &= 1.29 \cdot \frac{273}{T} = 1.1858 \\ c &= 331.4 + 0.60722 \cdot t^\circ = 345.9733 \end{aligned} \right\} \rho_0 c = 410.24 \text{ MKS} \quad (1)$$

Le spectre d'absorption de l'air (en dB/100 m) est calculé par un programme du service d'Acoustique :

125 Hz	250 Hz	500 Hz	1000 Hz	2000 Hz	4000 Hz
0.050	0.10	0.218	0.478	1.029	2.344

L'entrée des données est assurée par le logiciel *autocad*, qui remplace avantageusement le programme *salcar* et permet, en outre, le tracé de la vue en perspective et de sa projection sur le plan horizontal ici reproduites (figure 1).

Les surfaces supplémentaires apposées sur les parois de l'enceinte (trois fenêtres, deux portes et trois tableaux) doivent en être légèrement décalées (d'un centième de millimètre), sinon une erreur intervient lors du tir des rayons.

Les positions de la source et des trois récepteurs sont celles choisies lors des mesures; après quelques essais, l'inclinaison des surfaces réceptrices a été assurée par une rotation de 45° autour de l'axe y combinée à la même autour de l'axe z.

Les récepteurs sont des portions carrées de plan, de cinquante centimètres de côté.

Leur surface est donc de 0.25 m^2 , ce qui doit assurer une bonne résolution temporelle.

L'intervalle de discrétisation a été choisi de 3 ms, afin qu'il corresponde à un multiple de la période d'échantillonnage des mesures, pour faciliter les comparaisons.

Pour cette même raison, l'échogramme est évalué sur 330 ms, donc sur 110 intervalles.

Le son direct est ajouté *a posteriori*, il est évalué de façon plus précise par la formule 12 du premier chapitre.

5.2.3.1. Premier essai

Dans un premier temps, ϵ_{\min} a été choisi de 1%, ce qui signifie que chaque rayon est arrêté lorsque son énergie s'est réduite de 10 dB.

Les résultats obtenus pour un tir de 250 000 rayons se résument ainsi :

- . ~ 204 000 rayons (soient les quatre cinquièmes) dépassent la douzième réflexion;
- . ~ 103 000 rayons (soient les deux cinquièmes) atteignent la dix-neuvième réflexion, après quoi beaucoup plus s'éteignent : ils ne sont plus que 8000 environ à la trentième et les derniers succombent à la quarantième.

Le libre parcours moyen vaut de deux à trois mètres entre chaque réflexion.

Le nombre de frappes est de 10 000 environ sur chacun des récepteurs.

Le niveau sonore en régime établi est, pour une source de 97 dBA, évalué à

- 83.2 dBA pour la première cible,
- 83 dBA pour la seconde,
- 82.6 dBA pour la troisième,

et ce avec des précisions respectives

- $\epsilon_1 = 6.9\%$ ($n_1 = 10813$),
- $\epsilon_2 = 8.4\%$ ($n_2 = 10638$),
- $\epsilon_3 = 5.9\%$ ($n_3 = 10109$).

Quant aux échogrammes, ils peuvent être, grâce au logiciel *matlab*, représentés en trois dimension, de manière à montrer l'évolution de l'énergie en fonction à la fois du temps et de la fréquence (figure 4).

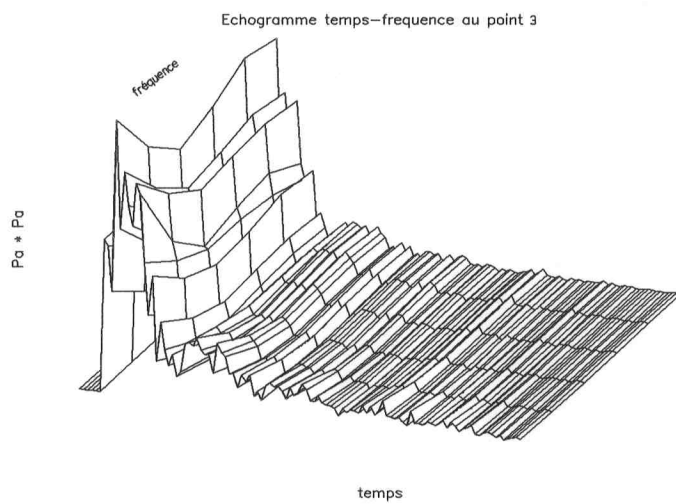
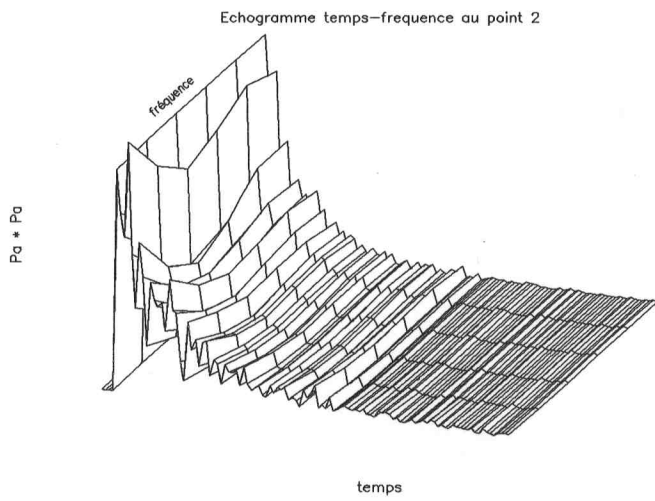
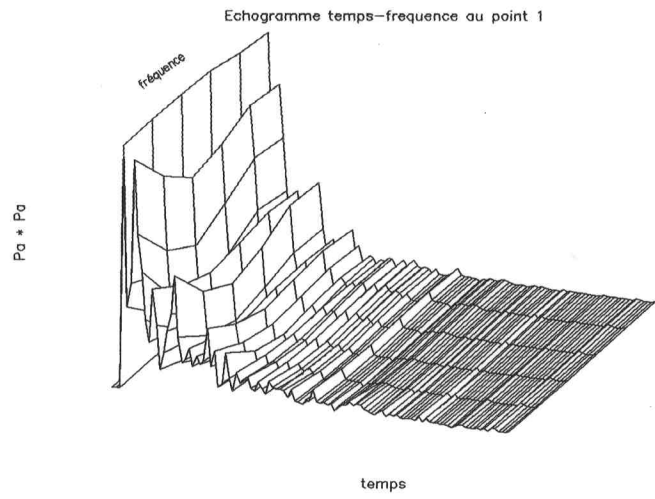


Figure 4 : échogrammes calculés, en fonction du temps et de la fréquence

A l'aide des programmes sus-décrits, les paramètres D , C_{50} , C_{80} , t_c et EDT peuvent être évalués.

lieu	fréquence	D	C_{50}	C_{80}	t_c	EDT
point 1	125	0.612	1.978	4.503	59.426	983.6
	250	0.668	3.041	5.391	51.530	875.6
	500	0.701	3.701	6.015	46.460	785.6
	1000	0.699	3.650	6.080	46.710	785.6
	2000	0.698	3.640	6.241	46.480	767.6
	4000	0.725	4.220	6.980	42.030	695.6
	moyenne	0.676	3.202	5.680	49.883	821.6
point 2	125	0.600	1.766	4.298	62.415	1013.5
	250	0.659	2.868	5.395	53.290	905.5
	500	0.700	3.676	6.274	47.052	815.5
	1000	0.693	3.526	6.154	47.901	815.5
	2000	0.691	3.485	6.144	47.924	797.5
	4000	0.720	4.139	6.931	42.940	707.5
	moyenne	0.669	3.056	5.639	51.570	869.5
point 3	125	0.588	1.544	3.839	64.651	1033.0
	250	0.635	2.413	4.711	57.631	943.0
	500	0.668	3.042	5.398	52.834	871.0
	1000	0.664	2.954	5.367	53.078	871.0
	2000	0.666	2.990	5.460	52.420	853.0
	4000	0.700	3.680	6.267	47.070	781.0
	moyenne	0.646	2.607	4.974	55.807	907.0

La qualité acoustique de la salle paraît beaucoup plus uniforme que celle qui ressortait des mesures, mais le même effet est observé, savoir une diminution de la clarté avec l'éloignement.

5.2.3.2. Importance de l'absorption

Etant donné que les résultats obtenus pour chaque bande d'octave ne diffèrent entre eux que par la variation des coefficients d'absorption entre ces bandes, les lignes du tableau précédent correspondant à un même point peuvent être regardées comme autant de tests réalisés pour des choix différents des valeurs de l'affaiblissement.

Il est donc possible, à l'aide de ce tableau, de discuter de l'influence du choix des coefficients α sur l'évaluation des paramètres D , C_{50} , C_{80} , t_c et EDT.

. Entre les bandes de 2000 et 4000 Hz, seule l'absorption du plafond varie, passant de six dixièmes à cinq dixièmes. Les premiers échos, qui ne touchent qu'une seule fois le plafond, s'en trouvent renforcés.

En revanche, un écho plus tardif, et donc plus affaibli, qui atteint le plafond s'y éteint entièrement, car, même à 4000 Hz, l'absorption du plafond est très forte.

Donc, et contrairement à ce qui pouvait être imaginé en première analyse, la diminution de

l'absorption du plafond va provoquer une augmentation de la clarté.

Cet effet se trouve augmenté du fait de la plus grande importance de l'atténuation par l'air à 4000 Hz (~ 2.3 dB/100 m) qu'à 2000 Hz (~ 1 dB/100 m), ce qui va provoquer une baisse de niveau à la fin de l'échogramme.

Passant de l'aspect qualitatif à l'aspect quantitatif, il ressort du tableau que C_{50} s'accroît, entre les deux bandes, de 16% au premier point, jusqu'à 23% au troisième point !

C'est le troisième point, le plus écarté de la source et donc celui où la clarté est la plus faible, qui est le plus sensible.

Ainsi, entre 2000 et 4000 Hz, C_{80} y augmente de 15%, D de 5% et t_c y décroît de 10%.

Donc, une simple variation du facteur d'absorption du plafond de 0.1, couplée à un léger effet d'atténuation par l'air, influe de façon considérable sur les valeurs des paramètres.

En revanche, entre les bandes de 1000 et 2000 Hz, où les coefficients d'absorption du sol et du plafond varient énormément (de deux dixièmes environ chacun), mais en raison inverse, la variation des paramètres est très faible, comme si ces deux changements s'annihilaient.

Il est donc très difficile de savoir *a priori* comment la modification d'un coefficient d'absorption va se répercuter sur la valeur des paramètres.

De plus, et pour des raisons de méthode, il ne faut pas tenter d'adapter les résultats en faisant varier ces coefficients : cette façon de procéder ruinerait toute prétention à user du programme sans l'aide de mesures.

5.2.3.3. Importance des phases lointaines

Un nouveau tir de 250 000 rayons a été réalisé pour $e_{\min} = 0.01\%$, ce qui signifie que les rayons sont, cette fois, arrêtés lorsque leur énergie a décré de 40 dB.

Par rapport au précédent, l'essai présent permet donc d'examiner les phases lointaines.

Les résultats obtenus diffèrent de l'évaluation antérieure, mais ne se rapprochent des valeurs mesurées que pour le troisième point; ils sont présentés dans le tableau suivant.

Quant au nombre de frappes sur chacune des surfaces, il a doublé ($n = 19\ 000$).

Tous les rayons parviennent à la douzième réflexion, il en reste encore 200 000 à la trentième, 100 000 à la trente-septième et les derniers ne succombent qu'à la cinquantième.

Le temps de calcul s'en trouve grandement augmenté.

lieu	fréquence	D	C ₅₀	C ₈₀	t _c	EDT
point 1	125	0.587	1.519	4.220	62.402	983.7
	250	0.640	2.491	5.229	54.244	893.6
	500	0.676	3.191	6.015	48.594	785.6
	1000	0.674	3.159	5.977	49.019	785.6
	2000	0.679	3.259	6.112	48.526	767.6
	4000	0.711	3.913	6.890	43.822	713.6
moyenne		0.653	2.748	5.524	52.316	821.6
point 2	125	0.597	1.670	4.301	62.105	959.5
	250	0.643	2.552	5.191	54.859	887.5
	500	0.676	3.191	5.894	49.714	797.5
	1000	0.674	3.155	5.876	50.062	797.5
	2000	0.683	3.323	6.042	49.006	779.5
	4000	0.717	4.045	6.851	44.000	707.5
moyenne		0.658	2.835	5.498	52.737	851.5
point 3	125	0.587	1.519	3.832	64.219	997.0
	250	0.644	2.571	4.972	55.503	889.0
	500	0.684	3.344	5.864	49.468	781.0
	1000	0.676	3.196	5.697	50.269	817.0
	2000	0.677	3.208	5.715	49.808	817.0
	4000	0.708	3.853	6.487	44.871	727.0
moyenne		0.654	2.756	5.185	53.762	871.0

5.2.3.4. Importance de l'inclinaison des récepteurs

Deux tirs identiques de 100 000 rayons ont été menés.

Pour ce faire, il suffit de conserver la même valeur à la semence qui apparaît dans la routine générant les nombres aléatoires.

Pour le premier tir, les récepteurs sont placés à l'horizontale; dans le second, ils ont subi la double rotation déjà employée ($\alpha=\beta=45^\circ$).

Les valeurs moyennes concernant le premier point sont reprise dans le tableau qui suit.

<i>point 1, moyenne sur les bandes</i>	D	C ₅₀	C ₈₀	t _c	EDT
récepteur horizontal	0.72	4.01	6.32	44.36	911.6
récepteur incliné ($\alpha=\beta=45^\circ$)	0.68	3.18	5.46	51.23	875.6

Le récepteur horizontal jouit d'une plus grande clarté, ce qui signifie qu'un moins grand nombre de premières sources images sont évincées - ou qu'il perd plus de réflexions lointaines; l'examen des échogrammes a permis de conclure que c'est la seconde hypothèse qui est la bonne.

Le second tir étant réalisé dans les mêmes conditions que les précédents (seul N varie), il permet d'estimer l'influence du nombre de rayons tirés sur les résultats; le fait que ceux-ci varie montre

qu'un tir de 100 000 rayons ne suffit pas pour obtenir des valeurs stables. Les temps de calcul étant importants, la stabilité n'a pas été vérifiée pour $N = 250\ 000$: il se peut qu'il faille procéder au tir d'un nombre de rayons bien plus important...

5.2.3.5. Choix des valeurs des paramètres

Par souci de concision, un seul paramètre a été retenu pour discuter l'importance des points précédents, celui qui paraît le plus intéressant : le temps du centre (t_c).

Le tir de référence sera celui du point 5.2.3.3., qui est caractérisé par

$$\begin{aligned} e_{\min} &= 0.01\%, \\ N &= 250\ 000 \text{ rayons,} \\ \text{inclinaison : } \alpha &= \beta = 45^\circ. \end{aligned}$$

La valeur moyenne de t_c au premier point y est de 52.32 ms.

Sur les exemples traités,

- si e_{\min} est fixé à 1%, t_c vaut 49.88 ms, d'où une variation de 4.7%;
- si N est égal à 100 000, t_c vaut 51.23 ms, d'où une variation de 2.1%;
- si le récepteur est horizontal, t_c vaut 44.36 ms, d'où une variation de 13.4% par rapport au précédent et de 15.2% par rapport au tir de référence.

Dans ce cas-ci, c'est donc l'inclinaison qui pose le problème majeur; elle doit être choisie avec le plus grand soin.

5.2.4. Comparaison entre mesures et calculs

Les résultats de mesures ont été mis sous la même forme que ceux des calculs, c'est-à-dire celle d'un vecteur de cent dix éléments séparés d'un intervalle temporel Δt constant de trois millisecondes.

Pour ce faire, les échantillons sont regroupés et additionnés soixante-neuf par soixante-neuf. Les paramètres D , C_{50} , C_{80} , t_c et EDT sont ensuite calculés de la même manière, ce qui permet d'associer une même erreur de discrétisation aux mesures et aux calculs.

		D	C_{50}	C_{80}	t_c	EDT
premier point	mesuré	0.80	6.10	10.79	29.78	407.6
	calculé	0.65	2.75	5.52	52.32	821.6
second point	mesuré	0.78	5.48	9.80	34.26	455.5
	calculé	0.66	2.83	5.50	52.74	851.5
troisième point	mesuré	0.67	2.99	7.25	45.34	565.0
	calculé	0.65	2.76	5.18	53.76	871.0

écarts en %	D	C ₅₀	C ₈₀	t _c	EDT
premier point	21	76	65	55	67
second point	17	64	56	42	61
troisième point	3	8	33	17	43

L'écart en % est le résultat du calcul suivant :

$$e (\%) = 2 \cdot \frac{|p_m - p_c|}{p_m + p_c}$$

où p_m est la valeur mesurée du paramètre,
et p_c sa valeur calculée.

Les courbes résultantes sont représentées au haut des figures 5, 6 et 7; si elles ne coïncident pas, elles sont néanmoins d'apparence semblable.

L'extension temporelle du coup de feu est cause que le maximum mesuré du son direct est en retard par rapport au premier pic de l'échogramme calculé; il y a donc une certaine incertitude quant à l'ajustement de la courbe mesurée sur l'axe temporel.

Une autre différence entre mesures et calculs résulte de ce que l'extinction des phases lointaines est manifestement mal assurée par le programme : la courbe calculée végète trop longtemps avant de s'éteindre.

Mais les différences se marquent mieux sur les courbes en énergie cumulée représentées au bas des figures 5, 6 et 7; celles-ci sont ramenées à une même échelle, de sorte que c'est par artifice qu'elles semblent converger en leur fin (cela revient en fait à évaluer les niveaux sonores évalués par le calcul et par la mesure).

Ce qui est visible sur ces courbes, c'est la manière dont arrive l'énergie dans les deux cas.

Pour les deux premiers points, la contribution des phases lointaines est beaucoup plus importante dans l'échogramme calculé, ce qui explique une clarté plus faible que celle mesurée.

Pour le troisième, les deux courbes se croisent; il en résulte une compensation qui explique la meilleure corrélation observée entre paramètres mesurés et calculés.

Les bons résultats obtenus au point trois pourraient donc être simplement l'effet d'un heureux hasard...

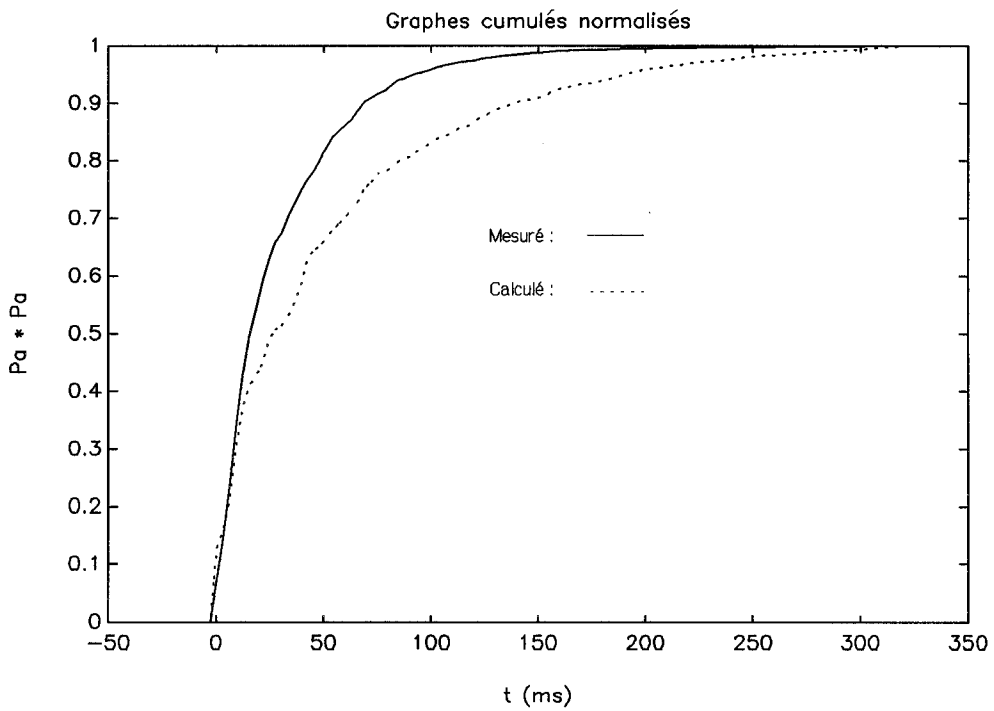
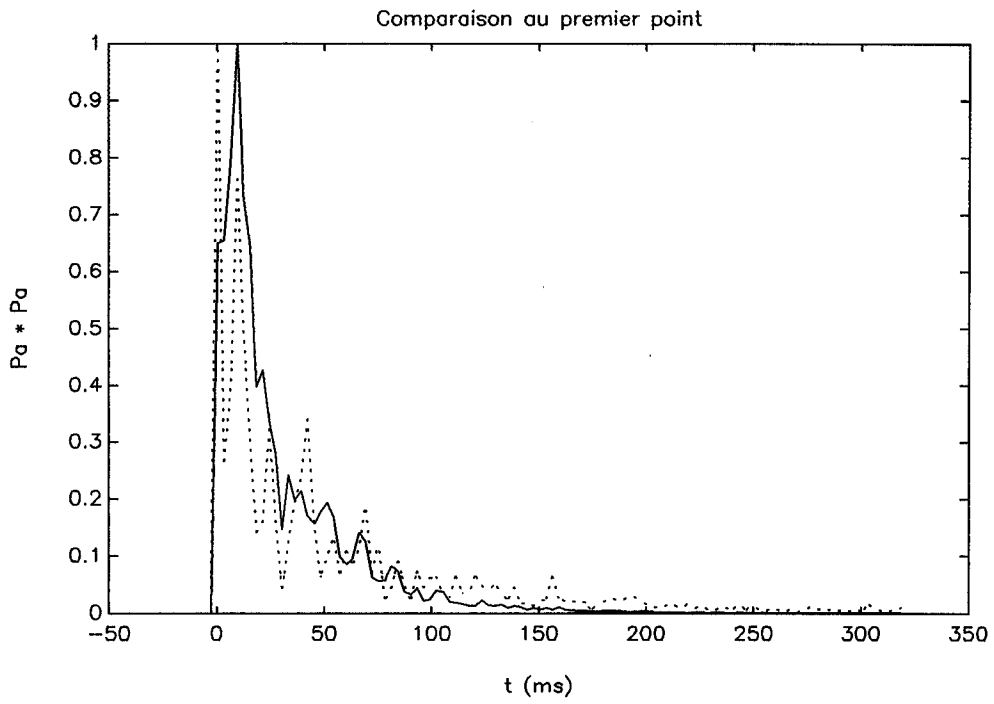


Figure 5 : comparaison entre mesure et calcul pour le premier point

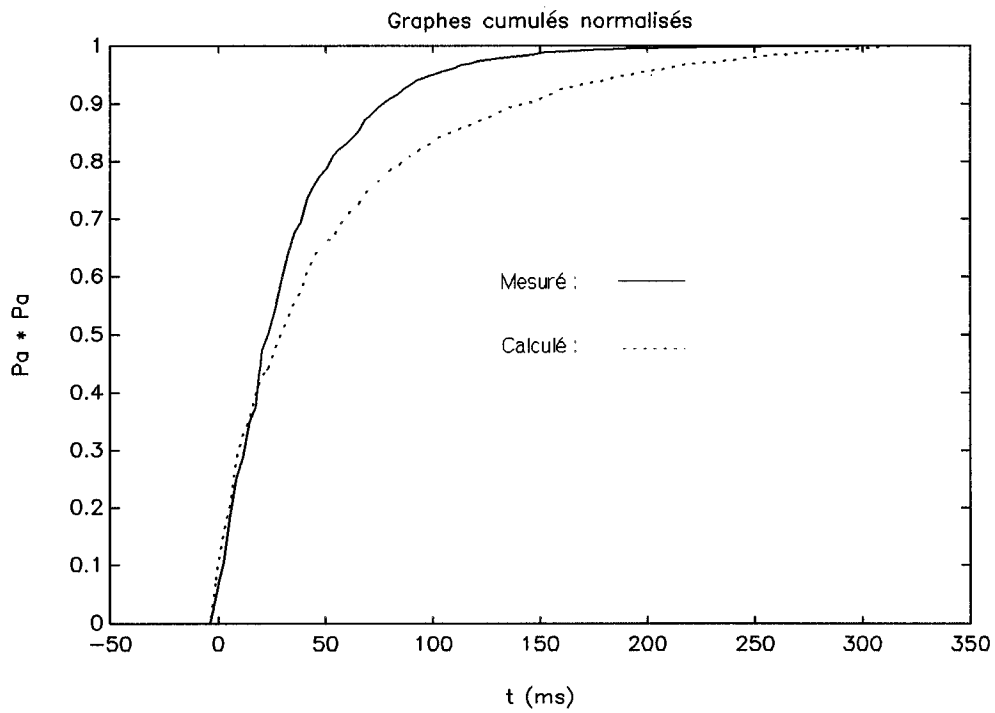
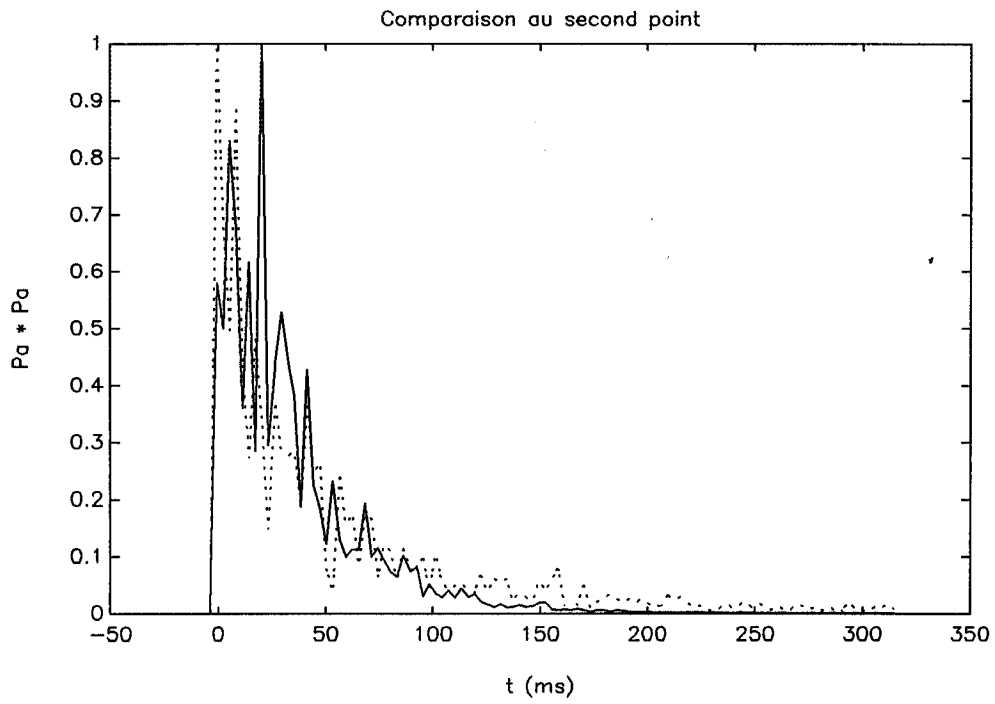


Figure 6 : comparaison entre mesure et calcul pour le second point

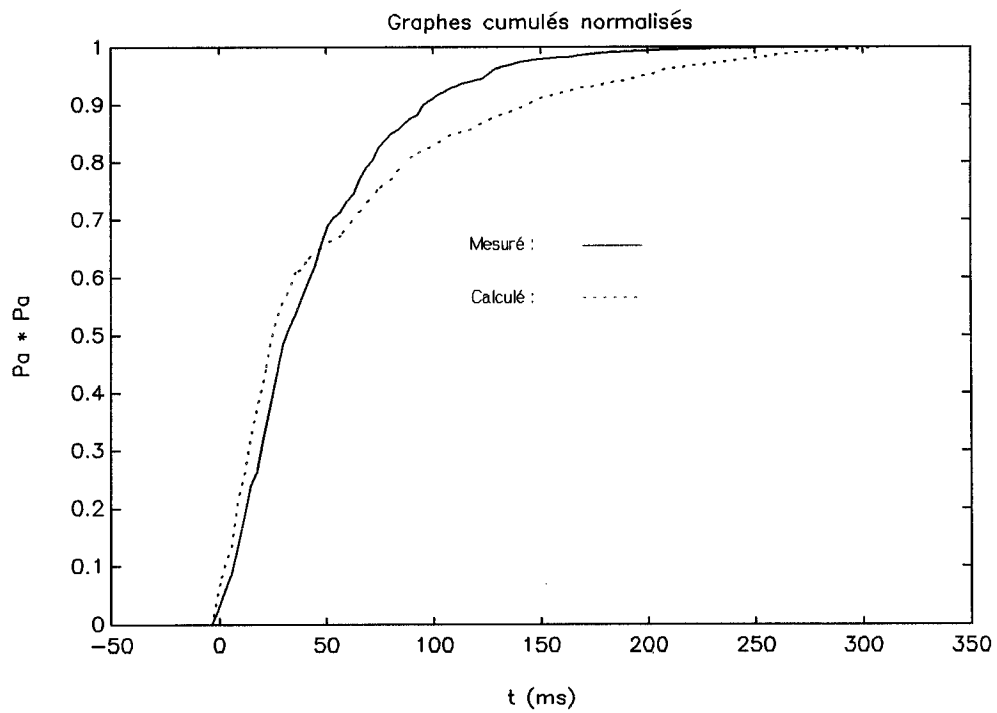
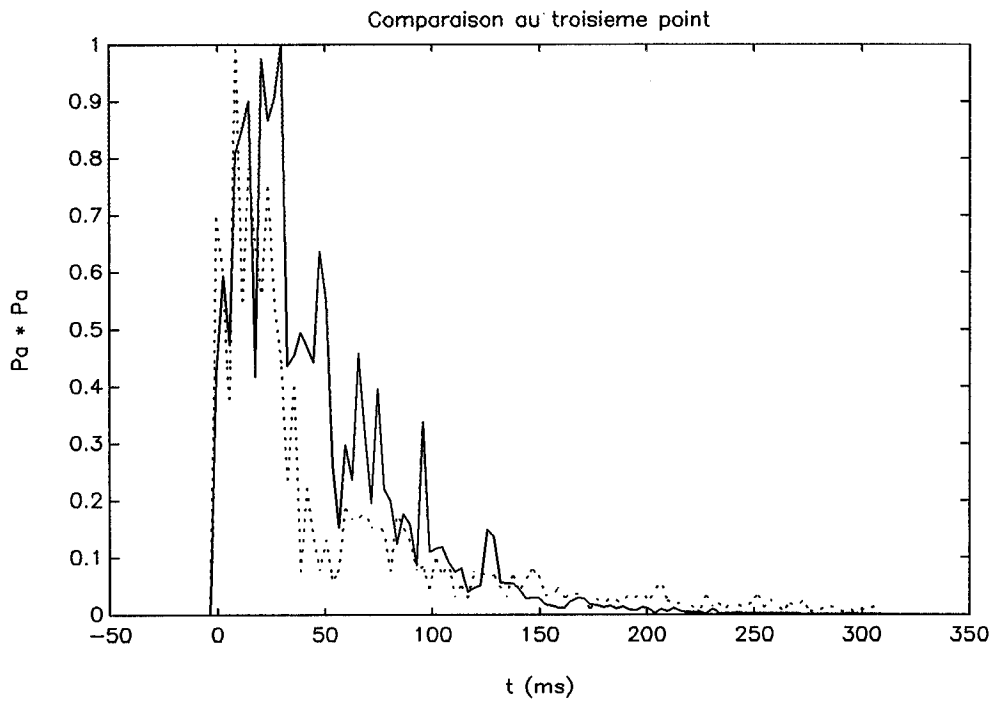


Figure 7 : comparaison entre mesure et calcul pour le troisième point

5.2.5. Conclusions

Le nombre important de paramètres influençant le calcul (inclinaison, absorption, N , e_{\min}) et la confiance mitigée qui peut être accordée aux résultats des mesures sont cause qu'il n'est guère possible d'envisager la corrélation plus avant sans tomber dans une vague cuisine.

Tout au plus, il peut être conclu que l'ensemble des valeurs obtenues paraît raisonnable, bien que le calcul concède au champ sonore une plus grande uniformité que les mesures.

Ceci entraîne que les valeurs des paramètres de clarté n'y sont plus assez différenciées : seuls C_{80} et t_c varient encore avec la distance; D et C_{50} ont un comportement erratique.

L'inclinaison du récepteur tient un rôle majeur dans l'évaluation de l'échogramme, mais il est difficile de déterminer *a priori* sa valeur optimale.

Il est clair que, pour cet exemple-ci, un récepteur sphérique serait mieux adapté.

5.3. Salle réverbérante

La conclusion qui ressort avec insistance des considérations précédentes est la suivante : pour aller plus loin dans la discussion, il est absolument nécessaire d'en venir à l'étude d'un local étalonné, où les paramètres physiques (absorption, dimensions des parois, ...) seraient connus avec précision.

Il serait sans doute possible d'ajuster les données de manière à accroître grandement la corrélation entre mesures et calculs, mais cela n'aurait aucun intérêt si ce n'était fait de manière générale et définitive, sur de bonnes assises théoriques.

Par exemple, il semblerait avantageux, dans le cas précédent, de donner une valeur plus élevée au paramètre e_{\min} , ce qui réduirait l'importance des phases lointaines dans l'échogramme calculé; la légitimation théorique en serait que les rayons de très faible énergie ne représentent plus la réalité du phénomène; l'extinction des phases lointaines pourrait aussi être décrite par une loi statistique.

Mais il est tout aussi possible qu'un mauvais choix des coefficients d'absorption soit seul en cause, et ajuster ces derniers n'est pas des plus faciles, d'autant plus que cette hypothèse, si elle s'avérait, rendrait le programme inutilisable *a priori*, puisqu'il serait nécessaire à chaque fois d'ajuster les résultats des calculs sur ceux de mesures.

Il se peut, enfin, que l'approche géométrique génère, par essence, des résultats différant de la réalité.

Donc, l'étude d'un local étalonné s'imposait; la salle réverbérante de l'Institut en est un, qui possède en outre l'avantage d'avoir vu se développer en son sein une méthode apte à donner des coefficients d'absorption spécifiques au programme *salrev*^{43,44}.

La démarche proposée a été suivie : mesurer le temps de réverbération de la salle à vide, puis recouvrir une certaine surface de son sol avec l'absorbant choisi (des baffles de laine de verre) et, enfin, déduire de courbes les coefficients d'absorption associés à ce matériau.

L' idée était de recouvrir ensuite la totalité du sol au moyen de ces baffles lors bien étalonnés, de manière à réduire la très forte réverbération qui règne naturellement dans cette enceinte.

fréquence (Hz)	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000
T_R à vide (s)	18.55	15.80	13.13	10.93	9.78	7.49	3.30	1.30
T_R avec 12.1 m ² d'absorbant sur le sol (s)	9.27	6.45	2.71	2.30	2.01	1.73	1.35	0.84
coefficients α résultant	0.06	0.15	0.50	0.60	0.80	> 1	> 1	> 1
T_R avec le sol recouvert d'absorbant (s)	4.44	2.47	1.04	0.75	0.70	0.62	0.56	0.50

Trois problèmes d'importance se sont posés.

- Les coefficients d'absorption donnés par la méthode deviennent supérieur à l'unité à partir de la bande de 1000 Hz.
- Malgré la pose d'absorbant sur la quasi-totalité du sol, le temps de réverbération, relevé à l'aide de l'ancienne chaîne de mesure, reste très élevé aux basses fréquences : il est de plus de quatre secondes à 63 Hz.

Ceci implique que l'échogramme doit être évalué sur un temps très long pour permettre une bonne estimation des paramètres.

De plus, la situation acoustique résultante se trouve très éloignée de celle qui peut exister dans une salle réelle : même à l'oreille, le son semble bizarre, avec une trop grande différence de réverbération entre les graves et les aigus.

- Enfin, un phénomène particulier, quoique déjà remarqué de façon plus ténue lors d'autres essais, advient, qui fait osciller la courbe de l'échogramme autour de l'axe horizontal, avec une fréquence de près de 23 Hz.

Ce comportement est sans doute l'oeuvre d'une vibration mécanique due à la trop grande violence de l'impulsion mesurée de trop près; il s'atténue d'ailleurs lorsque le coup de feu est moins puissant.

Ces raisons font que cette étude n'a pas pu aboutir; un échogramme ainsi que les paramètres qui s'en peuvent déduire sont toutefois montrés pour illustrer les défauts sus-décrits.

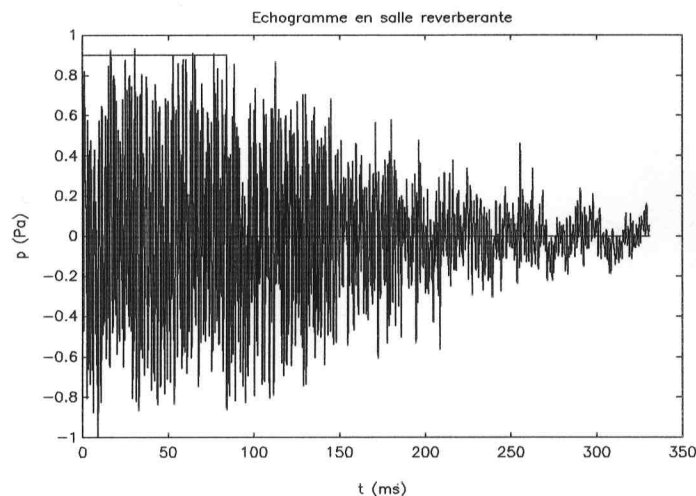


Figure 8 : échogramme avec son t_c

$$D = 0.35; \quad C_{50} = -2.71 \quad R = 2.71 \quad C_{80} = 0.75 \quad t_c = 84.17 \quad EDT = 1026 \text{ ms}$$

Les paramètres de clarté prennent des valeurs très faibles, mais la réverbération n'est pas très importante, à cause de l'absorbant : ces valeurs font montre de conditions acoustiques très spéciales.

5.4. Conclusions

L'étude de la corrélation entre résultats mesurés et calculés est limitée sur deux points :

- Quant aux mesures, c'est la qualité de l'impulsion délivrée par le pistolet qui est en cause.

Il faudrait disposer d'une arme plus précise et de meilleures munitions.

Après quoi, les pressions seraient relevées de manière absolue (à l'aide d'un "pistonphone"), ce qui permettrait une analyse plus assurée du rapport entre le son direct et les échos (il n'est pas évident que celui-ci soit en réalité identique à celui qui ressort du modèle géométrique).

Une autre façon serait de procéder à l'aide d'une source de bruit blanc, comme préconisé dans le travail de P. Ansay.

- Quant aux calculs, ce sont les valeurs à accorder aux paramètres e_{\min} et N ainsi qu'aux coefficients d'absorption qui posent problème.

Une solution générale ne pourrait se déduire que d'une comparaison soignée avec des mesures dans une salle étalonnée.

Ce n'est qu'après avoir levé ces difficultés qu'une discussion plus rigoureuse de la validité du modèle géométrique en régime temporel pourra être menée.

6. Pour l'étude du théâtre de la Place

6.1. La grande salle du théâtre de la Place

C'est une salle rectangulaire de six cents places environ (figure 1). Les sièges sont installés sur des paliers dont la hauteur s'accroît selon une pente d'une quinzaine de degrés.

La scène est élevée de quatre-vingt cinq centimètres; elle est séparée de la salle par un cadre qui lui laisse une ouverture horizontale de près de vingt mètres et une hauteur libre de sept bons mètres jusque au rideau de fer, lorsque celui-ci est au mieux relevé. Sa profondeur est d'un peu plus de dix mètres.

Quatre lieux de mesure ont été choisis : un sur la scène et trois dans la salle, tous côté jardin, puisqu'un axe de symétrie partage la salle en son long (figure 2).

Ils sont confinés à la moitié inférieure de la salle, puisque celle-ci ne devait-être utilisée qu'à demi lors des représentations du spectacle étudié.

A l'aide de l'ancienne chaîne de mesure, qui permet encore ce calcul, le temps de réverbération a été évalué à partir des échogrammes relevés.

Les valeurs obtenues par bande d'octave, ainsi que leur moyenne sur l'ensemble des points de mesure, sont reproduites dans le tableau suivant :

T_R (s)	63 Hz	125	250	500	1000	2000	4000	8000
point 1	1.65	1.62	1.32	1.27	1.22	1.09	0.81	0.69
point 2	1.49	1.57	1.17	1.17	1.12	1.02	0.81	0.66
point 3	1.84	1.3	1.24	1.13	1.07	0.95	0.80	0.69
point 4	1.55	1.72	1.28	1.19	1.11	0.97	0.79	0.71
moyenne	1.63	1.55	1.25	1.19	1.13	1.01	0.8	0.69

La meilleure dynamique, et donc la plus grande précision, est atteinte dans la bande de 1000 Hz.

D'autres paramètres sont évalués par la nouvelle chaîne, et les réponses aux impulsions sont représentées ci-après (figure 3), avec le *temps du centre* qui leur est associé.

	D	C ₅₀	C ₈₀	t _c (ms)	EDT (ms)
point 1	0.568	1.193	3.926	62.785	886.122
point 2	0.524	0.415	3.370	66.854	942.767
point 3	0.536	0.631	3.744	64.640	907.364
point 4	0.568	1.190	4.201	56.596	857.800

Observations

Les temps de réverbération sont assez courts, d'autant plus qu'ils diminuent en présence du public.

Ils conviennent bien au théâtre, moins à la musique.

Le temps de première décroissance (EDT) est à peine inférieur au T_R : la courbe logarithmique d'extinction est presque rectiligne.

Les valeurs de C₈₀ s'échelonnent, dans les bonnes salles de concert, entre un et deux dB. Ici, elles sont supérieures d'environ deux unités : une grande clarté règne donc.

Elle est bien venue pour le théâtre, mais, lorsqu'un orchestre joue en cette salle, comme il advient régulièrement, une trop grande sécheresse est reprochée : le son n'est pas assez porté, il semble se réduire à sa seule composante directe.

Il faut ajouter que le défaut majeur dont souffre la salle est celui qui ressort du manque flagrant d'isolation aux bruits extérieurs.

Il eut été intéressant de pousser plus avant cette étude, et d'obtenir un modèle de ce lieu qui eût permis une analyse numérique, afin d'obtenir une comparaison entre mesures et calculs dans le cas d'une salle de spectacle, ce qui formait l'objet premier du présent travail.

Malheureusement, il s'est avéré impossible de rassembler des plans assez détaillés de l'ensemble: le bâtiment, provisoire à l'origine, a subi plusieurs modifications, et les plans recueillis soit ne correspondaient plus à la réalité, soit étaient parcellaires.

Enfin, les matériaux de l'enceinte ne sont pas connus avec précision et il se serait sans doute révélé très difficile de choisir des coefficients d'absorption corrects.

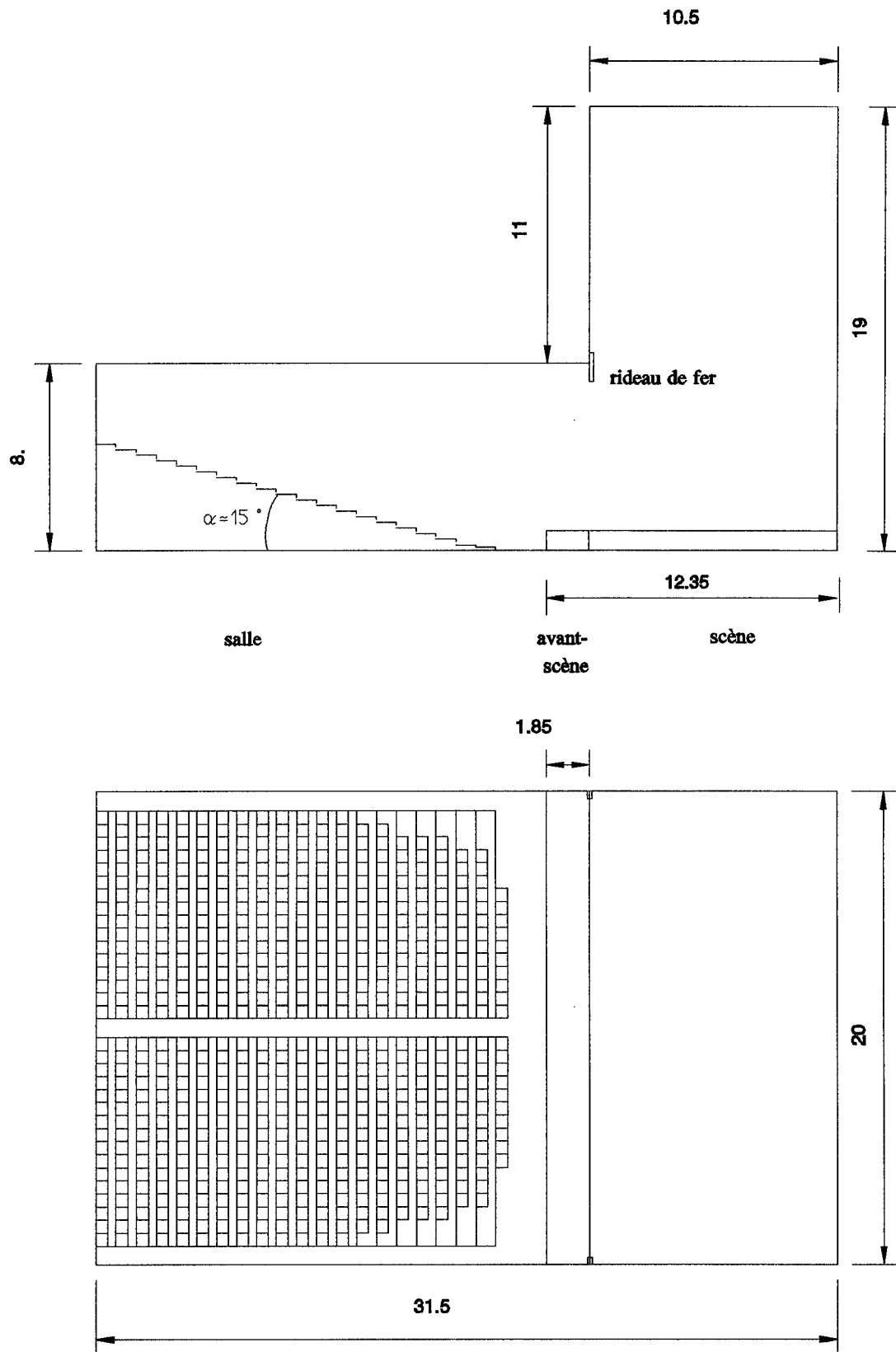


Figure 1 : coupes verticale et horizontale de la grande salle du Théâtre de la Place, d'après plans

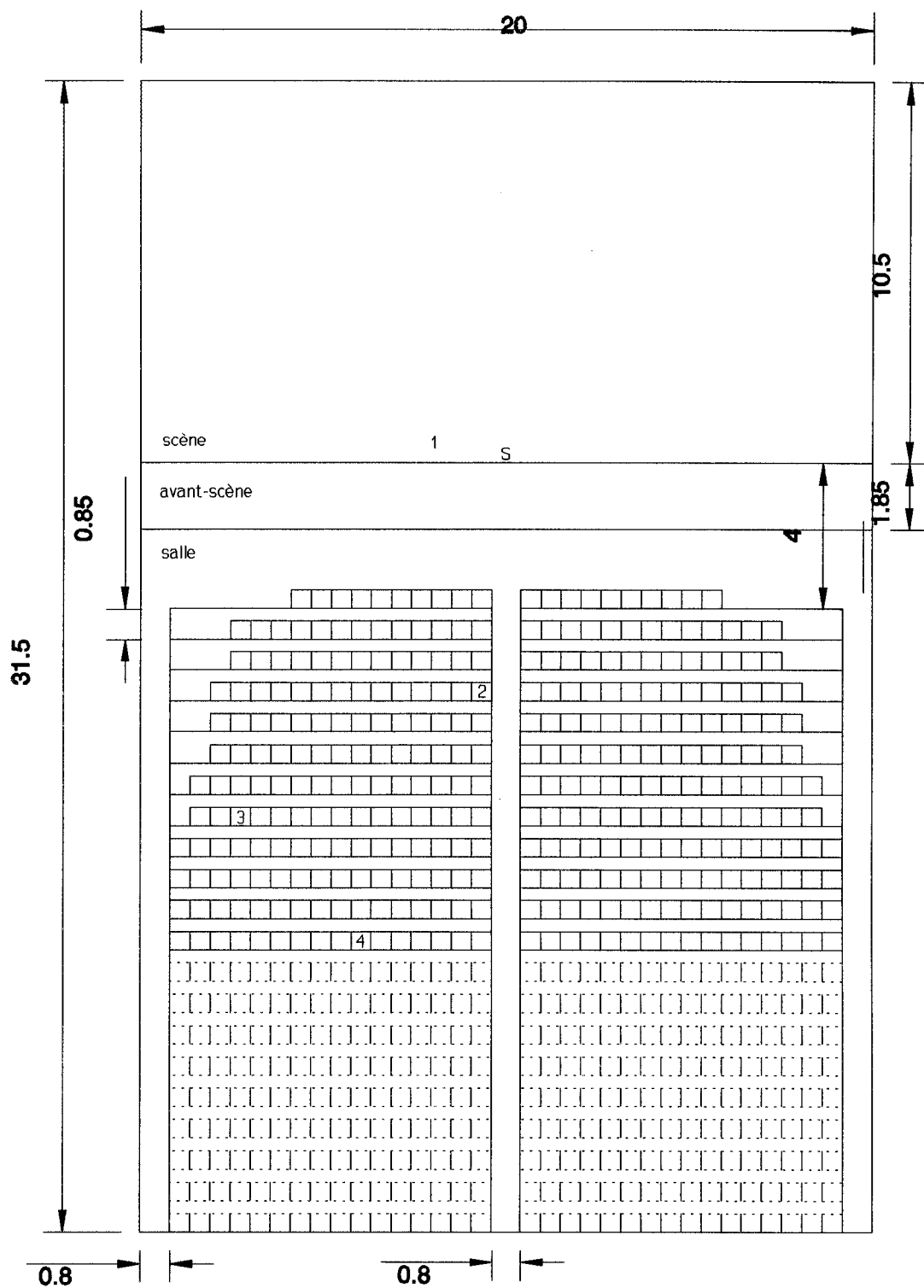


Figure 2 : lieux des mesures

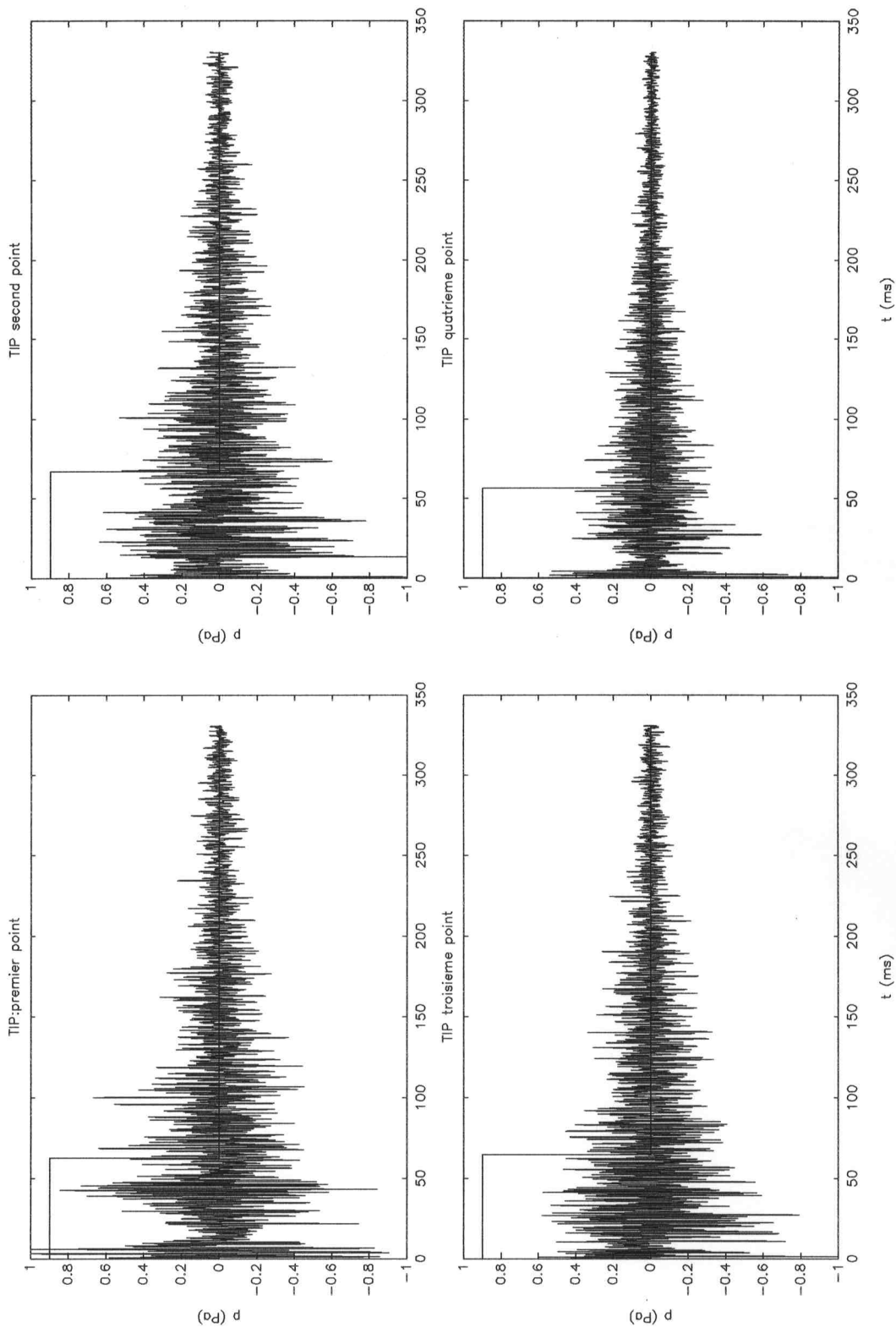


Figure 3 : réponses impulsionnelles relevées aux quatre points de mesure avec leur t_c

6.2. Le spectacle des "Retrouvailles"

Cette pièce d'Arthur Adamov a été jouée au théâtre de la Place entre le 28 avril et le 2 mai par la compagnie Off Limits.

La mise en scène est de M. Delaunoye, la musique originale de M. Fourgon et le décor de Ph. Henry. Elle est interprétée par trois comédiens et quatre musiciens, la partition est écrite pour chanteuse, clarinette et clarinette basse, violon et violoncelle.

Etude acoustique

L'étude s'est faite sur de nombreux plans, ceci n'en est qu'un bref aperçu.

Seule la moitié inférieure de la salle était utilisée (environ 340 places).

En premier lieu, il convient de considérer la coupe verticale (figure 4) qui illustre les points suivants.

- Le décor peut donner lieu à une réflexion qui soit perceptible par l'ensemble du public.
- L'adjonction d'une avant-scène permet une réflexion supplémentaire pour les spectateurs les plus éloignés.
- Placer un abat-son, pour accroître encore le niveau sonore et éliminer d'éventuels points sourds, pose problème.

En effet, cette surface ne peut être disposée qu'en retrait du rideau de fer, pour cause de sécurité d'une part, et d'autre part pour des raisons pratiques (manque de points d'attache dans la salle, difficulté d'installation).

Un tel réflecteur ne permettrait donc de recueillir que la partie du son qui s'en va vers le haut et l'arrière du décor; il s'ensuivrait un retard conséquent qui amoindrirait l'écho ou poserait problème quant au respect de la loi de Haas.

Pour ces raisons, un tel abat-son ne serait possible que très proche du décor et nuirait aux éclairages; il n'a donc pas été réalisé.

L'élément essentiel pour l'acoustique était donc le décor lui-même.

Une étude méthodique sur la coupe horizontale a été menée, à partir de la théorie des images, dont l'emploi était tout indiqué puisque chacune des parois à considérer se résumait en un plan rectangulaire.

Chacune des premières réflexions a été considérée quant à l'espace de la salle qu'elle pouvait couvrir selon la position occupée par l'exécutant.

Le travail a donc consisté à dresser une dizaine de plans détaillés; ils ne sont pas reproduits ici.

L'effet principal, dû à l'ouverture de l'angle central du décor est illustré sur les figures 5 et 6.

Cet angle devait être diminué au maximum, de manière à ce que l'écho ne parte de côté, mais couvre uniformément l'ensemble du public.

Le décor a donc été corrigé en ce sens (figure 7).

Ainsi modifié, son rôle ne pouvait plus être que bénéfique, et même idéal quant à l'acoustique: proche des exécutants, cernant l'espace scénique et garantissant une bonne répartition du son réfléchi.

Aussi ne restait-il plus qu'à renforcer son influence : l'épaisseur des panneaux prévue fut augmentée, et des fenêtres furent installées, au lieu de laisser vide leur emplacement.

Grâce aux changements apportés, les conditions sonores furent excellentes lors des représentations.

6.3. Conclusion

Pour l'étude particulière des conditions sonores d'un spectacle, l'utilisation de méthodes complexes n'est pas forcément nécessaire; c'est au décor qu'il faut accorder le plus d'importance, et l'étude peut se limiter aux premières réflexions lorsque la salle est sourde.

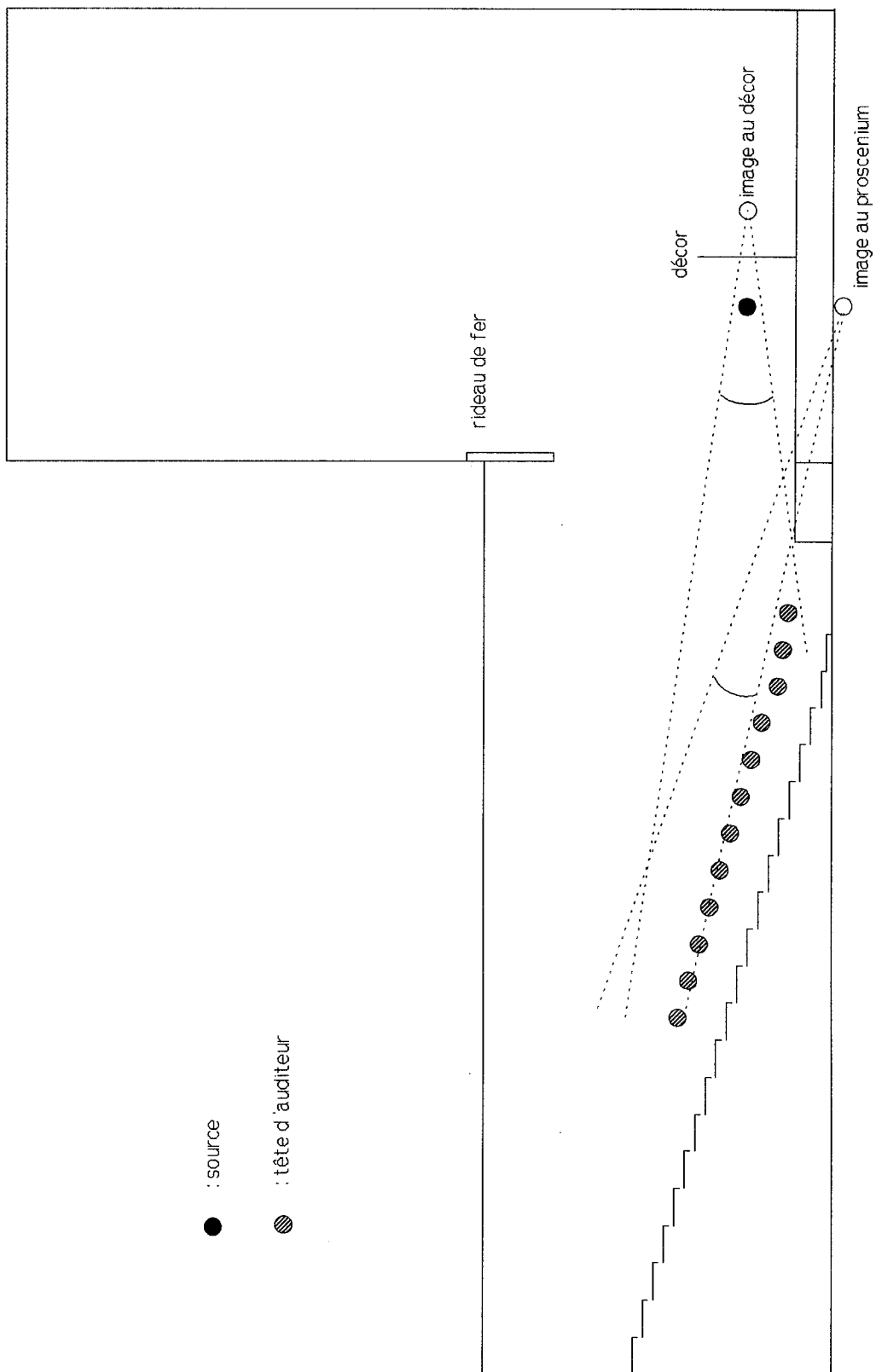


Figure 4 : tracé des réflexions sur la coupe en élévation

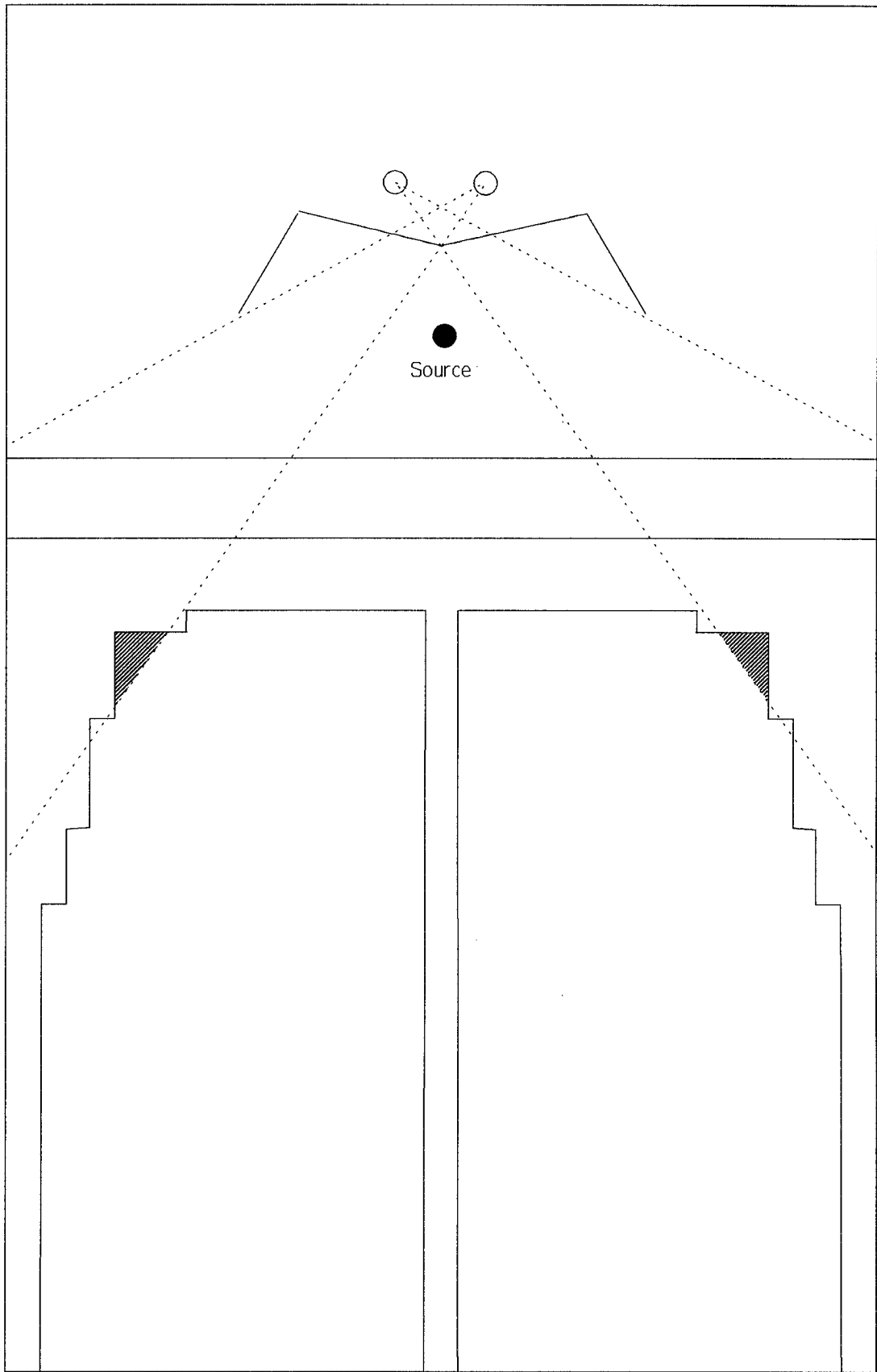


Figure 5 : influence d'un décor en "sigma"

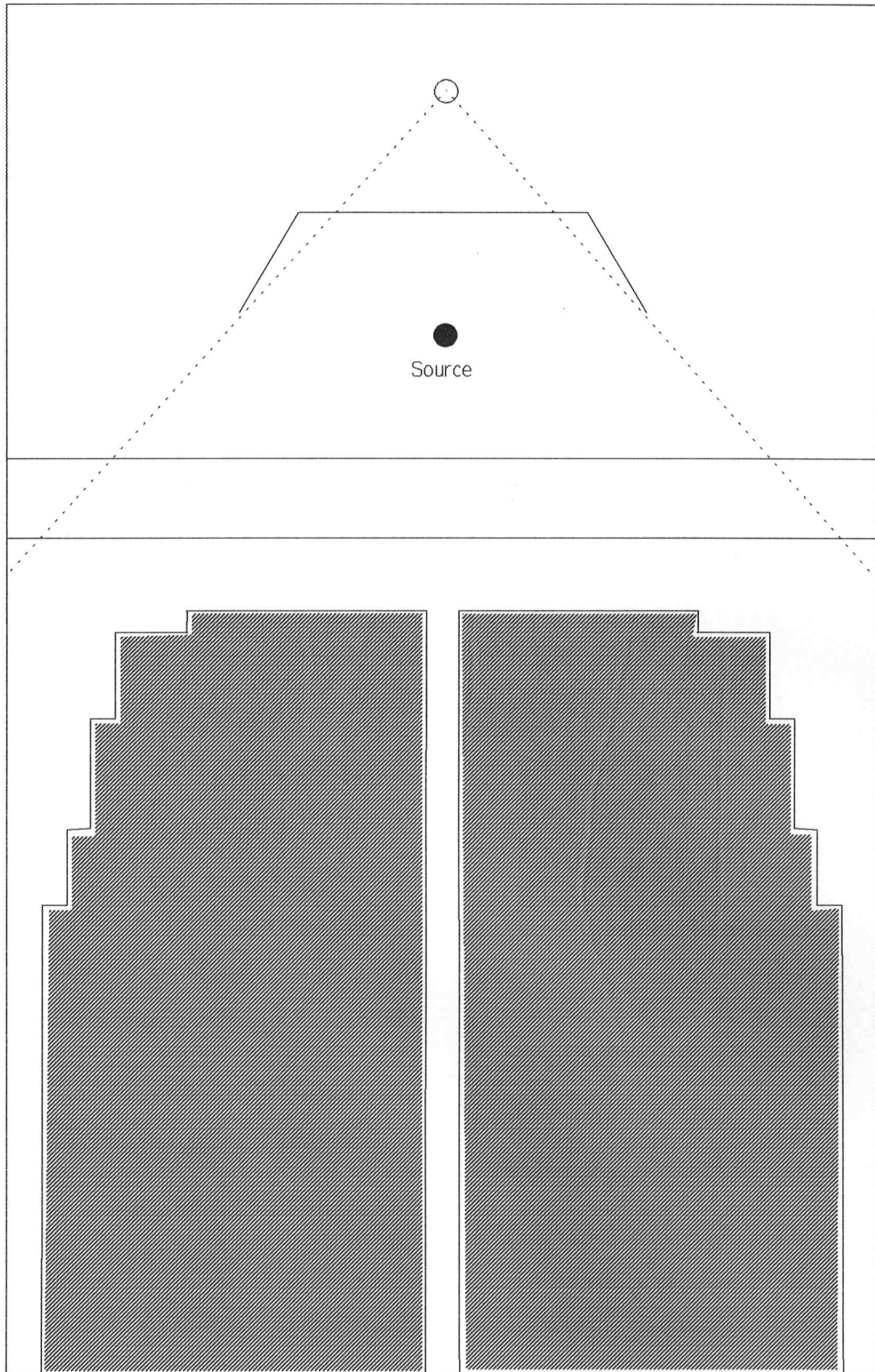


Figure 6 : influence d'un décor droit

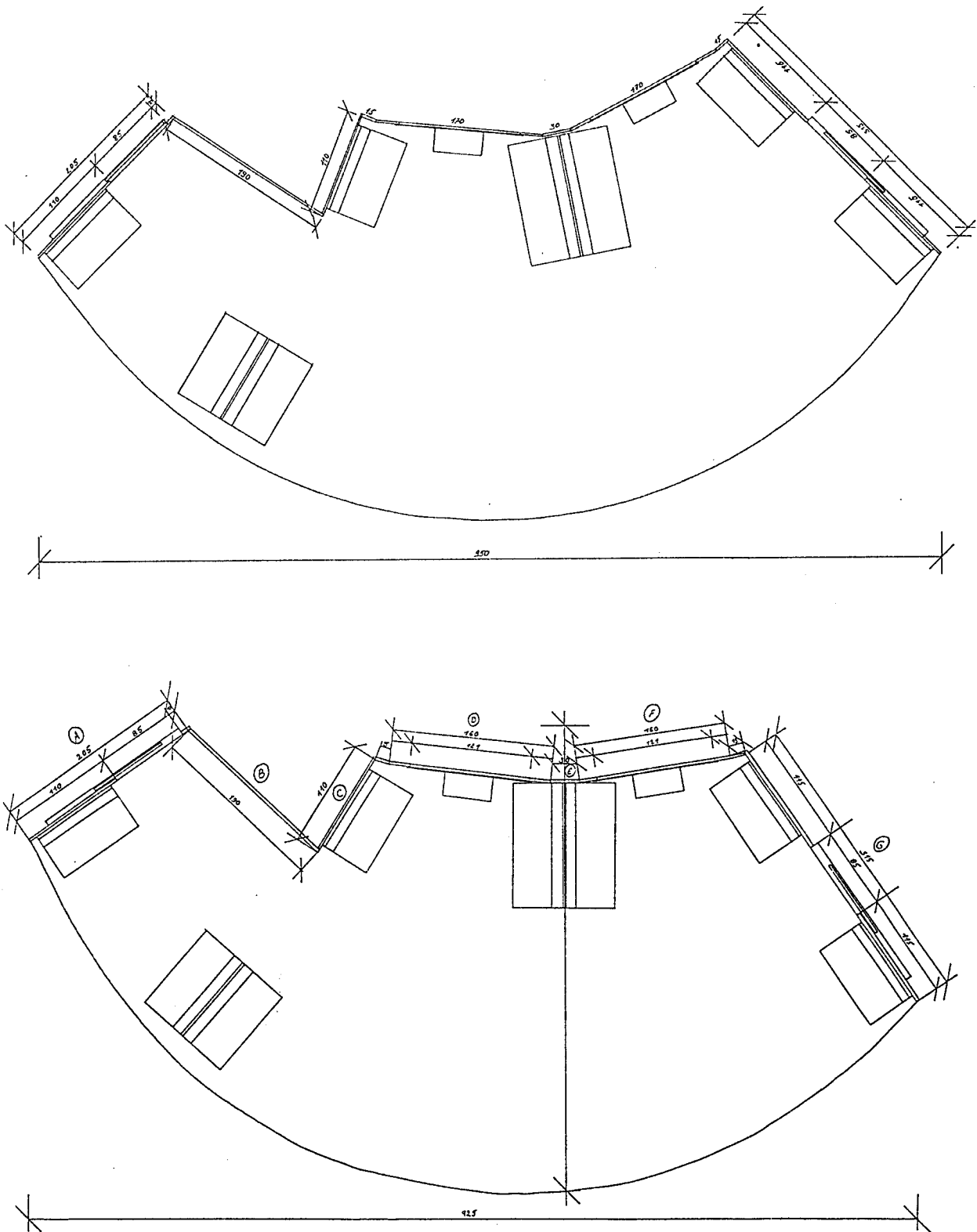


Figure 7 : décor réel avant et après correction

7. Conclusions

Une comparaison entre réponses impulsionnelles mesurées et calculées requiert la connaissance rigoureuse des conditions expérimentales; les causes d'imprécision sont nombreuses et une discussion définitive ne pourrait être menée qu'à la suite d'un travail beaucoup plus assuré, conduit à l'aide d'un matériel moins entaché d'imperfections, dans une salle adéquate et parfaitement étalonnée.

Aussi l'étude consiste-t-elle en simples prémices, en regard d'une telle exigence: constituer la chaîne de mesures nécessaire, décrire le comportement temporel du programme de tir, rassembler les références et affermir l'assise théorique, tenter une première comparaison.

Ceci fait, la qualité des résultats obtenus est en raison des réticences marquées.

Ni les réponses mesurées ni celles calculées ne démeritent vraiment, mais leur corrélation souffre de trop d'incertitudes que pour qu'il soit utile de poursuivre dans cette voie sans avoir remédié aux défauts les plus flagrants.

D'autre part, la pratique de l'acoustique des salles conduit à infléchir ce souci de rigueur vers d'autres fins.

Ce dont l'architecte ou le décorateur ont besoin, c'est moins de connaître les conditions sonores exactes induites par leur oeuvre que de savoir si elles suffisent et, dans le cas contraire, par quel moyen les parfaire.

Aussi un programme, pour qu'il soit utile à l'étude d'une salle ou d'un spectacle, devrait-il être apte à suivre la procédure suivante :

- pondérer la contribution de chacun des rayons qui atteint la surface d'audience en fonction de l'angle d'incidence, de manière à tenir compte de l'influence du public (effet Bekesy);
- considérer, même de façon grossière, les surfaces courbes, surtout quant à la densité énergétique des fronts d'onde réfléchis, qui dépend de la courbure de la paroi réfléchissante;
- assurer la transmission atténuée que causent les rideaux;
- donner rapidement l'évaluation d'un ensemble complet de paramètres (le niveau sonore, une clarté, un temps de réverbération, un paramètre de spatialité, un rapport signal/bruit).

Les estimations obtenues devraient être assez sensibles que pour permettre de comparer

différentes configurations, de manière à ce que puisse être déterminée la meilleure position de chacun des éléments du décor et des adjuvants éventuels (réflecteurs, rideaux, absorbants).

Donc, ce programme d'analyse numérique devrait pouvoir donner les sensibilités du comportement sonore par rapport aux variations des paramètres de l'architecture : la sensibilité importe plus que la précision absolue de la description.

Tant qu'une telle application ne sera pas possible, les méthodes empiriques ou manuelles demeureront d'un emploi plus assuré que celui des méthodes numériques, et les praticiens s'étonneront de ce que les éléments acoustiques qu'ils emploient, et dont ils perçoivent si clairement les effets, ne puissent donner lieu à une modélisation simple et rapide.

Annexe

Sont présentés ici les programmes qui ont été soit écrits, soit modifiés pour le présent travail.

- En premier lieu, le programme d'acquisition, dont l'algorithme ressortit à ce travail, tandis que sa transcription en langage 56001 est l'oeuvre de P. Ansay.

Quelques points doivent être précisés.

- Le nombre d'échantillons du prédéclenchement est spécifié en ligne (1); n est ici de 128 (soit 80 en hexadécimal).

- Le nombre total d'échantillons est déterminé en ligne (2); N est ici de 7680 échantillons.

- La fréquence d'échantillonnage dépend de la valeur mise en ligne (3), selon la formule:

$$f_e = \frac{20.5 \cdot 10^6}{64 \cdot (a + 1)}$$

Ici, $a = 13 \Rightarrow f_e = 22879.4643$ Hz; c'est la valeur la plus proche de celle qui est nécessaire à l'examen de l'entièreté de la bande centrée sur 8000 Hz (voir chapitre 4).

- Le niveau de déclenchement (par rapport au maximum admis) est entré en ligne (4). Ici, $D = 0.3$.

Cette valeur atteinte, le tampon circulaire du prédéclenchement est quitté.

- En second lieu vient le programme *salrev*; les modifications apportées sont indiquées par une étoile (*) en début de ligne; celles qui le nécessitent sont commentées.

- Enfin, neuf fonctions et programmes réalisés dans *matlab* sont présentés; ils permettent le calcul des paramètres et le tracé des courbes tels qu'ils interviennent dans les chapitres 3, 4, 5 et 6.

Programme d'acquisition

```

;
page 132, 66, 3, 3
nolist
include 'ioequ'
list
org p : $ 0
jmp start
org x : $ 0
save_r2 ds 1
org x : $ 1
max_value ds 1
org x : $ 200
pretrig dsm $0080 (1)
org p : $ 200
buff bsc $1000
org y : $ 200
buff2 bsc $2000 (2)
org p : $001c
move y : $ffff,a1
org p : $ 40
start
movep #$2000,x:m_scr
movep #0013,x:m_sscr (3)
movep #$c000,x:m_ipr
move #pretrig, r1
move #$7f, m1
move #$280, r0
move #buff, r2
move #buff2, r5
andi #f, mr
wait nop
clr a
nop
nop
wait
nop
nop
move #0.3,b (4)
move a1,x:(r1)+
abs a
move a1,x0
cmp x0,b
jmi lets_start
nop
nop
jmp_wait
lets_start nop
do #4, fin
nop
do #800,buff
nop
nop
wait
move a1,p:(r0)+
nop
nop
buff nop
nop
fin
nop
nop
ori #03,mr
clr a
clr b
do #80,dd
move x:(r1)+,a1
move a1,p: (r2)+
nop
dd
;recherche de l'échantillon maximum
move #$280, r0
clr b
nop
do #300, end_max
move p:(r0)+,a
abs a
cmp a,b
tmi a,b
move b1,x:max_value
end_max
;normalisation de la réponse impulsionnelle
move #200,r2
nop
nop
do #4,finfin
nop
nop
do #800,end_norm
clr a #800000,x1
move p: (r2),a1
move x:max_value,x0
tfr a,b
and x1,b
jeq pos
neg a
clr b
pos move a1,b1
and #fe,ccr
rep #18
div x0,b
move p:(r2)+,a1
and x1,a
jeq done
clr a
move b0,a1
neg a
move a1,b0
done move b0,y:(r5)+
end_norm
nop
nop
finfin
nop
;sauvetage des données
ori #03,mr
move #011e00,x0
move #200,r7
move #2,a
jsr $e008
nop
nop
nop
end

```

Programme *salrev*

```
-----!
c
c
c  DESCRIPTION GENERALE:
c      évaluation dans une SALLE du champ REVerberé
c
c  APPELS:
c      sous-routines : AIRAB, ECRITU, ENTREE, LECSTR
c      fonctions : PNORM, PSCAL
c
c-----!
PROGRAM SALREV
PARAMETER (nbtss = 1000, mxplve = 20, mxspab = 20,
* + mxsopo = 199, tmax = 0.335)
```

La constante *tmax* borne l' échogramme dans le temps (à 335 millisecondes dans le cas présent.)

```
INTEGER      nbcove, nbplve, noabpe(mxplve),
+            nbss, noabss(nbtss), nbspab,
+            nbplau, ifplau(10,4),
+            nbsplw, nosplw(mxsopo), nbsopo,
+            nrmax, nbttra, nbintp
REAL         cocove(mxplve,3), cooptpe(mxplve,3), covnpe(mxplve,3),
+            cocoss(nbtss,4,3),
+            spab(mxspab,8), spabai(8),
+            splw(mxsopo,9), cosopo(mxsopo,3),
* +         c, ro, emin, deltat, lmax
```

```
CHARACTER*60 title
CHARACTER*6  rfss(nbtss), rfso(mxsopo)
COMMON /DATAR1/ nbcove, cocove, nbplve, cooptpe, covnpe, noabpe,
+             nbss, cocoss, noabss, nbspab, spab, spabai,
+             nbplau, ifplau,
+             nbsplw, splw, nosplw, nbsopo, cosopo,
+             c, ro, nrmax, nbttra, emin, deltat, nbintp
COMMON /DATAR2/ title, rfss, rfso
```

INTEGER curser

```
DIMENSION tabair(8,500)
DIMENSION pile(50), cordba(8)
DIMENSION coptss(nbtss,3), covnss(nbtss,3)
DIMENSION aifss(nbtss,5,3), v(3)
DIMENSION dbalw(199), dbalp(5)
* DIMENSION nbraso(199), tabres(20,115,8), noraud(20), spwtmp(8),
* +   wmin(8), tabrus(20,115,8)
DIMENSION costmp(3), dir(3), po(3), pop1(3), aindex(2), ap(3), oa(3)
DIMENSION vnorm(3), wrayon(8), wparam(8), tabtmp(20,20,10), nlp moy(50)
* DIMENSION alpmoy(50), nbraud(20)
```

Les dimensions de *tabres*, *noraud* et *nbraud* ont été modifiées, de manière à permettre une discrétisation temporelle en 110 intervalles, tout en réduisant à 20 le nombre de récepteurs disponibles. De plus, le tableau *tabrus* a été créé; il sert à établir l'échogramme.

```
COMMON/CHAMP1/aifss,coptss
COMMON/CHAMP2/covnss
COMMON/CHAMP6/tabres,noraud,noratv,nbraud
COMMON/CHAMP7/tabair
COMMON/CHAMP0/pi,pref1
```

LOGICAL exist

```
cordba(1) = -26.1
cordba(2) = -16.1
cordba(3) = -8.6
cordba(4) = -3.2
cordba(5) = 0.
cordba(6) = 1.2
cordba(7) = 1.
cordba(8) = -1.
```

cran=32000.

```

WRITE (*,8990)
8990 FORMAT (//,1H ,40X,'Programme SALREV Version 3.00')

CALL LECDTR (exist)

IF (.NOT.exist) THEN
  GOTO 999
ENDIF

CALL ENTREE
CALL AIRAB

*   Lmax = c * tmax

Lmax, relatif à tmax, donne la longueur maximum que peut atteindre un rayon avant d' être arrêté.

OPEN(35,FILE='statisq',STATUS='NEW')
c
c   nombre de rayons par source au prorata de leur puissance(>10)
c
DO 9515 is=1,nbsplw
  dbas = 0.
  DO 9516 kf=1,8
    wfdb = splw(is,kf)
    dbas = dbas + 10.*((wfdb+cordba(kf))/10.)
9516   CONTINUE
    dbalw(is) = dbas
9515 CONTINUE

  somdba = 0.

  DO 456 is=1,nbsopo
    dbas = dbalw(nosplw(is))
    somdba = somdba + dbas
456 CONTINUE

  WRITE (*,462)
462 FORMAT (' source no           puissance(dBA)   nombre de ',
+ ' rayons' /55(1H*))
  anbra = FLOAT(nbttra)

  DO 458 is=1,nbsopo
    dbas = dbalw(nosplw(is))
    vartmp = anbra*dbas/somdba
    nbrtmp = IFIX(vartmp)
    IF(nbrtmp.LT.10) nbrtmp = 10
    nbraso(is) = nbrtmp
    dbas = 10.*ALOG10(dbas)
    WRITE (*,461) is,dbas,nbrtmp
461   FORMAT (I7,T20,F7.1,T35,I7)
458 CONTINUE

*   DO 2541 i=1,20
*       DO 2541 k=1,115
*           DO 2541 m=1,8
*               tabres(i,k,m) = 0.
2541 CONTINUE

  emin = emin/100.
  deupi = 2.*pi
c
c   initialisation pour calcul du libre parcours moyen
c
DO 2539 nr=1,50
  alpmoy(nr) = 0.
  nlpmoy(nr) = 0
2539 CONTINUE

*   DO 2529 i=1,20
*       nbraud(i) = 0.
2529 CONTINUE

  noratt = 0

```

```

c
c   boucle sur toutes les sources
c
DO 2540 isou=1,nbsopo
*   DO 90 i=1,20
      noraud(i) = 0.
90   CONTINUE

      WRITE(35,2513) isou
2513  FORMAT(' source numero: ',I5)

      DO 1516 k=1,3
        costmp(k) = cosopo(isou,k)
1516  CONTINUE
      nbrtmp = nbraso(isou)
      WRITE(35,6583) nbrtmp
6583  FORMAT('// nombre de rayons= ',I9)

      DO 681 kf=1,8
        wfdb=splw(nosplw(isou),kf)
        wintmp = 10.**((wfdb/10.)-12.)
        wintmp = wintmp/nbrtmp
        spwtmp(kf) = wintmp

        wmin(kf) = spwtmp(kf)*emin
681  CONTINUE
c
c   boucle sur le nombre de rayons par source
c
DO 34 noratv=1,nbrtmp
  noratt = noratt + 1
  ntest = IFIX(FLOAT(noratt)*10./nbttra)

  IF ((ntest*nbttra).EQ.(noratt*10)) THEN
    WRITE (*,682) ntest
682  FORMAT (' TRAVAIL EFFECTUE : ',I4,'0 % ')
  ENDIF

  cost = RAN(cran)
  cost = 2.*cost - 1.
  phi = RAN(cran)
  phi = phi*deupi
c
c   partie géométrique du probleme.
c
c   un segment de rayon sera represente par son point d'origine po
c   et par son vecteur direction dir;on va tout d'abord chercher
c   l'intersection la plus proche avec un plan.si un plan d'audience
c   est traversé,on enregistre la contribution du rayon au recepteur.
c   ensuite,on calcule la nouvelle origine et la nouvelle direc-
c   tion du rayon.
c   on arrete le trajet du rayon si son energie est tombee a emin%
c   de son energie initiale
c
c
  sint = SQRT(1.-cost*cost)
  dir(1) = sint*COS(phi)
  dir(2) = sint*SIN(phi)
  dir(3) = cost

*c   t1= abs(dir(3)/dir(1))
*c   t2= abs(dir(2)/dir(1))
*c   t3= dir(1)
*c   If (t1.gt.tan(alpha).or.t2.ge.tan(alpha).or.t3.le.0.) goto 34

```

Pour l'étude des quatre problèmes du chapitre 3, afin de gagner du temps, seuls les rayons envoyés dans l'angle solide d'ouverture α percevant le récepteur étaient considérés, les autres étaient éliminés (passage direct au label 34) après un test sur $dir(1)$, $dir(2)$ et $dir(3)$.

```

      DO 800 k=1,3
        po(k) = costmp(k)
800  CONTINUE
      DO 867 kf=1,8
        wrayon(kf) = spwtmp(kf)
867  CONTINUE

```



```

        norfra = 0
        alonra = 0.
        nodnrf = 0
c
c   on initialise le numero du dernier reflecteur a zero; la source ne peut être posee
c   sur un plan; dans le cas d'un plan rayonnant, le dernier reflecteur est ce plan
c
c   boucle sur toutes les reflexions du rayon
c
751   nopnrf = 0
        alongsg = 1000000.
        curser = 1
c
c   la longueur du segment de rayon est initialisee a une tres
c   grande valeur soit 1000 km, car on doit la minimiser
c
c   boucle sur tous les plans pour rechercher celui touche le
c   premier par le segment de rayon
c
        DO 1400 noplrv=1,nbss+nbplve

( . . . . . )
Cette boucle, qui permet de trouver le plan sur lequel le rayon va se réfléchir, n'a pas été modifiée; elle
n'est donc pas reproduite ici.
( . . . . . )

1400   CONTINUE

1517   IF (nopnrf.EQ.0) THEN
        WRITE (35,6731) noratv,norfra
6731   FORMAT (' rayon no ',I9,' perdu a la reflexion',I6)
        GOTO 34
    ENDIF
c
c   si nopnrf=0, cela veut dire que le rayon reflechi n'a pas trouve
c   d'intersection et donc que la salle n'est pas fermee ou que
c   nous avons affaire a un rayon pernitieux(coins)
c
c   ecriture des resultats dans le cas de surfaces d'audience transparentes
c   traversees par le rayon SI norfra.ne.0
c
*       IF ((curser.NE.1).AND.(norfra.NE.0)) THEN

La condition (norfra.NE.0) permet d'éviter la contribution du son direct; elle a été retirée pour les
exemples du chapitre 3, mais pas pour ceux du chapitre 5.

        DO 911 icur=curser,6,-5
            distpl = pile(icur-1)
            noaud = IFIX(pile(icur-4))
            noplrv = ifplau(noaud,1)
            alotmp = alonra + distpl

            IF (distpl.LT.alongsg) THEN
                ltmp = IFIX(distpl) + 1

                DO 954 kf=1,8
                    wtmp = wrayon(kf)
                    IF (wtmp.LT.wmin(kf)) THEN
                        wparam(kf) = 0.
                    ELSE
                        IF (ltmp.GT.500) THEN
                            wparam(kf) = wtmp*(10.
+                               **(-spabai(kf)*distpl/1000.))
                        ELSE
                            wparam(kf) = wtmp*tabair(kf,ltmp)
                        ENDIF
                    ENDIF
                ENDIF
            CONTINUE

            fracab = pile(icur-3)
            fracac = pile(icur-2)
            ps = pile(icur-5)
            pn2 = -aifss(noplrv,5,1)

```

```

+          CALL ECRITU(noaud,fracab,fracac,ps,
                    wparam,alotmp,pn2)
+
[ Cette sous-routine est également reproduite en annexe.]

          ENDIF
911      CONTINUE
          ENDIF

          IF ((norfra.GT.0).AND.(norfra.LE.50)) THEN
              alpmoy(norfra) = alpmoy(norfra) + alongsg
              nlp moy(norfra) = nlp moy(norfra) + 1
          ENDIF
          alonra = alonra + alongsg
c
c      >>> NOUVELLE LONGUEUR DU RAYON <<<
c
          ltmp = IFIX(alongsg) + 1

          DO 1910 kf=1,8
              wtmp = wrayon(kf)
              IF (wtmp.LT.wmin(kf)) THEN
                  wrayon(kf) = 0.
              ELSE
                  IF (ltmp.GT.500) THEN
                      wrayon(kf) = wtmp*(10.
+                          **(-spabai(kf)*alongsg/1000.))
                  ELSE
                      wrayon(kf) = wtmp*tabair(kf,ltmp)
                  ENDIF
              ENDIF
          ENDIF
1910    CONTINUE

          IF ((noaumn.NE.0).AND.(norfra.NE.0)) THEN
              pn2 = -aifss(nopnrf,5,1)
              CALL ECRITU(noaumn,frabmn,fracmn,psmin,wrayon,alonra,pn2)
          ENDIF

          norfra = norfra + 1
c
c      >>> INCREMENTATION DU NUMERO DE REFLEXION DU RAYON <<<
c
          itest = 0
          DO 1957 kf=1,8
              wtmp = wrayon(kf)*(1.-spab(noabmn,kf))
              wrayon(kf) = wtmp
              IF (wtmp.GT.wmin(kf)) itest = 1
*          IF (alonra.GT.lmax) itest = 0

```

L'adjonction de cette condition permet l'arrêt du rayon lorsque tmax est dépassé.

```

1957    CONTINUE
c
c      >>> NOUVELLE PUISSANCE DU RAYON <<<
c
          IF (itest.EQ.0) GOTO 34
c
c      >>> construction de la direction suivante <<<
c
          IF (nopnrf.LE.nbss) THEN
              DO 2571 k=1,3
                  oa(k) = coptss(nopnrf,k)
                  vnorm(k) = covnss(nopnrf,k)
2571    CONTINUE
                  pn = PNORM(vnorm)
                  q = (psmin+psmin)/(pn*pn)
              ELSE
                  DO 1550 k=1,3
                      noplev = nopnrf - nbss
                      oa(k) = coptpe(noplev,k)
                      vnorm(k) = covnpe(noplev,k)
1550    CONTINUE
                  q = psmin + psmin
          ENDIF

```

```

DO 1570 k=1,3
  dirk = dir(k)
  po(k) = po(k) + alongs*dirk
  dir(k) = dirk - q*vnorm(k)
1570 CONTINUE

  nodnrf = nopnrf
c
c   >>> NOUVEAUX Po , DIR(3) ,Numero Dernier Reflecteur <<<
c
c   GOTO 751
34 CONTINUE
c
c   fin de boucle sur le nombre de rayons par source nbrtmp
c   operations de fin de tir apres traitement d'une source
c
  iend = 0

  DO 124 iaud=1,nbplau
    nbrecp = ifplau(iaud,2)*ifplau(iaud,3)
    DO 763 norecp=iend+1,iend+nbrecp
      DO 763 kf=1,8
        *   rs = tabres(norecp,113,kf)
        *   tabres(norecp,114,kf) = tabres(norecp,114,kf)
        +   + rs*rs/nbrtmp
        *   tabres(norecp,113,kf) = 0.
763 CONTINUE

      iend = iend + nbrecp
124 CONTINUE
2540 CONTINUE
c
c   >>> fin de boucle sur les sources <<<
c
c   >>> traitement des resultats.ecriture dans resurev <<<
c
  OPEN (20,FILE='resurev',STATUS='NEW')
  OPEN (34,FILE='revtime',STATUS='NEW')
*   OPEN (66,FILE='echorev',STATUS='NEW')

```

Ouverture du nouveau fichier echorev, qui contiendra le vecteur de l'échogramme.

```

DO 2542 iaud=1,nbplau
  WRITE (35,4356) iaud
4356 FORMAT (/' PRECISION AUDIENCE no ',I5//)
  nbrpac = ifplau(iaud,2)
  nbrpab = ifplau(iaud,3)
  init = ifplau(iaud,4)
  noss = ifplau(iaud,1)
  surf = AREA(noss)/FLOAT(nbrpac*nbrpab)
  surf1g = 10.*ALOG10(surf)
  WRITE (20,435) iaud,nbrpac,nbrpab,noss
435 FORMAT (I2,I3,I3,I3)

  DO 2510 iac=1,nbrpac
    DO 2510 jab=1,nbrpab
      norecp = init + (iac-1)*nbrpab + jab
c
c   >>> calcul des pressions et de la precision <<<
c
c
  spdba = 0.
  preca = 0.
  sp2a = 0.

  DO 2514 kf=1,8
    cork = cordba(kf)
    p2eff = 0.
    IF (nbintp.EQ.0) GOTO 4186

    DO 4187 it=1,nbintp
      p2eff = p2eff + tabres(norecp,it,kf)
4187 CONTINUE
*4186   p2eff = p2eff + tabres(norecp,115,kf)

```

```

                IF (p2eff.LT.1.e-10) THEN
                    p2db = 0.
                ELSE
                    p2db = pref1 - surflg + 10.*ALOG10(p2eff)
                ENDIF

                tabtmp(iac,jab,2+kf) = p2db
                sp2a = sp2a + p2eff*(10.**((cork/10.))
                pdba = p2db + cork
                spdba = spdba + 10.**((pdba/10.))
*               precis = 2.*SQRT(tabres(norecp,112,kf)
*               - tabres(norecp,114,kf))
                preca = preca + precis*(10.**((cork/10.))
2514            CONTINUE

                IF (spdba.LT.1.e-10) spdba = 1.

                tabtmp(iac,jab,1) = 10.*ALOG10(spdba)
c
c               >>> en dbA <<<
c
                IF (sp2a.GT.0) tabtmp(iac,jab,2) = 100.*(preca/sp2a)
2510            CONTINUE
c
c               >>> ecriture des resultats <<<
c
                DO 2530 kf=1,10
                DO 2520 iac=nbrpac,1,-1
                    in = 1
2524                iend = in + 9
                    IF (iend.GT.nbrpab) iend = nbrpab

                    IF (kf.EQ.2) THEN
2522                WRITE (35,2522) (tabtmp(iac,jab,2),jab=in,iend)
                        FORMAT (10F7.1)
                    ELSE
                        WRITE (20,2522) (tabtmp(iac,jab,kf),jab=in,iend)
                    ENDIF
                    IF (iend.GE.nbrpab) GOTO 2520

                    in = in + 10
                    GOTO 2524
2520            CONTINUE
2530            CONTINUE

                WRITE (35,2528) iaud
2528            FORMAT (//'NOMBRE DE FRAPPES SUR LA SURF.AUDIENCE no:',I3//)

                DO 2525 iac=nbrpac,1,-1
                    in = 1
2526                iend = in + 9
                    IF (iend.GT.nbrpab) iend = nbrpab
                    WRITE (35,2527) (nbraud(init+(iac-1)*nbrpab+jab),jab=in,iend)
2527                FORMAT (10I8)
                    IF (iend.GE.nbrpab) GOTO 2525
                    in = in + 10
                    GOTO 2526
2525            CONTINUE
c
c               >>> sauvetage des resultats temporels pour le calcul de tr(sec) <<<
c
                IF (nbintp.EQ.0) GOTO 2542
                DO 3000 iac=nbrpac,1,-1
                    DO 3000 jab=1,nbrpab
                        norecp = init + (iac-1)*nbrpab + jab
                        DO 3000 kf=1,8

*c               *** ecriture dans echorev : ***
*               p2eff = 0.
*               DO 3333 it=1,nbintp
*               p2eff = tabres(norecp,it,kf)
*               IF (p2eff.GT.1.e-10) THEN
*               tabrus(norecp,it,kf) = pref1 - surflg
*               + 10.*ALOG10(p2eff)

```

```

*           ELSE
*           tabrus(norecp,it,kf) = 0
*           ENDIF
*3333      CONTINUE
*           write(66,*) norecp,kf
*           WRITE(66,2999) (tabrus(norecp,it,kf),it=1,nbintp)

```

Ce paragraphe permet le calcul de l'échogramme et l'écriture des résultats dans le fichier echorev; dans cette version-ci, c'est l'échogramme logarithmique en énergie qui est évalué : Les valeurs sont établies de la même manière que celle du niveau sonore.

```

c   *** ecriture dans revtime : ***
c           p2eff = tabres(norecp,115,kf)
c           p2eff = 0.

           DO 3002 it=nbintp,1,-1
           p2eff = tabres(norecp,it,kf) + p2eff
           IF (p2eff.GT.1.e-10) THEN
           tabres(norecp,it,kf) = pref1 - surflg
           +           + 10.*ALOG10(p2eff)
           ELSE
           tabres(norecp,it,kf) = 0.
           ENDIF
3002      CONTINUE

           WRITE (34,2999) (tabres(norecp,it,kf),it=1,nbintp)
2999      FORMAT (10F7.1)
3000 CONTINUE

2542 CONTINUE

           WRITE (35,2543)
2543 FORMAT (/' LIBRE PARCOURS MOYEN DES RAYONS '/)
           al moy = 0.
           ntmp = 0

           DO 2544 nr=1,50
           IF (nlpmoy(nr).EQ.0) GOTO 2544
           nratmp = nlpmoy(nr)
           alm = alp moy(nr) / FLOAT(nratmp)
           al moy = al moy + alm
           ntmp = ntmp + 1
           WRITE (35,2545) nr,alm,nratmp
2545      FORMAT (' reflexion no ',I6,' libre parcours = ',
           +           F10.3,I15,' rayons')
2544 CONTINUE

           al moy = al moy / FLOAT(ntmp)
           WRITE (35,2546) al moy
2546 FORMAT (/' libre parcours moyen sur toutes les reflexions= ',
           +           F10.3//)

           CLOSE (34)
           CLOSE (20)
           CLOSE (35)
*           CLOSE (66)
           STOP
999 END

*           real function ran(cran)
           cran=mod(25173.*cran+13849.,65536.)
           ran=cran/65536.
           return
           end

```

La série pseudo-aléatoire créée par cette fonction peut être modifiée en changeant la valeur de la semence cran au début du programme; pour le présent travail, cette valeur était déterminée par une fonction faisant intervenir l'horloge interne de l'ordinateur; comme cette fonction est liée au matériel utilisé, elle n'est pas reproduite ici.

```

c
c-----|
c   - VERSION 3.00: ..-.-..
c   - DERNIERES MODIFICATIONS: Pierre SAINT-MARD (04-04-89), Benoit BECKERS (1992)
c   - AUTEUR: Jean-Jacques EMBRECHTS (UNIVERSITE DE LIEGE - CEDIA)

```

```

SUBROUTINE ECRITU(noaudi,fracab,fracac,ps,wratmp,along,pn2)
PARAMETER (nbtts = 1000, mxplve = 20, mxspab = 20, mxsopo = 199)
INTEGER   nbcove, nbplve, noabpe(mxplve), nbss, noabss(nbtts), nbspab,
+         nbplau, ifplau(10,4), nbsplw, nosplw(mxsopo), nbsopo,
+         nrmax, nbttra, nbintp
REAL      cocove(mxplve,3), coptpe(mxplve,3), covnpe(mxplve,3),
+         cocoss(nbtts,4,3), spab(mxspab,8), spabai(8),
+         splw(mxsopo,9), cosopo(mxsopo,3), c, ro, emin, deltat
CHARACTER*60 title
CHARACTER*6 rfss(nbtts), rfso(mxsopo)
COMMON /DATAR1/ nbcove, cocove, nbplve, coptpe, covnpe, noabpe,
+             nbss, cocoss, noabss, nbspab, spab, spabai,
+             nbplau, ifplau, nbsplw, splw, nosplw, nbsopo, cosopo,
+             c, ro, nrmax, nbttra, emin, deltat, nbintp
COMMON /DATAR2/ title, rfss, rfso
* DIMENSION wp(8),tabres(20,115,8),noraud(20)
* DIMENSION wratmp(8),nbraud(20)
COMMON/CHAMP6/tabres,noraud,noratv,nbraud
nbrpab = ifplau(noaudi,3)
nbrpac = ifplau(noaudi,2)
norpac = IFIX(FLOAT(nbrpab)*fracab) + 1
IF (norpac.GT.nbrpab) THEN
1651 WRITE(35,1651) noratv,noaudi,fracab,norpab
+   FORMAT(' rayon no ',I9,' audience no ',I3,
+         'fracab=',F5.3,' >=1 norpac=',I3)
norpac = nbrpab
ENDIF
norpac = IFIX(FLOAT(nbrpac)*fracac) + 1
IF (norpac.GT.nbrpac) THEN
1652 WRITE(35,1652) noratv,noaudi,fracac,norpac
+   FORMAT(' rayon no ',I9,' audience no ',I3,
+         'fracac=',F5.3,' >=1 norpac=',I3)
norpac = nbrpac
ENDIF
init = ifplau(noaudi,4)
cosinc = SQRT(ps*ps/pn2)
ENDIF
DO 1603 kf=1,8
wp(kf) = wratmp(kf)/cosinc
1603 CONTINUE
norecp = init + (norpac-1)*nbrpab + norpac
nbraud(norecp) = nbraud(norecp) + 1
it = IFIX((along/c)/deltat) + 1
DO 1613 kf=1,8
wtmp = wp(kf)
IF (it.LE.nbintp) THEN
tabres(norecp,it,kf) = tabres(norecp,it,kf) + wtmp
ELSE
*   tabres(norecp,115,kf) = tabres(norecp,115,kf) + wtmp
ENDIF
*   tabres(norecp,112,kf) = tabres(norecp,112,kf) + wtmp*wtmp
*   tabres(norecp,113,kf) = tabres(norecp,113,kf) + wtmp
1613 CONTINUE
IF (noraud(norecp).NE.noratv) THEN
noraud(norecp)=noratv
DO 1615 kf=1,8
*   tabres(norecp,111,kf)=wp(kf)
1615 CONTINUE
ELSE
DO 1614 kf=1,8
wtmp = wp(kf)
*   tabres(norecp,112,kf) = tabres(norecp,112,kf)
+   +2.*tabres(norecp,111,kf)*wtmp
*   tabres(norecp,111,kf) = tabres(norecp,111,kf) + wtmp
1614 CONTINUE
ENDIF
RETURN
END

```

Dans cette sous-routine, les modifications apportées ne concernent que les dimensions des tableaux tabres, noraud et nbraud; il a fallu également modifier le format de la variable deltat dans la sous-routine lecdtr et dans le programme salcar.

Traitement des échogrammes dans *matlab*

Fonction `zttt(x,fe)` :

associe un vecteur temps à l'échogramme.

```
function t=zttt(x,fe)
T=(1/fe)*1000;
n=length(x);
t=T*(1:n);
```

Fonction `zcum` :

calcule la courbe en énergie cumulée.

```
function y=zcum(x)
y=zeros(x);
y(1)=x(1);
n=length(x);
for i=2:n,
y(i)=y(i-1)+x(i);
end
```

Pour les échogrammes calculés (chapitre 3.9)

Programme `zze` :

évalue `D`, `C50`, `C80` et `tc` à partir de l'échogramme calculé.

```
n=length(oo);
ooc=zcum(oo);
too=(-td+dt/2):dt:((n-1)*dt+td+dt/2);too=too';
oot=oo.*too;
ootc=zcum(oot);
ya=(50+td)/dt;fra=ya-fix(ya);xa=(1-fra)*ooc(fix(ya))+fra*ooc(fix(ya)+1);
yb=(80+td)/dt;frb=yb-fix(yb);xb=(1-frb)*ooc(fix(yb))+frb*ooc(fix(yb)+1);
D=xa/ooc(n);
C50=10*log10(xa/(ooc(n)-xa));
C80=10*log10(xb/(ooc(n)-xb));
tc=ootc(n)/ooc(n);
```

Programme `zzedt` :

évalue `EDT` à partir de l'échogramme calculé.

```
oodc=max(ooc)-ooc;
oodc=10*log10(oodc);
ii=1;i=1;nm=max(oodc);
while oodc(i) > (nm-10),
ii=i;
i=i+1;
end
tedt=ii*dt-td;
EDT=tedt*6;
```

Pour le spectre du coup de feu (chapitre 4.2)

Fonction pse :

Calcule le spectre de puissance.

```
function pse = zpse(p)
Ne=length(p);
p=fft(p);
P=p.*conj(p)/Ne;
Ne=length(P);
n=Ne/2;
f=11439.732*(0:n)/n;
m=n+2;
P(m:Ne)=[];
P(2:n)=2*P(2:n);
P=P/(4e-10)+1;
pse=log10(P);
pse=pse *10;
plot(f,pse)
```

Pour les échogrammes mesurés (chapitre 4.4)

Programme zzz :

évalue D, C50, C80 et tc à partir de l'échogramme mesuré.

```
fe=22879.46;
n=length(p);
pp=p.*p;
ppc=zcum(pp);
t=zttt(pp,fe);t=t';
ppt=pp.*t;
pptc=zcum(ppt);

xa=round(0.05*fe);
xb=round(0.08*fe);
D=ppc(xa)/ppc(n);
R=10*log10((ppc(n)-ppc(xa))/(ppc(xa)));
C50=10*log10(ppc(xa)/(ppc(n)-ppc(xa)));
C80=10*log10(ppc(xb)/(ppc(n)-ppc(xb)));
tc=pptc(n)/ppc(n);
mtc=zeros(p);
for i=1:round(tc/1000*fe),
    mtc(i)=0.9;
end
tmtc=zttt(p,fe);
tmtc=tmtc(1:round(n/4000):n);
tmtc=tmtc';
mtc=[[p(1:round(n/4000):n)][mtc(1:round(n/4000):n)]];
plot(tmtc,mtc)
```


Programme zedt :
évalue EDT à partir de l'échogramme mesuré.

```
ppdc=max(ppc)-ppc;
ppdc = ppdc * (1e12/800);
ppdc=10*log10(ppdc);
ii=1;i=1;nm=max(ppdc);
while ppdc(i) > (nm-10),
    ii=i;
    i=i+1;
end
tppdc=zttt(ppdc,fe);
edt=tppdc(ii)*6;
```

Pour le filtrage (chapitre 4.5)

Programme zfcheb :
construit un filtre de Chebychev.

```
ripple=0.5;
N=3;
fe=22879;
n=256;
passband=[.06206 .1241];
[Bc,Ac]=cheby1(N,ripple,passband);
ff=fe/(2*n)*(0:n-1);
hc=freqz (Bc,Ac,n);
x=[1 zeros(1,3780)];
filt=filter(Bc,Ac,x);
filt=filt';
plot(ff,20*log10(abs(hc)))
```

Programme zffir :
construit un filtre FIR.

```
ripple =0.1;
N=3781;
%fe=22879;
passband=[.06206 .1241];
B=fir1(N,passband,'stop');
plot(B)
```

Références

Revues

1. H. Haas, "Über den Einfluss eines Einfachechos auf die Hørsamkeit von Sprache", *Acustica*, vol.1, n° 2, pp. 49-58, 1951.
Traduction anglaise, "The influence of a single echo on the audibility of speech", *J. audio Eng. Soc.*, vol. 20, n°2, 1972.
2. R.W. Muncey, A.F.B. Nickson and P. Dubout, "The acceptability of speech and music with a single artificial echo", *Acustica*, vol. 3, pp. 168-175, 1953.
3. F. Canac, "Nouvelles recherches sur les théâtres en plein air", *Acustica*, vol. 7, pp. 69-74, 1956.
4. W. Junius, "Raumakustische Untersuchungen mit neueren Messverfahren in der Liederhalle Stuttgart", *Acustica*, vol. 9, n°4, pp. 295-296, 1959.
5. R. Allio, "Comment construire des théâtres", théâtre populaire, éd. L'Arche, Paris, pp. 2-16, 3^{ème} trimestre 1959.
6. H. Kurtović, "Contribution à la recherche de l'influence du son réfléchi sur l'intelligibilité", 5^o congrès international d'acoustique de Liège, G21, 1965.
7. V. Furduev, "Evaluation objective de l'acoustique des salles", 5^o congrès international d'acoustique de Liège, pp. 41-54, 1965.
8. L.B. Preizer, "Some results of pulsed measurements in auditoriums", *Soviet Physics-Acoustics*, vol. 11, n°3, pp. 305-310, 1966 (article original paru en 1964).
9. L.B. Preizer, "Statistics of high-level reflections in auditoriums", *Soviet Physics-Acoustics*, vol. 11, n°4, pp. 407-411, 1966 (article original paru en 1964).
10. A.H. Marshall, "A note of the importance of room cross-section in concert halls", *J. Sound Vib.*, vol. 5 (1), pp. 100-112, 1966.
11. A. Krokstad, S. Strøm and S. Sørsdal, "Calculating the acoustical room response by the use of a ray tracing technique", *J. Sound Vib.*, vol. 8 (1), pp. 118-125, 1967.

12. I. Januska, "Application of the impulse measuring methode for objective speech intelligibility prediction in enclosures", Bulletin de l'Institut de Montefiore, n°13, pp. 5-22, 1968.
13. V.L. Jordan, "Room acoustics and architectural acoustics development in recent years", Applied Acoustics (2), pp. 59-81, 1969.
14. M.R. Schroeder, "Digital simulation of sound transmission in reverberant spaces", J. Acoust. Soc. Amer., vol. 47, n°2 (part 1), pp. 424-431, 1970.
15. G.P. Extremet, "Propagation du son dans une enceinte fermée", Acustica, vol. 23, pp. 307-314, 1970.
16. M. Barron, "The subjective effects of first reflections in concert halls - the need for lateral reflections", J. Sound Vib., vol. 15 (4), pp. 475-494, 1971.
17. B.M. Gibbs and D.K. Jones, "A simple image method for calculating the distribution of sound pressure levels within an enclosure", Acustica, vol. 26, pp. 24-32, 1972.
18. H. Juricic et F. Santon, "Images et rayons sonores dans le calcul numérique des échogrammes", Acustica, vol. 28, n°2, pp.76-89, 1973.
19. R. Condamines, "Les critères physiques de la qualité acoustique des salles", Revue d'Acoustique, n°26, pp. 192-204, 1973.
20. J.K. Haviland and B.D. Thanedar, "Monte Carlo applications to acoustical field solutions", J. Acoust. Soc. Am., vol. 54, n°6, pp. 1442-1448, 1973.
21. F. Santon, "Numerical prediction of echograms and the intelligibility of speech in rooms", J. Acoust. Soc. Am., vol. 59, n°6, pp. 1399-1405, 1976.
22. R. Lamoral, "Etude des grandes salles sur ordinateur", Acustica, vol.32, n°3, pp. 119-125, 1975.
23. R.U. Pisani and G.G. Sacerdote, "The new Teatro Regio of Torino", Acustica, vol.32, pp.138-146, 1975.
24. A. Mathiez et F. Santon, "Etude acoustique d'une salle voûtée", Revue d'Acoustique, n°36, pp. 51-56, 1976.
25. F. Santon, "Calcul de la pression sonore dans une salle par une méthode de rayons", Revue d'Acoustique, n°43, pp. 294-297, 1977.
26. A.H. Marshall, D. Gottlob and H. Alrutz, "Acoustical conditions preferred for ensemble", J. Acoust. Soc. Am., vol. 64 (5), pp. 1437-1442, 1978.
27. F. Santon, "Traitement acoustique de trois salles à partir d'une méthode de rayons", Acustica, vol. 44, pp. 46-50, 1980.

28. A. Dewez et T. Vo Thanh, "Traitement acoustique provisoire d'une salle des sports afin d'y présenter une pièce d'opéra", bulletin du Laboratoire d'Acoustique Appliquée de l'Université de Liège, n°34, pp. 43-54, 1981.
29. J.J. Embrechts, "Sound field distribution randomly traced sound ray techniques", *Acustica*, vol. 51, pp. 288-295, 1982.
30. E. Kruzins and F. Fricke, "The prediction of sound fields in non-diffuse spaces by a *random walk* approach", *J. Sound Vib.*, vol. 81 (4), pp. 549-564, 1982.
31. G.J. Mc Nulty, D. Allen-Booth, R. Gunson and A. Tanchou, "Computer simulation of sound in polygonal shaped enclosures", *Mathematics and Computers in Simulation XXV*, pp. 226-228, 1983.
32. D. Allen-Booth and G.J. Mc Nulty, "Computer simulation of acoustic intensity in a rectangular enclosure", *Mathematics and Computers in Simulation XXV*, pp. 229-231, 1983.
33. J.P. Gounet et G.H. Saurier, "Evaluation du champ sonore dans un local par la méthode des chemins acoustiques", *Revue d'Acoustique*, n°65, pp. 113-120, 1983.
34. J.M. Arnaud et P. Moiroud, "La modélisation en acoustique des salles", *Revue d'Acoustique*, n°74, pp. 395-397, 1985.
35. U. Stephenson, "Eine Schallteilchen-Computersimulation zur Berechnung der für die Hörsamkeit in Konzertsälen maßgebenden Parameter", *Acustica*, vol. 59, n°1, pp. 1-20, 1985.
36. R. Lamoral, L. Cremer et T. Fütterer, "L'acoustique du palais Acropolis à Nice", *Acustica*, vol. 62, pp. 75-83, 1986.
37. E.R. Geddes and J.C. Porter, "Finite element approximation for low-frequency sound in a room with absorption", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 83, n°4, 1988.
38. M. Barron, "Subjective Study of British symphony Concert Halls", *Acustica*, vol. 66, n°1, pp.1-14, 1988.
39. W. Teuber and E.J. Völker, "Improved speech intelligibility by use of time delays in sound systems", AES, preprint 2562 (A1), 84th Convention, pp. 1-14, 1988.
40. J.V. du Monteil, "Predicting the acoustical performance of a sound system by computer", AES, preprint 2564 (A3), 84th Convention, pp. 1-14, 1988.
41. Y. Dekeyrel, R. Metkemeyer, K. Rijk and P.H. Heringa, "TDS in scale models of new concert halls", AES, preprint 2630 (K-4), 84th Convention, pp. 1-31, 1988.
42. Z. Bao, "A new idea of comprehensive rating of sound quality in auditoriums", AES, preprint 2636 (K-10), 84th Convention, pp. 1-10, 1988.

43. J. Nemerlin and J.J. Embrechts, "Determination of the absorption factor by a sound ray method", *Laboratoire d'Acoustique Appliquée et d'Electroacoustique de l'Ulg*, n°4, pp. 5-26, 1988.
44. J.J. Embrechts, J. Nemerlin et P. Saint-Mard, "Détermination du facteur d'absorption par une méthode de rayons sonores", *Laboratoire d'Acoustique Appliquée et d'Electroacoustique de l'Ulg*, n°5, pp. 7-27, 1988.
45. N.F. Viemeister, "An overview of psychoacoustics and auditory perception", AES, 8th international Conference, pp. 13-19, 1990.
46. D.L. Klepper, "Live music and architectural acoustics, the basic relationships", AES, 8th International Conference, pp. 47-57, 1990.
47. J.S. Bradley, "Contemporary approaches to evaluating auditorium acoustics", AES, 8th International Conference, pp. 59-69, 1990.

Livres

48. Y. Ando, "Concert hall acoustics", *Springer Series in Electrophysics* 17, 1985.
49. L.L. Beranek, "Noise and Vibration Control", Cambridge, 1988.
50. F. Canac, "L'acoustique des théâtres antiques, ses enseignements", éd. du Centre National de la Recherche Scientifique, Paris, 1967.
51. F.A. Everest, "The Master Handbook of Acoustics", TAB, 1988.
52. M. Forsyth, "Architecture et musique", éd. P. Mardaga, Liège, 1985.
53. W. Furrer, "Room and building acoustics, and noise abatement", éd. Butterworths, London, 1964.
54. K.B. Ginn, "Architectural acoustics", Brüel and Kjaer, 1978.
55. V.L. Jordan, "Acoustical Design of Concert Halls and Theatres", Applied Science Publishers, London, 1980.
56. V.O. Knudsen et C.M. Harris, "Le projet acoustique en architecture", éd. Dunod, Paris, 1957.
57. A. Lawrence, "Architectural Acoustics", Applied Science Publishers Limited, London, 1970.
58. A. Preumont, "Vibrations aléatoires et analyse spectrale", Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne 1990.
59. A.C. Raes, "Isolation sonore et acoustique architecturale", éd. Chiron, Paris, 1964.

60. D.F. Rogers and J.A. Adams, "Mathematical element for computer graphics", second edition, McGraw-Hill International Editions, 1989.
61. Vitruve, "Les dix livres d'architecture", corrigés et traduits en 1684 par C. Perrault, éd. Mardaga, Liège 1988.

Autres

62. J. Dendal, "Electroacoustique", notes de cours, Université de Liège.
63. J. Dendal, "Acoustique appliquée et lutte contre le bruit", notes de cours, Université de Liège.
64. J.J. Embrechts, "Répartition du champ sonore par une méthode de tir aléatoire", travail de fin d'étude, 1981, Université de Liège.
65. M. Hinic, "Conception d'un logiciel de calcul d'échogrammes utilisant la technique des rayons sonores", travail de fin d'étude, 1989, Université de Liège.
66. P. Noel, "Prédiction des niveaux sonores en espace ouvert. Application des méthodes de tir", travail de fin d'étude, 1986, Université de Liège.
67. Divers documents sur le programme "Epidaure" du CSTB de Grenoble.

Table des matières

Avant-propos	3
Introduction	5
1. De l'acoustique ondulatoire	6
1.1. Description des ondes sonores	6
1.2. Phénomènes relevant de la nature ondulatoire du son	13
2. Histoire des salles et de leur acoustique	17
2.1. Prémices et méthodes graphiques	17
2.1.1. Théâtres antiques	18
2.1.2. Focalisations	21
2.1.3. Evolution des théâtres	21
2.2. Le temps de réverbération	24
2.3. La loi de Haas	27
2.4. Réponse impulsionnelle	29
2.5. Paramètres contemporains	31
2.5.1. Clarté	31
2.5.2. Réverbération	32
2.5.3. Spatialité	33
2.5.4. Description des conditions acoustiques	33
3. Acoustique géométrique	35
3.1. Hypothèses du modèle géométrique	36
3.2. Méthode des images	39
3.2.1. Description	39
3.2.2. Formulation	40
3.2.3. Algorithme	42
3.3. Méthode des rayons	43
3.3.1. Description	43
3.3.2. Formulation	44
3.3.3. Algorithme	45
3.4. Comparaison des diverses méthodes numériques	46
3.4.1. Images et rayons	46
3.4.2. Chaînes de Markov	47
3.4.3. Méthodes ondulatoires	47
3.4.4. Quant aux surfaces courbes	48

3.5. Notion de récepteur	49
3.5.1. Nature et définition	49
3.5.2. Approche énergétique	49
3.5.3. Approche en pression	50
3.5.4. Approche dans les salles	52
3.6. Description du programme utilisé	54
3.6.1. Résumé pas à pas	54
3.6.2. Résumé du calcul	55
3.7. Etude des résultats au travers de quatre problèmes	56
3.7.1. Premier problème : Contribution directe d'une source au niveau sonore à incidence normale	57
3.7.2. Second problème : Contribution directe d'une source au niveau sonore en fonction de l'angle d'incidence au centre	59
3.7.3. L'évaluation du niveau sonore	61
3.7.4. Troisième problème : Contribution directe d'une source à l'échogramme à incidence normale	62
3.7.5. Quatrième problème : Contribution directe d'une source à l'échogramme en fonction de l'angle d'incidence	68
3.7.6. L'échogramme impulsionnel en énergie	70
3.8. Problème du cube	71
3.8.1. Description théorique	71
3.8.2. Position du problème	72
3.8.3. Affinement	74
3.8.4. Enceinte à deux parois	76
3.8.5. Enceinte à six parois	80
3.8.6. Eviction de sources	82
3.9. Calcul des critères contemporains	84
3.9.1. Clarté	84
3.9.2. Réverbération	85
3.9.3. Spatialité	85
3.10. Conclusions	86
4. Chaîne de mesures	88
4.1. Description du problème	88
4.2. Source impulsionnelle	91
4.3. Echantillonnage	95
4.4. Traitement de l'échogramme	97
4.5. Filtrage fréquentiel	103
4.5.1. Filtrage des signaux calculés	103
4.5.2. Filtrage des signaux mesurés	104
4.5.3. Filtrage analogique	105
4.5.4. Filtrage numérique	106
4.5.5. Conclusions	108
5. Comparaison entre échogrammes mesurés et calculés	109
5.1. Limites de corrélation	109
5.1.1. Echogramme mesuré	109
5.1.2. Echogramme calculé	111

5.2. Etude d'une salle de cours	111
5.2.1. Description	111
5.2.2. Mesures	113
5.2.3. Calculs	116
5.2.3.1. Premier essai	117
5.2.3.2. Importance de l'absorption	119
5.2.3.3. Importance des phases lointaines	120
5.2.3.4. Importance de l'inclinaison	121
5.2.3.5. Choix des valeurs des paramètres	122
5.2.4. Comparaison entre mesures et calculs	122
5.2.5. Conclusions	127
5.3. Salle réverbérante	128
5.4. Conclusions	130
6. Pour l'étude du théâtre de la Place	131
6.1. La grande salle du théâtre de la Place	131
6.2. Le spectacle des "Retrouvailles"	136
6.3. Conclusion	137
7. Conclusions	142
Annexe	144
Références	158