



CENTRE SCIENTIFIQUE ET
TECHNIQUE DU BATIMENT

mars 1984

ACOUSTIQUE

ERRATUMS

REF

SCIENCES DU BATIMENT

Circulaire du 15.11.1978, "Urbanisme" relative à la lutte contre le bruit au
travaux

Erratums

Page	Ligne	Corrections
42	9 ^e ligne en partant du bas ligne suivante 4 ^e ligne en partant du bas	remplacer dans l'égalité $\Delta^2 u$ par $\nabla^2 u$ remplacer Δ^2 par ∇^2 et § II. 2.d. 2 par § II. 2.a. 2 remplacer dans l'égalité $B \Delta (\Delta W)$ par $B \nabla^2 (\nabla^2 W)$
64	§ b	remplacer « vue en II. 2.d. 3 » par « vue en II. 2.a. 3 »
66	19 ^e ligne 22 ^e ligne	remplacer « aléatoires » par « en bruit blanc » remplacer « Analyse Statistique par l'Énergie » par « Analyse Statistique de l'Énergie »
67	4 ^e ligne	remplacer « S_1 et S_2 » par « S_1 et S_2 »
70	dernière ligne	remplacer 1.10^{-2} par 10^{-3}
95	3 ^e ligne	remplacer l/d par h/d
101	en fin du 2 ^e paragraphe (expression analytique de l'efficacité d'un écran)	Préciser en note : « Note : Dans l'utilisation de ces formules comme pour l'utilisation de l'abaque de la figure 10, on affecte à δ une valeur positive lorsque le rayon SP coupe la surface de l'écran et une valeur négative lorsque ce rayon ne coupe pas cette surface. Dans ce dernier cas, $\sqrt{2\pi N}$ devient imaginaire mais ΔL reste réel. L'équation n'est alors valable que pour $\Delta L \geq 0$ »
105	fin de § 2	ajouter, en fin de §, la note suivante : Note : En ce qui concerne le bruit de circulation, il existe dans les Centres Techniques de l'Équipement, un programme automatique opérationnel, le programme « BRUIT »
113	à partir de la 15 ^e ligne	remplacer « Pour caractériser... Valeurs de L_1 . » par « Pour caractériser le bruit de la circulation conformément aux recommandations officielles du Guide du bruit, on calcule le niveau du bruit énergétique équivalent. De façon opérationnelle, L_{eq} est calculé pour la période 8 h-20 h, ce qui suffit dans la plupart des situations pour connaître l'exposition acoustique des logements de jour et de nuit. Dans certaines situations particulières, une gêne spécifique peut apparaître la nuit (voies très fréquentées par les poids lourds en période nocturne, etc.). L'utilisation complémentaire d'indicateur du type L_{eq} (0 h-5 h) complète alors l'indicateur précité. Enfin, d'autres indicateurs peuvent être utilisés, pour la recherche notamment, en complément des indicateurs précédents. Ce sont les niveaux sonores atteints et dépassés un certain pourcentage de temps : L_T (1 % du temps), L_{10} , L_{50} , L_{90} , ou des L_{eq} sur des bases de temps variables, afin de mettre en évidence certains aspects particuliers de situations acoustiques spécifiques »
		légende des ordonnées : remplacer dB (A) par dB
		remplacer le 1 ^{er} membre de l'égalité L_{max} (aéro) par L_{eq} (aéro)

Page	Ligne	Corrections
144	21 ^e ligne	remplacer le 1 ^{er} alinéa du § 1. Circulation automobile par « L'arrêté interministériel du 6 octobre 1978 impose la prescription d'isollements minimaux pour les habitations nouvelles vis-à-vis des bruits des transports terrestres. Il nécessite le classement des voies en deux types. Pour tous les détails concernant cette réglementation, le lecteur est prié de se reporter aux textes officiels (REEF-Textes 2, ex Volume I ter) »
147		en fin de § III. 7.c ajouter l'alinéa suivant : « Pour plus de détails concernant les écrans, le lecteur est invité à se reporter aux Recommandations techniques pour les ouvrages de protection contre le bruit contenues dans le Guide du bruit des transports terrestres »
156	avant-dernière ligne du § a	supprimer (cf. § II. 1.c. 3)
162	fig. 19	dans la légende, échanger (a) et (b)
171	formule suivant E9	remplacer, dans le second membre, $F_{2\pi}$ par $F_{2\pi}^2$
172	6 ^e ligne 13 ^e ligne	lire « critiques » au lieu de « criques » lire « déforme » au lieu de « déorme »
182	10 ^e ligne 14 ^e ligne	après approché, ajouter « pour deux parements identiques » après l'égalité « $R_2 = R_1 + a$ », ajouter « pour deux parements identiques »
186	15 ^e ligne	remplacer « f_0 » par « f_1 »
190	16 ^e ligne	remplacer « 53 » par « 54 »
194	4 ^e ligne à partir du bas	lire « affaiblissement » au lieu de « affaiblissement »
195	1 ^{er} tableau	en tête de 3 ^e colonne ajouter « (surface 1,2 S) »
204	2 ^e ligne	dans le second membre de l'égalité, remplacer « $-C_j$ » par « $+C_j$ »
205	7 ^e ligne	remplacer « Deux autres classes... 0,5 l/s » par « Il existe deux autres classes, la classe S, intermédiaire entre A et B et la classe D pour les débits supérieurs à 0,5 l/s »
210	8 ^e ligne	ajouter « toujours » entre « pas » et « indispensable »
232	1 ^{re} ligne de la légende du tableau	lire « planchers » au lieu de « panchers »
235	12 ^e ligne 16 ^e ligne	lire « retenue » au lieu de « etenu » lire « soit » au lieu de « sot »
245		remplacer l'ensemble de la page par la page au verso
253	tableau	dans la dernière colonne remplacer, en deux endroits, « $m^2 h$ » par « $m^3 h$ »
254	2 ^e ligne	lire « le 16 » au lieu de « 116 »
296	1 ^{er} alinéa de la 1 ^{re} colonne	remplacer l'ensemble de l'alinéa « Circulaire du 15.11.1978... urbanisme » par « Circulaire du 15.11.1978 relative à la lutte contre le bruit au voisinage des infrastructures terrestres »

TABLEAU I QUELQUES REVÊTEMENTS DE SOL ESSAYÉS AU CSTB

Revêtements (voir les avis techniques du Groupe spécialisé n° 12)	Efficacité acoustique normalisée aux bruits de choc exprimée en dB (A) selon définition de la norme AFNOR NF S 31-053 (symbole ΔL)
Moquette courante sur thibaude ou sur sous-couche alvéolaire	26 à 43
Moquette floquée	19 à 23
Moquette nappée	28 à 36
Tapis plat aiguilleté, sans envers mousse	14 à 25
Tapis plat aiguilleté, avec envers mousse	25 à 30
Moquette aiguilletée, avec envers mousse	23 à 31
Dalles textiles lourdes (envers type bitume), en pose libre	26 à 29
Dalle flottante 4 cm en mortier de ciment sur 1 cm de fibres minérales longues	23 à 28
Tapis vinylique homogène par tension entre plinthes sur thibaude de feutre de jute pesant 600 g/m ²	19
Parquet à lambourdes flottantes sur bandes de feutre liéé bitumé (grains de liège de 4 mm) ou sur des panneaux légers de 1 cm d'épaisseur en fibres de bois imprégnées au brai	14 à 17
Parquet par panneaux, flottant sur panneaux légers de 1 cm d'épaisseur en fibres de bois imprégnées au brai	
Dalle flottante 4 cm en mortier de ciment sur fibres de roche longues (épaisseur 20 mm)	27
Dalle flottante 4 cm en mortier de ciment sur fibres de roche (épaisseur 20 mm)	22 à 26
Dalle flottante 4 cm en mortier de ciment sur polystyrène (la valeur dépend de l'épaisseur et de la nature du polystyrène)	14 à 27
Dalle flottante en mortier de ciment sur polyéthylène expansé (épaisseur 3 mm)	13 à 17
Dalle flottante 4 cm en mortier de ciment sur grains de liège collés sur feutre bitumé (épaisseur 13 mm)	21
Dalle flottante 4 cm en mortier de ciment sur grains de liège collés sur feutre bitumé (épaisseur 8 mm)	17
Tapis vinylique sur semelle alvéolaire, épaisseur totale 3 à 4,2 mm	14 à 17
Tapis vinylique sur feutre 700 g/m ²	13 à 15
Tapis vinylique sur feutre synthétique (polyester)	10 à 15
Chape asphalte de 20 mm sur deux cartons feutres de 360 g/m ² , revêtue de vinyle amiante	11
Dalles vinyliques à semelle chargée en liège, l'épaisseur de la semelle étant de 2 mm	12 à 15
Dalle flottante 4 cm en mortier de ciment sur tapis de fibres végétales 1 cm ...	10 à 12
Parquet mosaïque collé sur liège aggloméré 2 à 4 mm	12
Tapis vinylique expansé épaisseur totale 2 à 2,8 mm	12 à 17
Dalles de liège-vinyle, épaisseur 3,3 mm environ	8 ou 9
Dalles vinyliques sur semelle chargée en liège, l'épaisseur de la semelle étant 1,5 mm	8
Carrés cérame associé à une sous-couche isolante	4 à 13
Parquet mosaïque collé	
Dalles en caoutchouc, épaisseur 3 à 4 mm	3 à 6
Linoléum	
Tapis ou dalles plastiques sans support textile ni sous-couche élastique incorporée	2 ou 3

CENTRE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE DU BATIMENT

ACOUSTIQUE

Texte rédigé sous la direction de R. JOSSE
chef de l'Établissement de Grenoble du CSTB

sommaire

I	DEFINITIONS.....	11
II	NOTIONS GÉNÉRALES	
II.1.	Les phénomènes physiques	15
II.1.a.	Les vibrations acoustiques, par J. Roland et R. Josse	15
II.1.b.	Le son dans l'air, par J. Roland et R. Josse	15
	1. Observation en un point	15
	2. Observation spatiale	17
	Les ondes planes	
	Les ondes sphériques	
	Superposition des ondes acoustiques	
	Les niveaux, le décibel	
II.1.c.	Le son dans les solides, par A. Chaumette	22
	1. Ondes longitudinales et transversales	22
	2. Ondes particulières	23
	Ondes quasi longitudinales	
	Ondes quasi transversales de plaque et ondes de torsion	
	Ondes de flexion	
	Ondes de Rayleigh	
	Vitesses de phase et de groupe	
	3. Absorption dans les solides	25
II.1.d.	Les discontinuités, par R. Josse	27
II.1.e.	Le rayonnement sonore des corps vibrants, par J.-P. Vian ..	29
	1. Rayonnement d'un piston indéformable	29
	2. Rayonnement d'une paroi plane	30
II.1.f.	Diffraction, par J.-P. Vian	32
II.1.g.	Principe de réciprocité, par J.-P. Vian	32

II.2.	Analyse des phénomènes	33
II.2.a.	Représentation mathématique des ondes et sources acoustiques. par A. Chaumette, J. Roland et R. Josse	33
	1. La représentation complexe d'une grandeur sinusoïdale	33
	2. Propagation dans l'air	33
	Equation de propagation	
	Ondes planes	
	Ondes sphériques	
	Dipôle	
	Absorption du son	
	3. Propagation dans les plaques et les barres	42
II.2.b.	Propagation dans les conduits. par J. Roland	43
	1. Mode fondamental et modes supérieurs	43
	2. Ondes stationnaires - Tube de Kundt	44
	3. Notion d'impédance	45
	4. Puissance dissipée - Résonances	46
	5. Analogie électrique	46
	6. Singularités	47
	Changement de section du conduit	
	Embranchements	
	Cas particulier du changement de section : le silencieux réactif	
	Le résonateur de Helmholtz	
	Réflexion à l'extrémité libre d'un conduit	
	Réflexion au passage d'un coude	
	7. Conduits absorbants	52
	8. Chambres d'absorption	53
II.2.c.	Propagation dans les locaux. par R. Josse	54
	1. Les modes de résonance propres aux locaux	54
	2. Oscillations forcées	58
	Cas général	
	Cas du champ réverbéré diffus	
	3. Oscillations libres	62
II.2.d.	Propagation dans les structures. par A. Chaumette	64
	1. Plaques et poutres	64
	Analyse modale	
	Résolution de l'équation des ondes de flexion	
	Champ diffus	
II.2.e.	L'analyse statistique énergétique (S.E.A.). par A. Chaumette	65
	1. Complexité de l'étude de systèmes couplés	65
	2. Hypothèses et principes de la S.E.A.	66
	3. Applications	67
	Choix des systèmes	
	Calcul des facteurs de couplage	
	Mesure des facteurs de perte apparents	
	Mesure des facteurs de couplage paroi-paroi	
II.2.f.	Analyse temporelle et fréquentielle des signaux acoustiques. par J.-P. Vian	71

	1. Types de signaux	71
	2. Analyse des signaux	72
	Temporelle	
	Spectrale	
II.3.	Physio-psychoacoustique, par C. Lamure et R. Josse	75
II.3.a.	L'audition	75
	1. Le mécanisme de l'audition	75
	2. Seuil d'audibilité. Effet de masque	76
	3. Dégradation de l'acuité auditive	77
II.3.b.	Intensité subjective d'un son	78
	1. Sonie. Bruyance	78
	2. Niveau global. Sonomètres	79
II.3.c.	Intelligibilité de la parole	80
II.3.d.	Effets du bruit sur l'homme	82
	1. Nature des effets	82
	2. Les réactions végétatives	82
	3. Activation à l'état de veille. Modification des performances	82
	4. La perturbation du sommeil	83
	5. Bilan de l'effet du bruit sur la santé	84
	6. La gêne causée dans l'habitat par des bruits en provenance de sources extérieures	84
	Les enquêtes à domicile	
	La caractérisation du bruit en vue de l'évaluation de la gêne	
	Niveaux de confort	
	Prédiction de la gêne d'une communauté	
	Impact sur une population	
	7. La gêne causée par les bruits intérieurs	89

III LES BRUITS EXTÉRIEURS

III.1.	Propagation et méthodes de prévision, par J.-M. Rapin	90
III.1.a.	Divergence géométrique en champ libre	90
	1. Source ponctuelle fixe omnidirectionnelle	90
	2. Source ponctuelle en mouvement	91
	3. Cas particulier d'une source directive	92
	4. Ligne de sources ponctuelles indépendantes	93
	5. Surface de sources ponctuelles indépendantes	94
III.1.b.	Réflexion et absorption par les grandes surfaces	95
	1. Facteur de réflexion et impédance acoustique	95
	2. Surface plane à réaction locale	96
	Cas des ondes planes	
	Cas des ondes sphériques	
III.1.c.	Diffraction	98
	1. Abaques d'atténuation	99
	Abaque de Maekawa	
	Abaque de Redfearn	
	2. Expression analytique de l'efficacité d'un écran	101

III.1.d.	Effet de l'atmosphère sur la propagation à grandes distances	101
	1. Absorption du son par l'air	101
	2. Gradient de température	102
	3. Effet du vent	103
	4. Effet de la turbulence	103
III.1.e.	Effet des végétaux	103
III.1.f.	Principes des méthodes de prévision	105
	1. Calcul de dégrossissage	105
	2. Programme de calcul	105
	3. Modèles réduits	105
III.2.	Bruit du trafic routier, par J.-P. Rapin	108
III.2.a.	L'automobile	108
	1. Sources de bruit	108
	2. Spectre de bruit de véhicule	111
	3. Code de la route	112
III.2.b.	Trafic automobile	113
	1. Niveau	113
	2. Spectre d'un bruit de trafic	114
III.2.c.	Effet du profil	116
III.2.d.	Ecrans en bordure de voie	120
	1. Cas de multiples écrans et de grandes distances	121
	2. Calcul du niveau de pression acoustique et présence d'écrans, en un point O	122
	3. Cas où l'isolement de l'écran n'est pas très grand	122
III.2.e.	Couvertures et semi-couvertures	122
	1. Couvertures	122
	2. Semi-couvertures	123
III.2.f.	Niveaux tolérables	124
III.3.	Bruit du trafic ferroviaire, par J.-M. Rapin	124
III.3.a.	Les sources de bruit dans un convoi ferroviaire	124
III.3.b.	Spectre de bruit de train	125
III.3.c.	Variation du bruit au passage d'un train : signature du bruit de train	126
III.3.d.	Prévision du bruit de train en site dégagé	127
III.3.e.	Effet des écrans sur le bruit de trafic ferroviaire	128
III.3.f.	Niveaux tolérables	129
III.4.	Bruits de trafic aérien, par Ph. Gilbert et R. Josse	130
III.4.a.	Le bruit d'avion	130
III.4.b.	Le bruit de trafic aérien au voisinage d'un aéroport	135
III.5.	Bruits émis par les chantiers de construction de bâtiments, par Ph. Gilbert	140

III.6.	Vibrations du sol, par Y. Serra	142
III.7.	Prise en compte des problèmes de bruit dans les études d'architecture et d'urbanisme, par J.-M. Rapin	143
III.7.a.	La prise en compte des sources de nuisance et leur gestion	143
III.7.b.	Zones de bruit	144
	1. Circulation automobile	144
	Classement de l'exposition d'un bâtiment	
	2. Circulation aérienne	145
	3. Les installations classées	146
III.7.c.	Protection phonique	146
III.7.d.	Plans masses acoustiques	147
III.7.e.	Etudes d'impact	148

IV LES BRUITS INTERIEURS AUX BÂTIMENTS

IV.1.	Génération, par A. Chaumette, J.-P. Vian et R. Josse	149
IV.1.a.	Excitation aérienne	149
	1. Types de sources	149
	Les personnes	
	Les appareils radio, télévision, chaînes de reproduction électro-acoustiques	
	Les instruments de musique	
	Les équipements ménagers	
	Les installations	
	2. Traitement acoustique des locaux	152
	3. Matériaux acoustiques	152
	Matériaux poreux	
	Résonateurs de Helmholtz	
	Diaphragmes	
IV.1.b.	Excitation solidienne	155
	1. Vibration d'une paroi homogène excitée en un point	155
	Cas d'une force stationnaire	
	Cas d'une force impulsive brève	
	2. Cas particulier des planchers	159
	Excitation par les pieds et socles d'équipements	
	Excitation par des personnes marchant	
	Les revêtements de sol	
IV.2.	Grandeurs caractérisant la transmission, par A. Chaumette et R. Josse	164
IV.2.a.	Introduction	164
IV.2.b.	Isolements acoustiques brut et normalisé	164
IV.2.c.	Indice d'affaiblissement acoustique	165
IV.2.d.	Niveau du bruit de choc normalisé	166
IV.2.e.	Diminution du niveau du bruit de choc	167

IV.3.	Transmission par les structures	168
IV.3.a.	Relations entre transmission de bruits d'impacts et transmission de bruits aériens, par A. Chaumette	168
IV.3.b.	Parois simples, par A. Chaumette et R. Josse	169
	1. Rayonnement d'une paroi simple soumise à une force ponctuelle	169
	Phénomène de coïncidence	
	Facteur de rayonnement	
	Bruit rayonné par la paroi	
	Importance et détermination de la fréquence critique	
	2. Transmission sonore à travers une paroi simple	173
	Indice d'affaiblissement en champ diffus	
	Transmission d'une onde plane acoustique	
	Influence des pertes d'énergie	
	Le facteur essentiel	
	Influence de la perméabilité	
	3. Influence des parois adjacentes	178
	4. Utilisation de couches viscoélastiques	180
IV.3.c.	Parois doubles, par A. Chaumette	180
	1. Parois doubles avec une liaison élastique entre parements	180
	Vibrations	
	Indice d'affaiblissement	
	Cas des dalles flottantes	
	Règles pratiques	
	2. Parois doubles avec de l'air entre les parements	185
	Fréquences de résonance caractéristiques du comportement acoustique	
	Indice d'affaiblissement	
	Règles pratiques	
	3. Liaisons rigides entre éléments	188
	4. Transmissions indirectes	190
	Dégradation par transmissions indirectes de l'isolement apporté par une double cloison séparant deux locaux	
	Transmissions indirectes par les parois doubles	
IV.3.d.	Parois nervurées, par A. Chaumette	192
	1. Parois nervurées simples	192
	2. Parois nervurées avec 2 parements	193
	3. Planchers à hourdis	193
IV.3.e.	Transmission par des défauts et par les ouvertures, par S. Auzou, A. Chaumette et R. Josse	193
	1. Modes de transmission	193
	Transmission par des défauts	
	Transmission directe par des ouvertures	
	Transmission par diffraction	
	2. Les portes et les portes-fenêtres	196

3.	Fenêtres	197
	Les catégories de fenêtres	
	Les paramètres importants	
	Les vitrages simples	
	Les vitrages multiples	
	Les survitrages	
	Les doubles fenêtres	
	Les paramètres secondaires	
	Le label Acotherm	
	Conseils pour le choix des fenêtres	
IV.4.	Le bruit des équipements	200
IV.4.a.	Équipements sanitaires, par S. Auzou	200
	1. Le bruit des robinets	200
	2. La mesure du bruit des équipements hydrauliques	202
	Robinets de puisage	
	Autres équipements	
	3. La marque NF et le classement	205
	4. Le bruit des canalisations	206
	5. Les installations in situ	208
	Le bruit du générateur in situ	
	Conservation du D _i in situ	
	Règles de qualité	
	6. Montages antivibratiles	210
IV.4.b.	Installations de chauffage, par P. de Tricaud	210
	1. Les principales sources de bruit et leur traitement	211
	Bruits dus à la production de chaleur	
	Bruits dus à la distribution de chaleur	
	Bruit des équipements annexes	
	2. La conception d'une installation de chauffage silen-	
	cieuse	212
	Problèmes généraux d'implantation et de génie civil	
	Problèmes à l'intérieur de la chaufferie et dans les	
	appartements	
IV.4.c.	Équipements de ventilation, par J. Roland	214
	1. Les ventilateurs	214
	Description	
	Prévision du bruit	
	Codes d'essai	
	Règles de qualité	
	2. Les bouches et les diffuseurs d'air	220
	Bruit de bouche	
	Pouvoir isolant	
	3. Les éléments en ligne	226
	Transmission du bruit	
	Bruit propre	
	4. Calcul d'une installation	227
IV.4.d.	Ascenseurs, par P. de Tricaud	228
	1. Les problèmes posés et la réglementation actuelle	228
	2. Les diverses sources de bruit et leur traitement	229
	3. Règles de qualité	230

IV.4.e.	Équipements ménagers, par P. de Tricaud	230
	1. Les problèmes posés par les équipements ménagers	230
	2. Caractéristiques de quelques équipements ménagers	230
	Puissance acoustique	
	Efforts transmis	
IV.5.	La conception des bâtiments (règles pratiques), par Ph. Gilbert	231
IV.5.a.	Protection contre les bruits aériens	231
	1. Rappel des exigences réglementaires	231
	1 bis. Définitions du « Label Confort Acoustique »	232
	2. Considérations générales sur la manière de répondre aux exigences	232
	2 bis. Considérations générales sur la technique pour atteindre le niveau du label confort acoustique	233
	3. Séparations acceptables entre logements contigus	233
	3 bis. Séparations entre logements contigus pouvant atteindre le niveau du label confort acoustique	237
	4. Séparations acceptables entre logements et circulations intérieures communes	238
	4 bis. Séparations entre logements et circulations intérieures communes pouvant atteindre le niveau du label confort acoustique	239
	5. Séparations acceptables entre logements superposés	239
	5 bis. Séparations entre logements superposés pouvant atteindre le niveau du label confort acoustique	243
	6. Séparations acceptables entre logements et locaux d'activité	243
	6 bis. Séparations entre logements et locaux d'activité pouvant atteindre le niveau du label confort acoustique	243
IV.5.b.	Protection contre les bruits de choc	243
	1. Rappel des exigences réglementaires	243
	2. Transmissions d'impact verticale et en diagonale	244
	3. Ensembles plancher et revêtement acceptables aux bruits de chocs	244
	3 bis. Ensemble plancher et revêtement pouvant atteindre le niveau du label	244
IV.5.c.	Protection contre les bruits de fonctionnement des équipements	246
	1. Rappel des exigences réglementaires	246
	2. Considérations générales relatives à la disposition de lieux et à la conception des équipements	246
	2 bis. Considérations générales en rapport avec le label	246
	3 et 3 bis. Équipements collectifs	246
	4. Équipements individuels fixes faisant corps avec le bâtiment	250

IV.5.d.	Protection contre les bruits extérieurs	252
IV.5.e.	Isolément intérieur à un logement entre la partie « jour » et la partie « nuit »	255
IV.5.f.	Influence sur la qualité acoustique du plan des logements	255

V. MATERIAUX ET COMPOSANTS, par S. Auzou

V.1.	Introduction	257
V.2.	Isolément au bruit aérien	257
V.2.a.	Indice R, vis-à-vis d'un bruit rose	258
V.2.b.	Indice R, vis-à-vis du bruit de trafic routier	258
V.2.c.	Isolément acoustique D_{nT} mesuré en laboratoire	258
V.2.d.	La loi de masse	259
V.2.e.	Les vitrages simples	260
V.2.f.	Les parois multiples	260
V.3.	Transmission du bruit de choc	261
V.3.a.	Niveau normalisé du bruit de choc L_n en laboratoire	261
V.3.b.	Efficacité au bruit de choc ΔL	262
V.3.c.	Relations entre ΔL , L_n et α	262
V.4.	Comportement des éléments de construction	262
V.4.a.	Murs et doublages	263
V.4.b.	Les cloisons	265
V.4.c.	Fenêtres, portes-fenêtres et portes	268
V.4.d.	Toitures et plafonds	271
V.4.e.	Ecrans et divers	273
V.4.f.	Planchers	275
V.4.g.	Les dalles flottantes	276
V.4.h.	Les revêtements de sol	278

VI. ACOUSTIQUE DES SALLES, par R. Lamoral

VI.1.	Durée de réverbération	281
VI.2.	Matériaux acoustiques utilisables	283
VI.3.	Echos	285
VI.4.	Flutter échos	285
VI.5.	Diffusion	285
VI.6.	Assistance électro-acoustique	286
VI.7.	Facteurs d'absorption de matériaux classiques	286

ACOUSTIQUE

VII MESURES ET APPAREILS DE MESURE, par J.-P. Vian

VII.1. Principales mesures acoustiques	289
VII.1.a. Mesure des caractéristiques d'un bruit	289
VII.1.b. Mesure de l'isolement d'un local vis-à-vis d'un autre	290
VII.1.c. Mesure de l'indice d'affaiblissement acoustique d'une paroi	290
VII.1.d. Mesure de la durée de réverbération d'un local	290
VII.1.e. Mesure de la sonorité d'un plancher aux impacts	291
VII.1.f. Mesure de la puissance acoustique de sources de bruit	291
VII.2. Appareils de mesure	291
VII.2.a. Les capteurs	292
VII.2.b. Les mesureurs	292
VII.2.c. Les enregistreurs	294
ANNEXE Nomenclature des textes réglementaires, et des normes françaises et internationales, par C. Moser	295

chapitre I

Définitions

Les unités utilisées dans la suite sont celles du système international SI (décret 61-501 du 3 mai 1961).

ABSORPTION (facteur d'—) d'une surface : à une fréquence déterminée et dans des conditions spécifiées, pour un élément donné, fraction de la puissance acoustique incidente qui est absorbée à la surface de cet élément.

ABSORPTION EQUIVALENTE (aire d'—) d'un local ou d'un objet dans un local : aire de la paroi d'un matériau parfaitement absorbant ayant la même absorption acoustique que le local ou l'objet considéré. Cette aire s'exprime en mètres carrés. Elle est, dans le cas d'un local, liée au volume V et à la durée de réverbération T de ce local par la formule de Sabine.

$$T = 0,16 \frac{V}{A}$$

T s'exprime en secondes et V en m^3 .

ABSORPTION DE SABINE (facteur d'—) : rapport de l'aire d'absorption équivalente d'une surface à son aire réelle. Se désigne par α_s .

ACOUSTIQUE : partie de la physique qui traite des lois suivant lesquelles le son se produit et se transmet.

BRUIT : mélange confus de sons.

BRUIT BLANC : bruit ayant un caractère aléatoire stationnaire et dont la densité spectrale est la même à toutes les fréquences. L'énergie contenue dans des bandes d'analyse de 1 ou 1/3 d'octave croît donc comme la fréquence.

BRUIT DE CHOCS NORMALISÉ : bruit produit, dans un local, par une machine à cinq marteaux, normalisée par la NF S 31-052, frappant le sol d'un autre local.

BRUIT ROSE : bruit ayant un caractère aléatoire stationnaire et dont la densité spectrale varie comme l'inverse de la fréquence. L'énergie contenue dans des bandes d'analyse de 1 ou 1/3 d'octave est donc indépendante de la fréquence.

DECIBEL (symbole dB) : unité sans dimension utilisée pour exprimer sous forme logarithmique le rapport de deux puissances acoustiques ou électriques.

Si W_0 et W_1 représentent les deux puissances, leur rapport a pour valeur en décibels

$$n = 10 \log \frac{W_1}{W_0}$$

NOTA. Si W_0 et W_1 sont les puissances transmises par des ondes acoustiques planes ou sphériques et si p_0 et p_1 sont les pressions acoustiques correspondantes, on a :

$$n = 20 \log \frac{p_1}{p_0}$$

DENSITÉ D'ÉNERGIE : énergie des particules d'air, par unité de volume, due à la présence d'un son ou d'un bruit.

DIRECTIVITÉ (facteur de —) : rapport de l'intensité rayonnée par une source dans une direction donnée à l'intensité qui serait rayonnée dans la même direction, par une source omni-directionnelle de même puissance acoustique totale.

ACCOUSTIQUE

DUREE DE REVERBERATION : temps mis par l'énergie sonore contenue dans un local pour passer de sa valeur initiale à une valeur un million de fois plus faible, après que la source sonore ait cessé d'émettre.

FREQUENCE : nombre de fois qu'une grandeur périodique se reproduit identiquement à elle-même pendant une seconde. C'est l'inverse de la période T.

NOTA. Dans le cas d'un mouvement sinusoïdal, elle est liée à la pulsation ω du mouvement par

$$f = \frac{\omega}{2\pi}$$

f s'exprime en hertz et ω en radians par seconde.

IMPEDANCE : l'impédance caractéristique d'un milieu vis-à-vis d'ondes planes est égale au rapport de la pression instantanée à la vitesse instantanée de déplacement des particules

$$Z = p v$$

L'impédance mécanique d'un système, en un point, est le rapport de la force instantanée à la vitesse instantanée correspondante

$$Z = F v$$

INDICE D'AFFAIBLISSEMENT ACOUSTIQUE D'UNE PAROI : expression du rapport de l'énergie incidence W_1 à l'énergie transmise W_2 , exprimé en décibels par la relation :

$$R = 10 \log_{10} \frac{W_1}{W_2}$$

NOTA : Lorsque la paroi sépare deux locaux dépourvus de transmissions indirectes, l'indice d'affaiblissement est :

$$R = L_1 - L_2 - 10 \log \frac{A}{S}$$

où L_1 et L_2 sont les niveaux de la pression quadratique moyenne du son réverbéré dans les deux locaux ;

A l'aire d'absorption équivalente du local où est perçu le son après son passage à travers la paroi,

S l'aire de cette paroi.

INDICE D'AMÉLIORATION ALPHA D'UN REVÊTEMENT DE SOL : valeur pondérée de la diminution du bruit de choc perçu sous un plancher due à la mise en place d'un revêtement de sol. Cet indice est représenté par la lettre α . Il est exprimé en décibels.

NOTA. Ne doit pas être confondu avec α Sabine.

INTENSITE ACOUSTIQUE : l'intensité acoustique mesurée en un point dans une direction donnée est le flux d'énergie moyen traversant en une seconde l'unité de surface centrée en ce point et perpendiculaire à la direction considérée. Elle s'exprime en watts par mètre carré.

NOTA. Sur une onde progressive, plane ou sphérique, l'intensité est :

$$I = \frac{p^2}{\rho c}$$

p est la pression acoustique exprimée en pascals

ρ la masse volumique de l'air, en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$.

c la célérité du son, en m/s

ρc est l'impédance caractéristique du milieu considéré ($407 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}$ dans le cas de 22°C sous une pression de 10^5 pascals = 1 bar).

INTENSITE ACOUSTIQUE DE REFERENCE : intensité conventionnellement choisie égale à $10^{-12} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$. Elle correspond approximativement à la plus faible intensité d'un son de fréquence 1000 Hz que l'oreille peut percevoir.

INTERVALLE SEPARANT DEUX SONS : différence de hauteur entre ces deux sons ; rapport de leurs fréquences.

ISOLEMENT ACOUSTIQUE BRUT : l'isolement acoustique brut à une fréquence déterminée, d'un local 2 vis-à-vis d'un local 1, est défini par la relation :

$$D_b = L_1 - L_2 \quad \text{dB}$$

L_1 et L_2 étant les niveaux de la pression acoustique moyenne dans les locaux d'émission et de réception respectivement.

ISOLEMENT ACOUSTIQUE NORMALISE : l'isolement acoustique normalisé à une fréquence déterminée, d'un local 2 vis-à-vis d'un local 1, est défini par la relation

$$D_n = L_1 - L_2 - 10 \log \frac{A_0}{A} \quad \text{dB}$$

dans laquelle L_1 et L_2 sont les niveaux de la pression quadratique moyenne du son réverbéré dans les deux locaux, A_0 l'absorption de référence et A l'aire d'absorption équivalente du local de réception.

Pour les locaux d'habitation, l'absorption de référence A_0 correspond à une durée de réverbération de 0,5 s, indépendante du volume du local. L'isolement acoustique normalisé est alors défini par

$$D_n = L_1 - L_2 - 10 \log \frac{T}{0,5} \quad \text{dB}$$

dans laquelle T est la durée de réverbération mesurée du local de réception à la fréquence considérée.

ISOLEMENT ACOUSTIQUE GLOBAL : en dB (A) : l'isolement d'un local vis-à-vis d'un autre local ou vis-à-vis de l'extérieur peut être caractérisé par une valeur globale exprimée en dB (A). Il est défini comme étant la différence entre le niveau dans le local d'émission (ou à l'extérieur) exprimé globalement en dB (A) et le niveau correspondant dans le local de réception exprimé, aussi, globalement en dB (A). Il dépend de la forme du spectre du bruit émis. On l'exprime souvent pour un bruit à l'émission soit rose soit correspondant à un bruit routier. Il est rare qu'on puisse le mesurer directement car, au moment des mesures, la durée de réverbération du local de réception n'est pas forcément égale à la durée de réverbération de référence. On l'obtient alors par calcul à partir de mesures effectuées par 1/3 d'octave.

NOMBRE D'ONDE : pour une onde plane se propageant dans un milieu, rapport de la pulsation à la célérité correspondante

$$k = \frac{\omega}{c}$$

NIVEAU D'INTENSITÉ D'UN SON : exprimé en décibels, c'est dix fois le logarithme du rapport de l'intensité du son à l'intensité acoustique de référence.

$$L_I = 10 \log \frac{I}{I_0} \quad \text{ou} \quad I_0 = 10^{-12} \text{ W m}^{-2}$$

NIVEAU D'ISOSONIE (voir PHONE)

NIVEAU DE PRESSION D'UN SON : exprimé en décibels, c'est dix fois le logarithme du rapport de la pression efficace du son à une pression acoustique de référence.

$$L_p = 20 \log \frac{p}{p_0} \quad \text{ou} \quad p_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$$

NIVEAU DE PUISSANCE D'UNE SOURCE SONORE : exprimé en décibels, c'est dix fois le logarithme du rapport de la puissance acoustique de la source à une puissance acoustique de référence.

$$L_s = 10 \log \frac{W}{W_0} \quad \text{ou} \quad W_0 = 10^{-12} \text{ watt}$$

OCTAVE : intervalle entre deux sons dont les fréquences sont dans le rapport 2/1.

NOTA. La division de l'octave en trois intervalles égaux conduit au 1/3 d'octave. Le rapport de deux fréquences séparées par 1/3 d'octave est 1,26.

ACOUSTIQUE

PERTES (facteur de —) : rapport de l'énergie dissipée, par cycle, à l'énergie totale emmagasinée, divisé par 2π :

$$\eta = \frac{1}{2 \pi} \frac{\Delta W}{W}$$

PHONE : unité de niveau d'isotonie. Le niveau d'isotonie d'un son est de n phones quand ce son est perçu avec la même intensité (sonie) qu'un son pur de fréquence 1 000 Hz et de niveau de pression n décibels.

PNdB (abréviation de Perceived Noise decibel) : unité de niveau d'isotonie semblable au phone mais particulièrement adaptée aux bruits d'avions. Le niveau est de n PNdB quand le bruit d'avion est jugé aussi bruyant qu'un bruit s'étendant de 910 à 1 090 Hz et de niveau de pression n décibels.

PRESSION ACOUSTIQUE INSTANTANÉE : en un point d'un fluide, différence entre la pression existant à un instant donné et la pression statique. L'unité est le pascal (Pa).

PRESSION ACOUSTIQUE EFFICACE : moyenne quadratique des valeurs de la pression acoustique instantanée, pendant un intervalle de temps donné.

PRESSION ACOUSTIQUE DE RÉFÉRENCE : pression p_0 choisie conventionnellement égale à $2 \cdot 10^{-5}$ pascals.

NOTA. Elle correspond approximativement à la pression acoustique d'un son de fréquence 1 000 Hz d'intensité la plus faible que peut percevoir l'oreille.

RÉFLEXION (facteur de —) : rapport complexe de l'amplitude d'une onde réfléchiée par une discontinuité à l'amplitude de l'onde incidente, toutes deux évaluées au droit de la discontinuité :

$$\Gamma = \frac{p_r}{p_i}$$

RÉVERBÉRATION : persistance d'un son dans un espace clos ou semi-clos après interruption de la source sonore.

SALLE RÉVERBÉRANTE : salle destinée aux mesures d'absorption et présentant une durée de réverbération relativement longue.

SALLE SOURDE : salle dont les parois sont rendues aussi absorbantes que possible.

SON PUR : son produit par une variation de pression acoustique sinusoïdale.

SON HULULÉ : son dont la fréquence varie périodiquement et continûment autour d'une valeur moyenne, son intensité restant constante.

SONE : unité d'intensité d'effet physiologique (sonie) d'un son. Par définition, un son pur de niveau d'isotonie 40 phones produit une sonie de un sone.

SONOMÈTRE : appareil comprenant un microphone, un amplificateur, des réseaux pondérateurs A, B, C, D et un indicateur, utilisé pour la mesure des niveaux de pression acoustique des bruits suivant des spécifications déterminées.

Les lectures faites en utilisant les réseaux pondérateurs sont exprimées en dB (A), dB (B), dB (C), dB (D).

TRANSMISSION DU SON PAR UNE PAROI (facteur de —) : rapport de l'énergie transmise W_2 à l'énergie incidente W_1 reçue par la paroi :

$$\tau = \frac{W_2}{W_1}$$

TRANSMISSION (affaiblissement de —) : l'affaiblissement de transmission entre deux points d'un conduit est le rapport (sous forme logarithmique) de l'énergie transmise observée au second point à l'énergie incidente au premier point :

$$RT = 10 \log \frac{W_1}{W_2}$$

chapitre II

Notions générales

II.1. Les phénomènes physiques *

II.1.a. Les vibrations acoustiques

Une perturbation engendrée au sein, ou à la périphérie d'un solide, d'un liquide, d'un gaz à l'état d'équilibre, se traduit par des variations, en fonction du temps, des paramètres qui décrivent son état :

- Le mouvement alternatif d'un piston dans l'air engendre au voisinage des variations de pression de part et d'autre de la pression d'équilibre qui est la pression atmosphérique, ainsi qu'un mouvement des particules d'air.
- Un choc sur un solide engendre des variations internes de son état de contrainte ainsi qu'un mouvement des particules solides qui le constituent.

Les vibrations acoustiques sont caractérisées par le phénomène de propagation lorsque le milieu est continu. Elles ne se propagent pas dans le vide.

Les variations des paramètres traduisant l'état du milieu sont petites comparées à la valeur de ces mêmes paramètres pour l'état d'équilibre :

La variation de pression correspondant au seuil d'audibilité est 0.510^{10} fois plus petite que la pression atmosphérique.

Ce qui différencie les vibrations acoustiques dans l'air ou l'eau de celles dans les solides est la présence dans ces derniers de forces de cisaillement. Les variations de pression dans le premier cas sont des quantités scalaires (une seule valeur en un point de l'espace quelle que soit la direction considérée), tandis que les contraintes dans les solides sont des quantités vectorielles. Dans l'air, la propagation des ondes a lieu suivant l'axe de vibration des molécules, tandis que ce n'est pas toujours le cas dans les solides.

II.1.b. LE SON DANS L'AIR

1. Observation en un point

Les vibrations acoustiques dans l'air se traduisent en un point par des variations de la pression qui, en l'absence de perturbations, est P_0 , la pression atmosphérique, et par une mise en vitesse des particules d'air situées en ce point.

Dans certaines conditions que nous précisons plus loin, ces perturbations impressionnent le sens de l'ouïe. On a alors affaire à un son ou un bruit.

En un point A et à un instant t donnés, la pression résultante totale est P. On appelle pression acoustique, la quantité

$$p = P - P_0$$

* Par A. Chaumette, R. Josse, J. Roland, J.-P. Vian, Ingénieurs à l'Etablissement de Grenoble du CSTB.

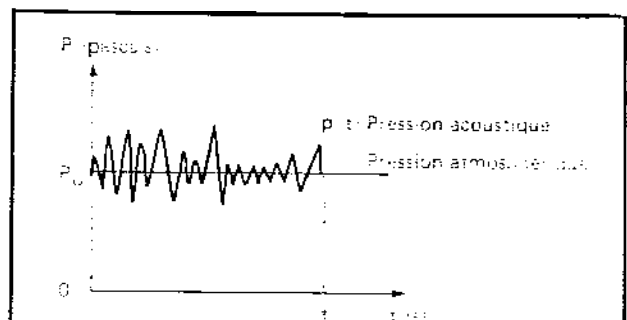


Figure 1 Pression en un point en présence d'une source sonore.

Cette pression varie d'un instant à l'autre, c'est une fonction $p(t)$ du temps t . La vitesse instantanée correspondante des particules d'air situées en A est $v(t)$. Alors que p est une quantité scalaire, v est une quantité vectorielle.

Dans le système d'unités international, seul système qui sera utilisé dans la suite, p s'exprime en pascals (Pa) et v en mètres par secondes (m/s). P_0 la pression atmosphérique est de l'ordre de 10^5 Pa (1 bar)⁽¹⁾.

Nous verrons que, dans la pratique, on s'intéresse plus à p qu'à v .

On dit que l'on a affaire à un son pur si $p(t)$ varie de façon sinusoïdale telle que

$$p(t) = p_{\max} \cos(\omega t + \varphi)$$

où ω est la pulsation du mouvement (en radians par seconde) : elle est liée à la fréquence f du son (en Hertz, Hz en abrégé) par

$$\omega = 2 \pi f$$

La période du phénomène est $T = \frac{1}{f}$ (en secondes).

Si au lieu d'être pur le son est musical, il est alors la résultante de la superposition de sons purs de différentes fréquences ayant entre eux des rapports particuliers.

Dans la pratique, on a rarement affaire à des sons purs. Les bruits sont bien plus courants.

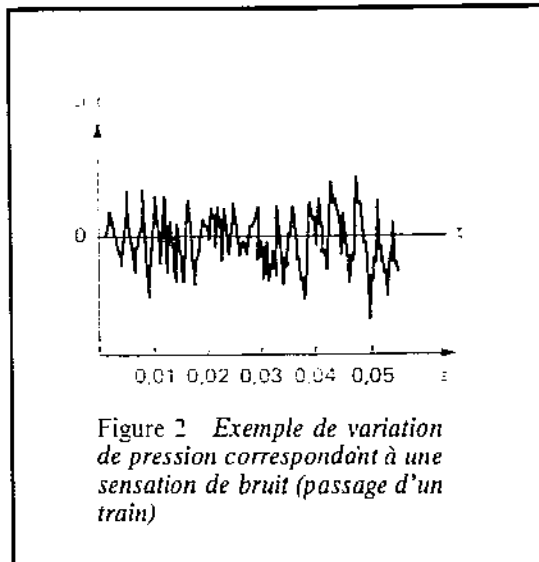


Figure 2 Exemple de variation de pression correspondant à une sensation de bruit (passage d'un train)

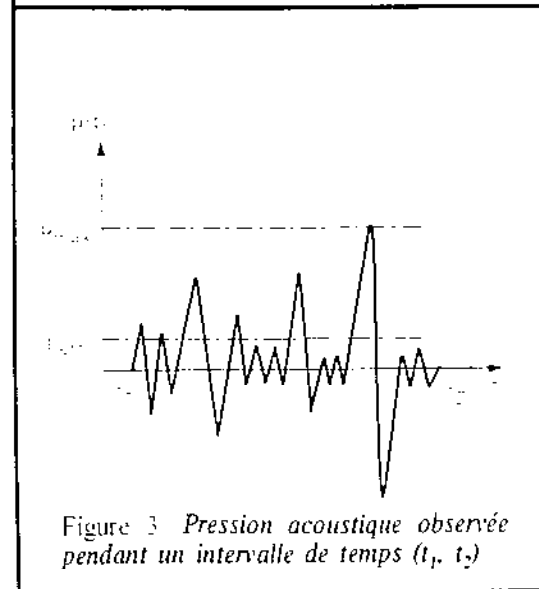


Figure 3 Pression acoustique observée pendant un intervalle de temps (t_1, t_2)

Un bruit est la sensation qui correspond à une variation aléatoire (fig. 2) de la pression acoustique, cette variation pouvant être accompagnée de quelques sons plus ou moins musicaux.

Ainsi, la pression acoustique résultant de la circulation automobile ou du passage d'un avion à réaction donne une sensation de bruit.

Les variations en fonction du temps de la pression acoustique correspondant à un bruit présentent généralement peu d'intérêt, et on utilise plus volontiers leurs propriétés statistiques.

On peut se contenter de connaître $p(t)$ par sa valeur efficace ou sa valeur de crête (fig. 3).

La valeur efficace de $p(t)$, considérée entre deux instants extrêmes t_1 et t_2 , est la quantité p_{eff} définie par

$$p_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p^2(t) dt \quad (E 1)$$

La valeur de crête p_{\max} est la valeur maximale (positive ou négative) prise par la pression entre ces deux instants.

Par exemple, la valeur efficace d'un son pur est

$$p_{\text{eff}} = \frac{p_{\max}}{\sqrt{2}}$$

(1) La pression atmosphérique normale (0,76 m de mercure à 0 °C) sous l'accélération normale de la pesanteur, $9,806 65 \text{ m s}^{-2}$ est égale à 101 325 pascals. Dans le texte nous supposons toujours que $P_0 = 10^5$ Pa.

Considérons au point A un petit élément de surface ΔS , et \vec{n} la normale à cette surface (fig. 4).

L'énergie acoustique E qui traverse cette surface entre les instants t_1 et t_2 vaut

$$E = \Delta S \int_{t_1}^{t_2} p \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} dt$$

Elle est exprimée en joules (J).

La puissance acoustique moyenne W entre l'instant t_1 et l'instant t_2 vaut

$$W = \frac{E}{t_2 - t_1}$$

Elle est exprimée en watts (W).

L'intensité acoustique moyenne I entre l'instant t_1 et l'instant t_2 vaut

$$I = \frac{W}{\Delta S} \quad (E 2)$$

Elle est exprimée en watts par mètre carré.

Considérons au point A un petit volume ΔV . On peut évaluer la quantité d'énergie contenue dans ce volume, du fait de vibrations acoustiques. Elle se compose de l'énergie cinétique de vibrations des particules d'air, et de l'énergie potentielle de compression du gaz dans ce volume ; on démontre que l'énergie volumique acoustique (ou densité d'énergie) D(t) est

$$D(t) = \frac{1}{\rho_0 c^2} p^2(t)$$

que l'on exprime plus fréquemment sous forme de densité moyenne d'énergie

$$D = \frac{1}{\rho_0 c^2} p_{\text{eff}}^2$$

Elle s'exprime en joules par m³ (J/m³).

Dans les formules précédentes, ρ_0 est la masse volumique de l'air et c la célérité du son dans l'air (voir paragraphe suivant).

2. Observation spatiale (Cas du milieu homogène et isotrope)

Une source acoustique peut être constituée par un objet qui oscille ou un objet qui change de volume, ou la combinaison des deux. Des perturbations de vitesse ou de pression créées au niveau de la source se propagent suivant une direction qui est en tout point portée par v, vitesse particulière, avec une célérité c, différente de v. Cette célérité ne dépend que de la pression atmosphérique P_0 et de la masse spécifique ρ_0 de l'air.

$$c = \sqrt{\frac{1,4 P_0}{\rho_0}} \quad (\text{formule de Laplace})$$

Sachant qu'à 22 °C et sous une pression de 10⁵ Pa (1 bar) ρ_0 vaut 1,18 kg/m³, on en déduit que c vaut alors 345 m/s à cette température.

A température constante le rapport P_0/ρ_0 , donc c , ne varie pas lorsque l'altitude du lieu considéré change. Par contre, les variations de la température ont une nette influence sur ρ_0 et par suite sur c .

Aux températures ambiantes usuelles on a approximativement

$$c = 331.4 + 0.607 \theta \text{ m.s} \quad \theta \text{ étant donné en degrés C}$$

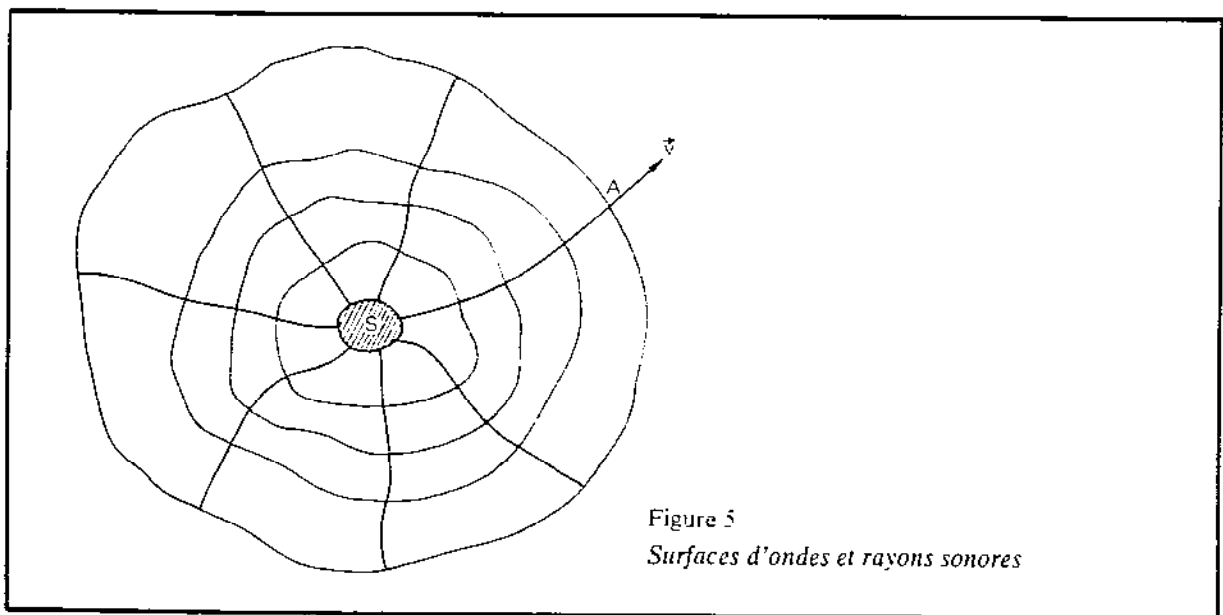
ou encore

$$c = 20\sqrt{T} \text{ m.s} \quad T \text{ étant la température en degrés K}$$

On appelle surface d'onde le lieu des points qui vibrent en phase. La surface d'onde est en tout point normale à la direction de propagation, et donc à la vitesse particulière. A chaque valeur de la phase (référéncée par rapport à une origine arbitraire) est associée, à un instant donné, une surface d'onde.

On appelle rayon sonore la courbe issue d'une source sonore et qui est en tout point normale aux surfaces d'onde (fig. 5).

Il existe deux types principaux d'ondes acoustiques : les ondes planes et les ondes sphériques.

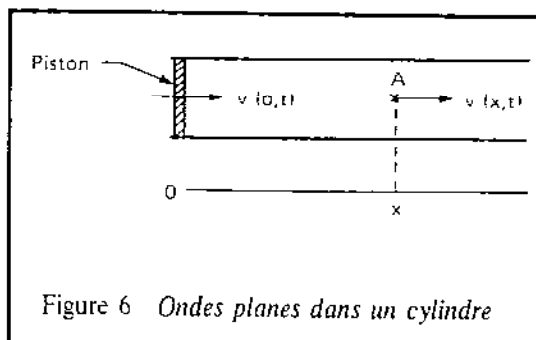


a) Les ondes planes

Les surfaces d'ondes sont des plans parallèles et les rayons sonores sont des droites normales à ces plans.

Un exemple de propagation par ondes planes est le suivant :

Considérons un cylindre infiniment long dont les parois sont bien lisses (fig. 6) et à l'origine duquel vibre, sans se déformer un piston plan.



Ce piston entraîne les particules d'air avec lesquelles il est en contact et, ces dernières communiquent leur mouvement aux particules un peu plus éloignées. Ainsi, de proche en proche, il y a propagation des ébranlements.

On montrera plus loin que toutes les particules en A situées à la distance x du piston vibrent exactement comme le piston mais avec un certain retard de phase dû au temps x/c mis par le son pour se propager de O en A.

Pour les points séparés par une longueur d'onde λ ($\lambda = cT$) la phase est la même.

Le son se propage suivant des ondes planes progressives (plans perpendiculaires à Ox) avec la célérité c .

Dans bien d'autres cas courants, on peut faire l'approximation d'ondes planes, par exemple lorsque le point d'observation est situé très loin d'une source sonore, et d'une façon générale lorsqu'à l'échelle d'observation, on peut considérer que les rayons sonores sont des droites parallèles.

Une propriété fondamentale des ondes planes est que la vitesse et la pression acoustiques sont proportionnelles :

$$p(x, t) = Zv(x, t)$$

Z s'appelle l'impédance caractéristique de l'air et est égale au produit $\rho_0 c$.

$\rho_0 c$ vaut 407 dans les conditions usuelles de température (22 °C) et de pression (10^5 pascals).

b) Les ondes sphériques

Les surfaces d'onde sont des sphères concentriques, et les rayons sonores sont les rayons des sphères.

Une source sonore génératrice d'ondes sphériques peut être schématisée par une sphère solide qui se dilate et se contracte dans le temps autour d'une valeur moyenne de son rayon r_0 . Si r_0 est petit devant la longueur d'onde des sons considérés, on dit que la source est un monopole acoustique. Ce genre de source idéale ne se rencontre pas dans la pratique. Une source réelle se compose d'un grand nombre de sources de bruit élémentaires réparties dans un certain volume. Par exemple, une automobile produit du bruit par le moteur, par les pneumatiques, le pot d'échappement, l'orifice d'admission de l'air, l'écoulement aérodynamique de l'air sur la carrosserie, etc. Cependant, lorsque l'on considère cette source de bruit complexe à une distance suffisante, on peut admettre qu'elle est génératrice d'ondes sphériques. Cela ne veut pas dire, par contre, que l'intensité acoustique rayonnée est identique dans toutes les directions.

Considérons une source complexe centrée au point O et une sphère S surface d'onde de rayon r grand devant la longueur d'onde des sons considérés, et grand devant les dimensions de la source (fig. 7).

En chaque point M de la sphère, on peut définir l'intensité acoustique moyenne $I(M)$ d'après l'égalité E_2 .

Si on néglige les phénomènes d'absorption du son par l'air, la puissance acoustique W de la source est égale à l'intégrale, sur toute la surface de la sphère, de l'intensité acoustique. Ceci résulte du principe de la conservation de l'énergie :
énergie fournie par la source = flux d'énergie à travers une surface fermée entourant celle-ci :

$$W = \int_S I(M) dS$$

On appelle facteur de directivité Q de la source suivant une direction \vec{OM}

$$Q(\vec{OM}) = \frac{I(M)}{W / 4\pi r^2} \quad (E 3)$$

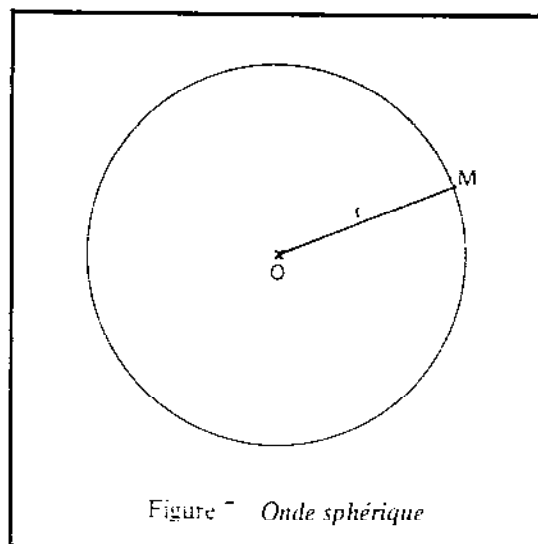


Figure 7 - Onde sphérique

Q est le rapport entre l'intensité acoustique dans la direction considérée, à l'intensité moyenne sur la sphère de rayon r . On démontrera plus loin que Q est indépendant de r .

On appelle indice de directivité G pour une direction donnée \vec{OM} la quantité

$$G(\vec{OM}) = 10 \log Q(\vec{OM}) \quad (E-4)$$

Si par exemple $I(M) = C^{1e}$ sur la surface S :

$$Q = 1 \quad G = 0$$

Lorsqu'une source peut émettre des sons de différentes fréquences f , Q varie généralement avec la fréquence.

Les propriétés essentielles des ondes sphériques sont :

- comme pour les ondes planes, il y a, à une distance de la source grande par rapport à la longueur d'onde de la fréquence considérée, la même relation de proportionnalité entre la pression et la vitesse :

$$p(M, t) = Z v(M, t)$$

avec $Z = \rho_0 c$

- la pression et la vitesse particulière décroissent au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la source comme l'inverse de la distance au centre de la source.

c) Superposition des ondes acoustiques

Lorsque deux ou plusieurs sources engendrent, séparément, en un point A , les pressions acoustiques $p_1(t)$, $p_2(t)$, ..., la pression acoustique résultante $p(t)$ est égale à la somme des pressions composantes⁽²⁾ :

$$p(t) = p_1(t) + p_2(t) + \dots$$

Dans le cas particulier de deux sources engendrant, au point A , des sons purs de même fréquence et de même amplitude, la pression résultante $p(t)$ est nulle si les sons ont des phases opposées tandis qu'elle est le double de chacune des pressions composantes dans le cas où les phases des deux sons composantes sont les mêmes. De tels phénomènes sont facilement mis en évidence dans les expériences telles que celle, bien connue, du tube de Kundt.

Le premier de ces deux cas particuliers met en évidence que la valeur efficace de la pression résultante n'est pas forcément égale à la somme des valeurs efficaces des pressions composantes.

Dans ce cas (opposition de phase), la valeur efficace de la pression résultante est nulle. Des recherches ont été exécutées au cours des dernières années en vue d'utiliser cet effet d'interférence destructif pour éliminer le bruit.

D'une manière générale, la valeur efficace de la pression résultante $p(t)$ est :

$$p_{\text{eff}}^2 = p_{1\text{eff}}^2 + p_{2\text{eff}}^2 + \dots + \frac{2}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p_1(t) p_2(t) dt + \dots$$

Dans le cas courant de la composition de bruits distincts à caractère stationnaire, les intégrales des produits $p_1 \cdot p_2$ sont nulles si ces bruits sont sans corrélation entre eux. Il s'ensuit, dans ce cas, que :

$$p_{\text{eff}}^2 = p_{1\text{eff}}^2 + p_{2\text{eff}}^2 + \dots$$

Dans ce cas, on dit que la composition des bruits se fait de manière énergétique (à cause des exposants des pressions).

2. Ceci découle du principe de mécanique relatif à la superposition des petits mouvements.

S'il existe une certaine corrélation entre les divers bruits composants, ce peut être le cas de la composition d'un bruit et du même bruit réfléchi par un obstacle, l'intégrale

$$\int_{t_1}^{t_2} p_1(t) p_2(t) dt$$

n'est pas forcément nulle. Elle peut être alors positive ou négative et le carré de la pression efficace résultante est supérieur ou inférieur à la somme des carrés des valeurs efficaces des pressions composantes.

d) Les niveaux, le décibel

Dès que les ingénieurs conçurent des systèmes électro-acoustiques, ils jugèrent plus pratique d'utiliser, pour exprimer la grandeur d'une pression et d'une intensité acoustique, des valeurs logarithmiques plutôt que les grandeurs physiques (pascal, W/m^2). C'est ainsi qu'ils créèrent les niveaux : le niveau de pression, le niveau d'intensité et le niveau de puissance.

Le niveau de pression acoustique d'un son ou d'un bruit est la quantité

$$L_p = 20 \log_{10} \frac{p_{eff}}{p_0}$$

où p_{eff} est la pression efficace du son ou du bruit considérés et p_0 une pression de référence choisie, par convention, égale à $2 \cdot 10^{-5}$ Pa.

Il s'exprime en *décibels* (dB en abrégé).

On peut s'étonner de l'apparente complexité d'une telle formule. En effet, on pourrait imaginer une formule plus simple où le facteur 20 et la pression p_0 seraient absents. En fait, ces deux quantités ont leur utilité : elles permettent d'exprimer les niveaux de pression des sons et des bruits usuels par une quantité positive pouvant, le plus souvent, être arrondie au décibel près sans perdre pour autant beaucoup de sa précision. La pression de référence correspond sensiblement au seuil d'audibilité moyen de personnes jeunes, pour les sons de fréquence 1 000 Hz.

Lorsqu'un son ou un bruit a une pression acoustique égale à p_0 , son niveau est égal à 0 dB. Il est rare d'avoir à se préoccuper de pressions acoustiques plus faibles et, par suite, de niveaux négatifs.

Si la pression acoustique d'un son ou d'un bruit est égale à $10 p_0$, $100 p_0$, $1\,000 p_0 \dots$, le niveau correspondant est de 20, 40, 60 dB.

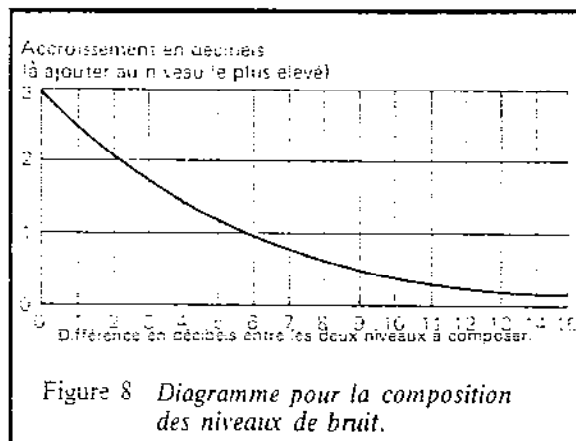
D'une manière générale, il est nécessaire d'utiliser une table de logarithmes (ou bien une règle à calcul munie d'une échelle des logarithmes)... pour déterminer le niveau correspondant à une pression acoustique donnée.

Ainsi que nous l'avons vu au paragraphe précédent, la composition de deux sons purs de mêmes fréquence, amplitude et phase, conduit à la multiplication de p_{eff} par deux, donc à une majoration du niveau de 6 dB.

Lorsque deux bruits se composent d'une manière énergétique, le niveau de la pression résultante n'est, en général, pas lié d'une manière simple aux niveaux de pression des composants.

L'abaque de la figure 8 permet de déterminer rapidement ce niveau. A la vue de cet abaque, on observe que :

- deux bruits de même niveau se composent en donnant un bruit de niveau 3 dB plus élevé que celui de chacun des composants ;
- lorsqu'il existe un écart d'au moins 10 dB entre les niveaux de deux bruits, le niveau de pression du bruit résultant est sensiblement celui du bruit le plus fort.



Le niveau de l'intensité acoustique d'un son ou d'un bruit, dans une direction donnée, est défini par :

$$L_I = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0}$$

I étant l'intensité acoustique du son ou du bruit, suivant la direction considérée.

I_0 est une intensité de référence égale à $10^{-12} \text{ W m}^{-2}$

On remarquera que cette définition est en tous points analogue à celle du niveau de pression, au facteur se trouvant devant le logarithme près. De même que L_p , L_I s'exprime en décibels.

Le niveau de la puissance acoustique d'une source est :

$$L_w = 10 \log_{10} \frac{W}{W_0}$$

W étant la puissance acoustique de la source exprimée en watts

W_0 est une puissance de référence valant 10^{-12} watts (1 picowatt).

Il s'exprime aussi en décibels.

Vu qu'on exprime tous les niveaux, qu'ils soient de pression, intensité ou puissance, en décibels, il y a toujours lieu de préciser, lorsque l'on fait état d'un niveau, de quel genre de niveau il s'agit.

En général lorsqu'un niveau n'est désigné que par la lettre L , sans indice, il s'agit d'un niveau de pression.

Les tableaux suivants donnent quelques exemples de niveaux de pression et de niveaux de puissance.

Exemples de niveaux de pression acoustique (en décibels) non pondérés :	
130	Avion à réaction à pleine poussée (30 m)
110	Klaxon de voiture (1 m)
100	Atelier de bois
95	Gros camion à 7 m
90	Intérieur d'un autobus
80	Bruit dans une rue à fort trafic
75	Automobile à 7 m
65	Conversation à 1 m
40	Ambiance de studio de radio, TV
20	Bruissement des feuilles
0	Seuil d'audibilité.

Exemples de niveaux de puissance : (en décibels)	
195	Grosse fusée
160	Quadri-réacteur
130	Orchestre de 75 musiciens
120	Piano
100	Automobile à grande vitesse
70	Voix normale
30	Murmure.

II.1.c. LE SON DANS LES SOLIDES

1. Ondes longitudinales et transversales

Comme dans l'air, une déformation locale imposée à un solide élastique, initialement à l'état de repos, entraîne la déformation de tous les points du solide et cette déformation ne se propage pas instantanément. Les phénomènes de propagation sont toutefois plus complexes que dans l'air, du fait du cisaillement qui était supposé négligeable dans un gaz.

Poisson a montré que toute déformation peut être considérée comme la superposition d'une déformation longitudinale et d'une déformation transversale, chacune se propageant selon des ondes de célérités différentes qu'habituellement on appelle respectivement ondes longitudinales et ondes transversales.

Les ondes longitudinales correspondent à la propagation de compressions et décompressions, et sont donc analogues aux ondes acoustiques dans l'air. Leur célérité est :

$$c_{L_0} = \sqrt{E \cdot \rho (1 - 2\nu^2(1 - \nu))} \quad (E 5)$$

E étant le module d'élasticité du solide
 ν son coefficient de Poisson, compris en général entre 0,15 et 0,3
 ρ la masse volumique du solide.

Les ondes transversales correspondent à un phénomène différent, de pur cisaillement, sans changement de volume du solide. Leur célérité est :

$$c_T = \sqrt{G \rho} \quad (E 6)$$

G étant le module d'élasticité au cisaillement, qui pour un solide parfait vaut :

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)}$$

La comparaison de E 5 et E 6 montre que les ondes longitudinales sont plus rapides que les ondes transversales.

Le fait qu'il existe deux types d'ondes constitue une différence fondamentale avec la propagation dans l'air. Une perturbation quelconque en un point A dans l'air crée une perturbation en un point B, à la distance d , au bout d'un temps connu τ :

$$\tau = d \cdot c_0$$

c_0 étant la célérité du son.

Au contraire, dans un solide, suivant la nature de l'excitation et les réflexions des deux types d'ondes sur les faces externes, les directions de propagation et contributions relatives des ondes longitudinales et transversales sont différentes, de sorte que la durée de propagation est variable.

2. Ondes particulières

Dans le cas de plaques ou de barres, les propagations ne sont toutefois pas quelconques, pourvu que la force excitatrice soit sinusoïdale pure. Les déformations résultent de la combinaison de trois types de propagation, obtenus eux-mêmes chacun par combinaison des ondes longitudinales et transversales précédentes.

a) Ondes quasi longitudinales

Un premier type d'ondes dans une plaque ou une barre correspond à des déformations symétriques dans l'épaisseur, et une déformation importante parallèlement aux bords (fig. 9). Ces ondes quasi longitudinales sont prépondérantes si l'on excite une plaque par une force dans son plan.

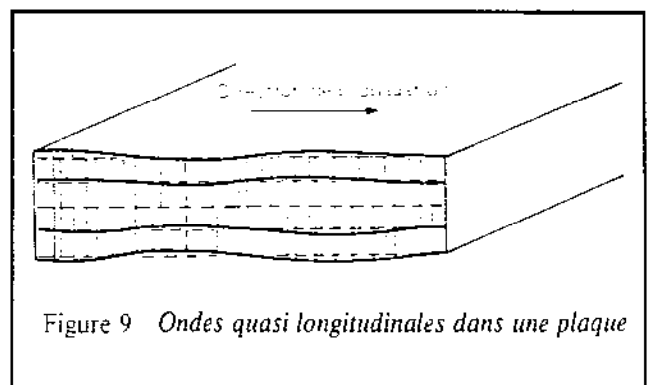


Figure 9 Ondes quasi longitudinales dans une plaque

La célérité de ces ondes vaut :

$$c_{L_1} = \sqrt{E \rho (1 - \nu^2)} \quad \text{dans une plaque}$$

$$c_{L_2} = \sqrt{E \rho} \quad \text{dans une barre}$$

b) Ondes quasi transversales de plaque et ondes de torsion

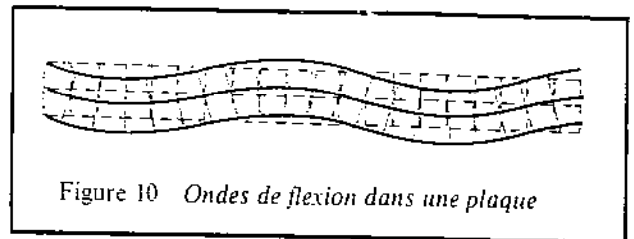
Dans une plaque, au type d'ondes précédent, il faut ajouter des ondes quasi transversales, où les déformations se font par cisaillement, les surfaces libres de la plaque n'ayant aucun mouvement perpendiculairement à elles.

La célérité de ces ondes est égale à la célérité c_T .

Des phénomènes de cisaillement analogues existent dans une barre, qui peut se déformer en torsion. La célérité de ces ondes de torsion dépend de la section de la barre. Elle est égale à c_T pour une section circulaire. Elle peut varier considérablement pour d'autres sections, les ondes de torsion que l'on peut définir n'étant d'ailleurs plus des ondes de cisaillement pur.

c) Ondes de flexion

Aux deux types d'ondes précédents, il faut ajouter les ondes de flexion (fig. 10). Ces ondes sont prépondérantes lorsqu'il existe une force perpendiculaire au plan de la plaque ou à la barre.



Tout se passe comme s'il existait une vitesse de propagation en sinusoïdal pur, ou vitesse de phase qui, pour des plaques ou des barres minces, vaut :

$$c_f = \sqrt[4]{B^2 m} \sqrt{\omega}$$

où ω est la pulsation
 m la masse linéique ou surfacique
 B la rigidité en flexion

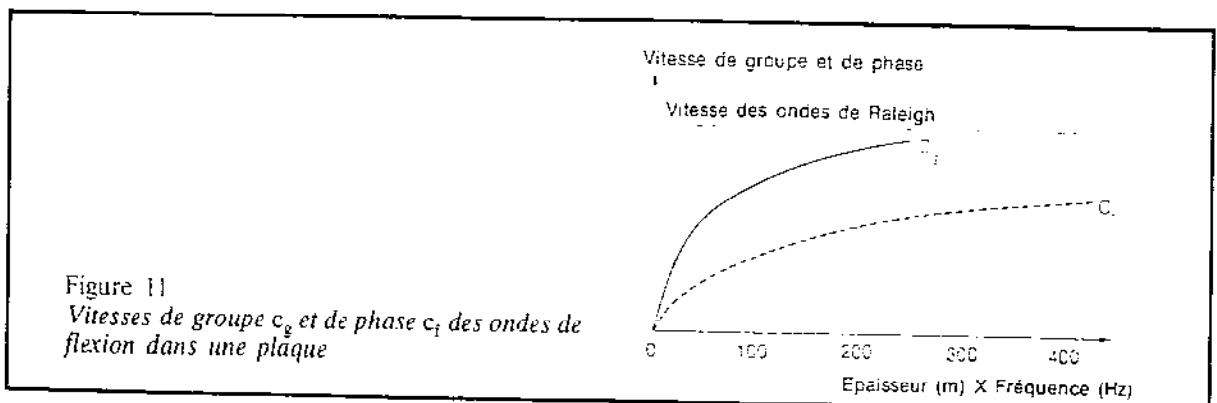
Pour une barre d'épaisseur h, de largeur a :

$$B = Eah^3/12$$

Pour une plaque d'épaisseur h.

$$B = Eh^3/12 (1 - \nu^2)$$

Pour des plaques ou des barres plus épaisses, la vitesse de phase est une fonction plus complexe de la fréquence. Une courbe approchée est donnée figure 11 pour des valeurs usuelles du coefficient de Poisson ($\nu \approx 0,25$).



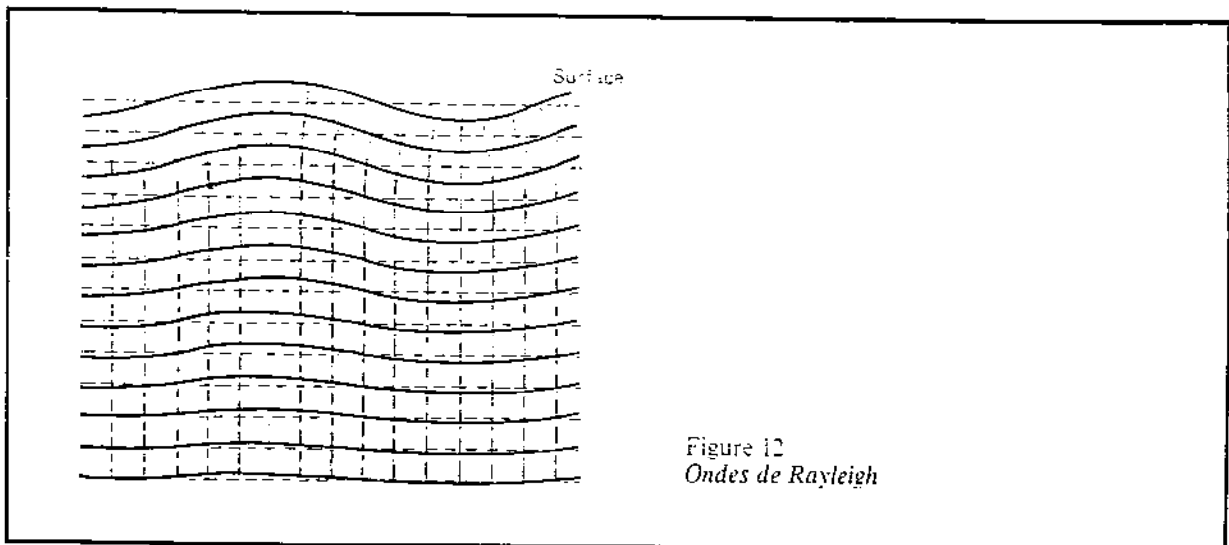
d) Ondes de Rayleigh

La courbe donnant la vitesse de phase c_T est limitée par une asymptote horizontale, sur la figure 11. Lorsque la fréquence augmente, la longueur d'onde devient très faible devant l'épaisseur de la plaque, qui peut ainsi être considérée comme infinie. Les déformations sont alors localisées près de la surface, et l'on se trouve en présence d'ondes de surface, dites ondes de Rayleigh, analogues à celles que l'on peut observer lors de la vibration d'un sol homogène suffisamment profond.

La vitesse de propagation c_R de ces ondes est voisine de la vitesse c_T des ondes transversales, avec

$$c_R / c_T = 0,9$$

Dans les déformations (fig. 12), le cisaillement devient nul à la surface (conservation des angles droits), et prépondérant en profondeur.



e) Vitesses de phase et de groupe

Les ondes de flexion précédentes ont été définies en sinusoïdal pur. Pour une excitation composée de plusieurs forces sinusoïdales, dont les fréquences sont voisines, on observe des phénomènes de battements.

Tout se passe comme si l'enveloppe des oscillations se déplaçait à une vitesse dite vitesse de groupe.

En particulier, un train d'onde bref se déplace avec cette vitesse.

Cette vitesse de groupe est donnée par :

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (E 7)$$

k étant le nombre d'ondes défini par : $k = \omega / c_T$

Pour une plaque ou une barre minces, on trouve :

$$c_g = 2 c_T$$

3. Absorption dans les solides

Les différentes ondes décrites précédemment dissipent de l'énergie dans les matériaux, de sorte qu'elles ne peuvent se propager indéfiniment.

On définit, pour caractériser ces dissipations, un facteur de pertes internes :

$$\eta = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W}$$

ΔW étant l'énergie dissipée par cycle
 W l'énergie totale stockée

On peut tenir compte des pertes en introduisant un module d'Young complexe :

$$E^* = E (1 + j\eta)$$

Le facteur de pertes est en général mal connu. Il peut dépendre de la répartition des contraintes, et donc de la nature de l'excitation, de la forme du solide, de la fréquence, et de la fatigue du matériau.

Un ordre de grandeur de η est donné, dans le tableau suivant, pour quelques matériaux, avec leurs caractéristiques élastiques.

CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES DE QUELQUES MATERIAUX

	Masse volumique	Module d'élasticité instantané	Pertes internes en flexion	Fréquence critique pour une épaisseur de 1 cm	Célérité des ondes longitudinales	Coefficient de Poisson
Eau	1000	$2,1 \cdot 10^9$			1460	
Air	1,3	$1,4 \cdot 10^5$			342	
Plomb	11300	$1,7 \cdot 10^{10}$		5500	1200	0,43
Acier	7800	$2,1 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{-3}$	1200	5200	0,31
Cuivre	8900	$1,25 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{-3}$	1800	3700	0,35
Aluminium	2700	$7,2 \cdot 10^{10}$	10^{-4}	1200	5200	0,34
Zinc	7100	$1,31 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{-4}$	1500	4300	0,33
Verre	2500	$6,25 \cdot 10^{10}$	0,005	1200	5000	
Plexiglass	1200	3 à $6 \cdot 10^9$	2 à $4 \cdot 10^{-2}$	3000 à 4000	1600 à 2200	
Briques pleines	1700 à 2200	0,9 à $1,6 \cdot 10^{10}$	1 à $2 \cdot 10^{-2}$	2000 à 3500	2000 à 3000	
Béton	2300	2,3 à $3 \cdot 10^{10}$	1 à $2 \cdot 10^{-2}$	2000	3200	0,15
Carreaux de plâtre	900	$2,4 \cdot 10^9$		4100	1600	
Amiante-ciment	1600 à 2000	1 à $2,5 \cdot 10^{10}$		1600 à 3000	2200 à 4000	
Liège (pour isolation de machines)	120 à 250	$0,03 \cdot 10^9$	0,13 à 0,4	13000 à 18000	350 à 500	
Sable sec	1500	$0,03 \cdot 10^9$	0,06 à 0,12			
Aggloméré de bois	600 à 700	$4,6 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	2400	2700	

Les grandeurs figurant dans ce tableau sont exprimées en unités du système international. Elles sont extraites d'ouvrages de différents auteurs et ne sont données qu'à titre d'ordre de grandeur.

II.1.d. LES DISCONTINUITÉS

Nous n'aborderons, dans ce paragraphe, que le cas d'ondes de dilatation planes rencontrant, sous une incidence nulle, une discontinuité plane infinie.

Une onde progressive p_{1-} cheminant dans un milieu 1 et frappant normalement la surface plane d'un milieu infini 2 donne naissance à une onde réfléchie p_{1+} et une onde transmise p_{2-} .

On appelle facteur de réflexion Γ de la discontinuité le nombre complexe dont le module est égal au rapport des amplitudes des ondes réfléchies et incidentes

$$|\Gamma| = |p_{1+} / p_{1-}|$$

et dont l'argument est la différence de phase existant entre l'onde réfléchie et l'onde incidente, sur la surface de discontinuité.

Si on appelle Z_1 l'impédance caractéristique du milieu 1 et Z_2 celle du milieu 2, on démontre que :

$$\Gamma = (Z_2 - Z_1) / (Z_2 + Z_1)$$

L'impédance caractéristique Z d'un milieu isotrope et homogène est égale au rapport de la pression instantanée à la vitesse instantanée de déplacement des particules sur une onde de dilatation plane et progressive :

$$Z = p \cdot v$$

A partir des lois de l'élasticité, on démontre que :

$$Z = \rho c$$

ρ étant la masse spécifique du milieu et c la célérité des ondes de dilatation dans le milieu.

On trouvera sur les tableaux du paragraphe précédent quelques exemples des caractéristiques de matériaux.

Ainsi, dans le cas de l'air et du béton, on a

$$Z_1 \cong 4 \cdot 10^2 \quad \text{et} \quad Z_2 \cong 7 \cdot 10^6$$

d'où $\Gamma = 0,9999$, soit pratiquement 1.

Dans ce cas, Γ est réel et positif ce qui montre que la pression acoustique réfléchie est, le long de la discontinuité, en phase avec la pression incidente. Autrement dit, près de la surface, dans l'air, la pression résultante est le double de la pression incidente.

D'après ce que nous avons vu à propos de la superposition des ondes, la pression résultante à la distance $\lambda/4$ devant la discontinuité est quasiment nulle.

Dans le cas contraire, celui d'une onde cheminant dans le béton et rencontrant de l'air, on trouve $\Gamma \cong -1$, signifiant que, dans le béton et près de la discontinuité, la pression résultante est nulle, tandis qu'à $\lambda/4$ elle est maximale.

L'amplitude de l'onde transmise se trouve en écrivant que les pressions de part et d'autre de la discontinuité s'équilibrent :

$$p_{1-} - p_{1+} = p_{2-}$$

d'où :

$$p_{2-} = p_{1-} (1 - \Gamma)$$

Cette égalité montre que, dans le cas de la transmission air \rightarrow béton, la pression de l'onde transmise dans le béton est double de celle incidente dans l'air. Dans le cas contraire (béton \rightarrow air), la pression de l'onde transmise dans l'air est d'amplitude négligeable devant celle de l'onde incidente dans le béton.

Lorsque le second milieu est d'épaisseur finie et limité sur sa droite (fig. 13) par un troisième milieu infini, l'onde p_{2-} transmise dans le second milieu se réfléchit une infinité de fois sur les deux surfaces de discontinuité. Il y a ainsi, dans le second milieu, superposition d'une infinité d'ondes réfléchies dont les amplitudes sont d'autant plus petites qu'elles correspondent à des réflexions d'ordre plus élevé. Dans le premier milieu, la pression acoustique résulte de la superposition de l'onde incidente p_{1+} , de l'onde p_{1-} due à la réflexion sur la première discontinuité et d'une infinité d'autres ondes ressortant du second milieu après y avoir pénétré.

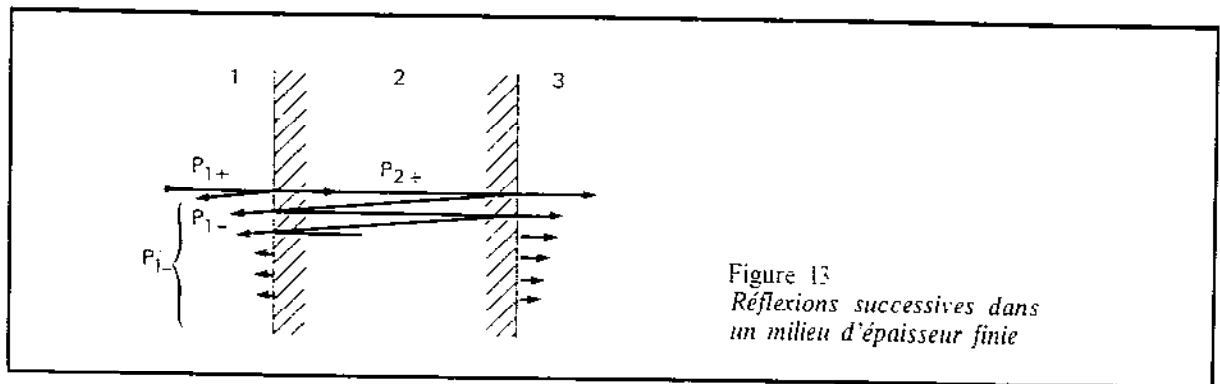


Figure 13
Réflexions successives dans un milieu d'épaisseur finie

Cette infinité d'ondes et l'onde p_{1-} ont une résultante que nous appellerons p'_{1-} . Le facteur de réflexion apparent le long de la première discontinuité est alors :

$$\Gamma' = p'_{1-} / p_{1+}$$

Il peut être totalement différent de :

$$\Gamma = p_{1-} / p_{1+}$$

Il dépend de Γ' , de l'épaisseur du second milieu et du facteur de réflexion à la séparation entre le second et le troisième milieu.

Ainsi, on peut montrer que si le second milieu a une impédance caractéristique Z_2 telle que :

$$Z_2 = \sqrt{Z_1 Z_3}$$

et si son épaisseur est égale au quart de la longueur d'onde du son dans ce milieu, à la fréquence considérée, le facteur de réflexion est nul. Autrement dit, l'onde incidente est intégralement transmise au troisième milieu.

Ainsi, en consultant l'un des tableaux du § II.1.c.3, on constate que le liège ou le caoutchouc sont des matériaux dont l'impédance caractéristique se rapproche de la moyenne géométrique des impédances de l'air et du béton. Ces matériaux collés contre un mur en béton facilitent donc le passage du son au travers du mur, à des fréquences dépendant de l'épaisseur du matériau collé.

Nous n'étudierons pas ici le cas d'ondes frappant les surfaces de discontinuité obliquement. Nous le retrouverons plus loin à propos des parois.

Toutefois, donnons une définition qui sera utile par la suite. Lorsqu'une surface de discontinuité est frappée par un champ acoustique composé d'une onde ou d'une infinité d'ondes incidentes sous des angles divers, l'énergie totale incidente W transportée par ces ondes est en partie absorbée par la surface de discontinuité, l'autre partie étant réfléchie (fig. 14).

Par définition, le facteur d'absorption de la surface de discontinuité, pour le champ acoustique donné, est :

$$\alpha = \frac{W_{\text{absorbée}}}{W_{\text{incidente}}}$$

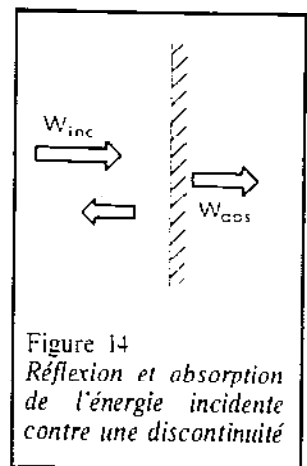


Figure 14
Réflexion et absorption de l'énergie incidente contre une discontinuité

Pour une onde plane, ce facteur varie avec l'angle d'incidence de l'onde sur la paroi.

Si l'on reprend le schéma de la figure 13, on appelle facteur de transmission du milieu 2, la quantité

$$\tau = W_{tr} / W_{inc}$$

où W_{tr} est l'énergie transmise au milieu 3 et W_{inc} celle frappant le milieu 2 à partir de 1.

Même si le milieu 2 n'est pas homogène, l'application du principe de réciprocité (voir chapitre II.1.g) permet de démontrer que le facteur de transmission est le même du milieu 1 vers le milieu 3, et du milieu 3 vers le milieu 1.

La définition de τ se généralise pour plusieurs ondes incidentes et un milieu 2 non infini.

II.1.e. LE RAYONNEMENT SONORE DES CORPS VIBRANTS

Le déplacement de la surface d'un corps solide, soit par déformation, soit par déplacement de ce corps, provoque une perturbation du milieu dans lequel ce corps baigne, l'air en l'occurrence. Cette perturbation peut avoir des composantes dans le domaine audible : on dit alors que le corps rayonne un son ou un bruit.

La connaissance du rayonnement sonore d'une surface vibrante est un problème d'une importance pratique considérable. Malheureusement, la résolution exacte du problème du rayonnement d'une surface n'est possible que dans quelques cas particuliers.

Dans la plupart des cas, on a recours à des méthodes de calcul approchées nécessitant l'emploi de l'ordinateur.

1. Rayonnement d'un piston indéformable

Nous allons illustrer cette question en examinant le cas d'un piston de forme circulaire, supposé encastré dans un mur et vibrant sinusoïdalement sans se déformer avec une amplitude et une fréquence imposées.

A ce cas on peut rattacher celui de l'orifice d'un conduit aéraulique débouchant d'un mur. Le rayonnement d'un tel piston est caractérisé à la fois par la puissance acoustique émise et par la distribution angulaire de l'émission de cette puissance vue de points éloignés.

L'énergie rayonnée se déduit de la connaissance de l'impédance de rayonnement du piston.

Par définition, l'impédance de rayonnement est, à une fréquence donnée, le rapport de la force agissant sur le piston à la vitesse du piston.

$$Z_r = \frac{F}{v}$$

Si l'on calcule Z_r on obtient l'expression :

$$Z_r = \pi a^2 \rho_0 c [R(x) + jX(x)]$$

où a est le rayon du piston

$$\text{et } x = 4\pi \frac{a}{\lambda}$$

On trouve que R et X varient avec x comme l'indique la figure 2.15.

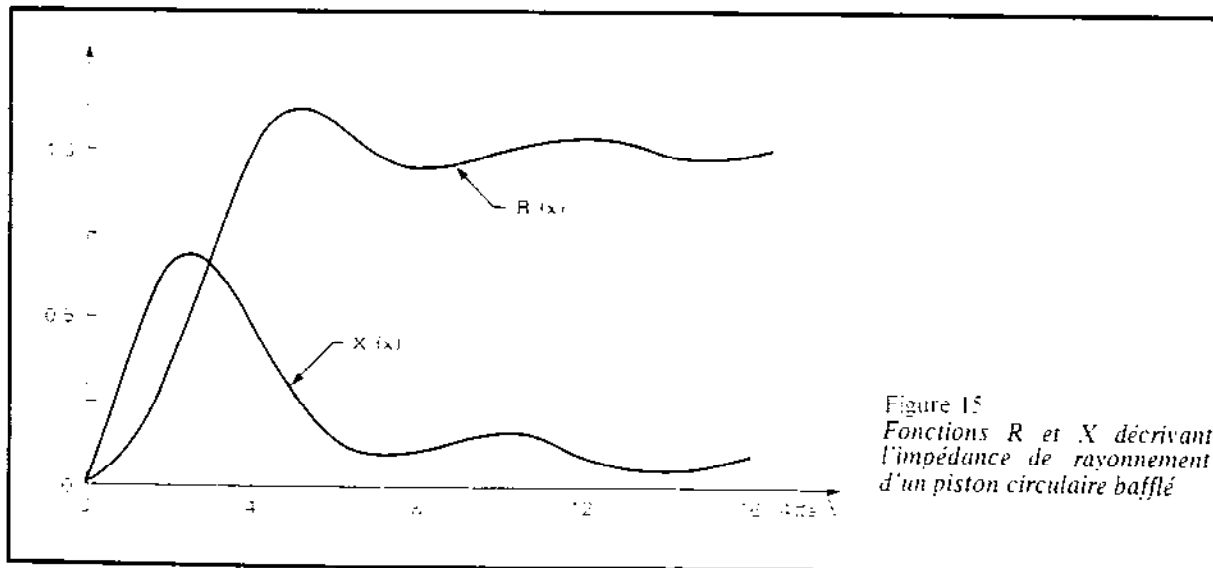


Figure 15
Fonctions R et X décrivant
l'impédance de rayonnement
d'un piston circulaire bafflé

On constate que dès que a est grand devant la longueur d'onde, cette impédance est très proche de l'impédance réelle

$$Z_r = \pi a^2 \rho_0 c$$

$$Z_r = S \rho_0 c$$

S étant la surface du piston. Dans ce cas l'impédance ramenée à l'unité de surface est donc l'impédance caractéristique de l'air.

La puissance acoustique rayonnée est, d'une manière générale :

$$W = \frac{1}{2} R v^2$$

ou, si à la place de l'amplitude de v on utilise la valeur efficace de v :

$$W = R v_{\text{eff}}^2$$

Dans le cas limite indiqué précédemment (a/λ grand), on obtient :

$$W = S \rho_0 c v_{\text{eff}}^2$$

La directivité correspondante est donnée par la figure 16.

On constate que plus la fréquence est élevée et plus l'énergie est rayonnée dans un pinceau étroit.

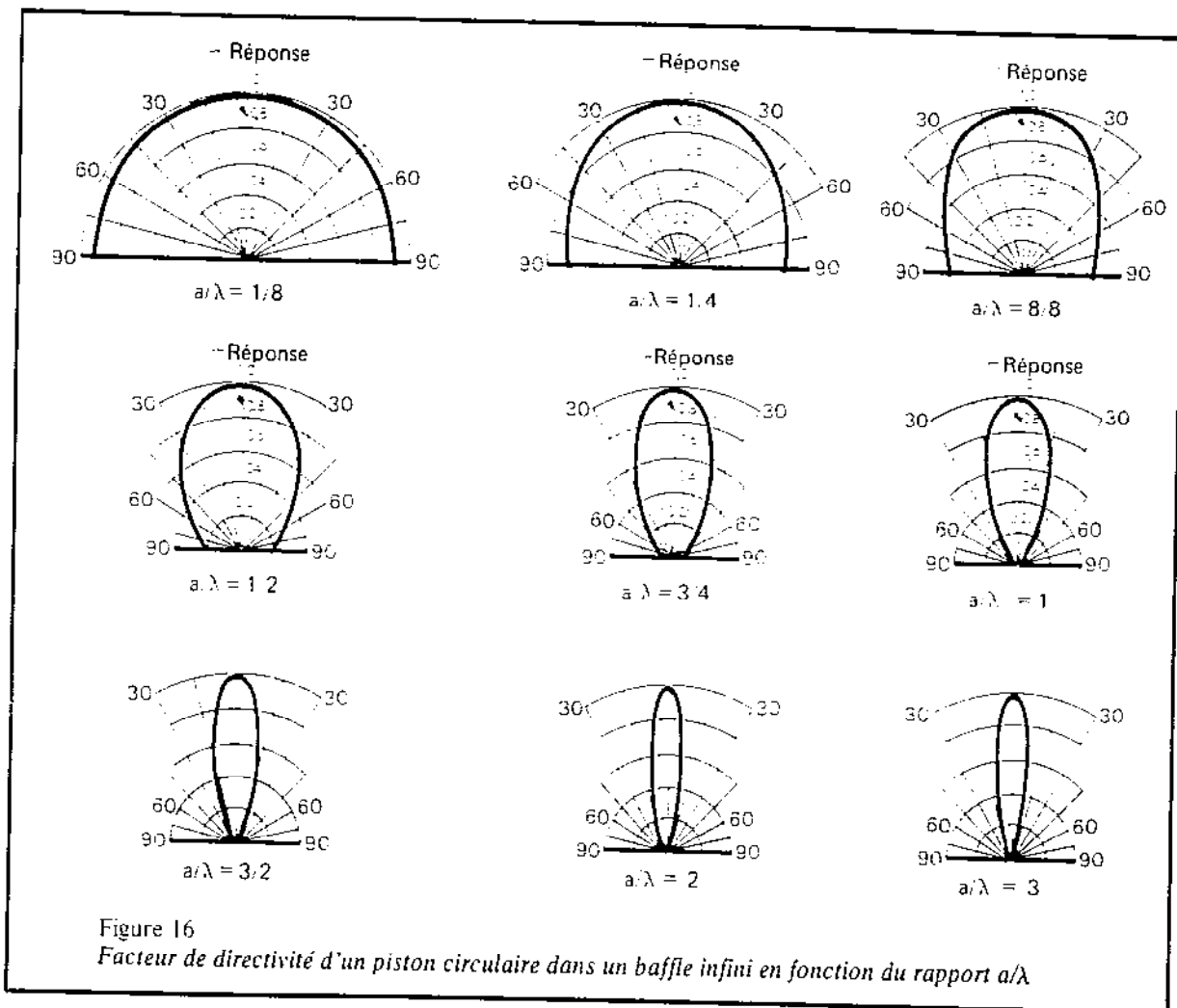
2. Rayonnement d'une paroi plane

On a pris l'habitude de rapporter le rayonnement d'une paroi plane vibrant d'une manière quelconque à celui du piston indéformable de grande longueur vis-à-vis de la longueur d'onde. Ce rapport est appelé facteur de rayonnement G de la paroi dans les conditions considérées :

$$G = \frac{\text{puissance rayonnée}}{\rho_0 c \langle v^2 \rangle}$$

$\langle v^2 \rangle$ est la moyenne quadratique (temps et espace) de la vitesse de la paroi, selon une direction normale à cette paroi.

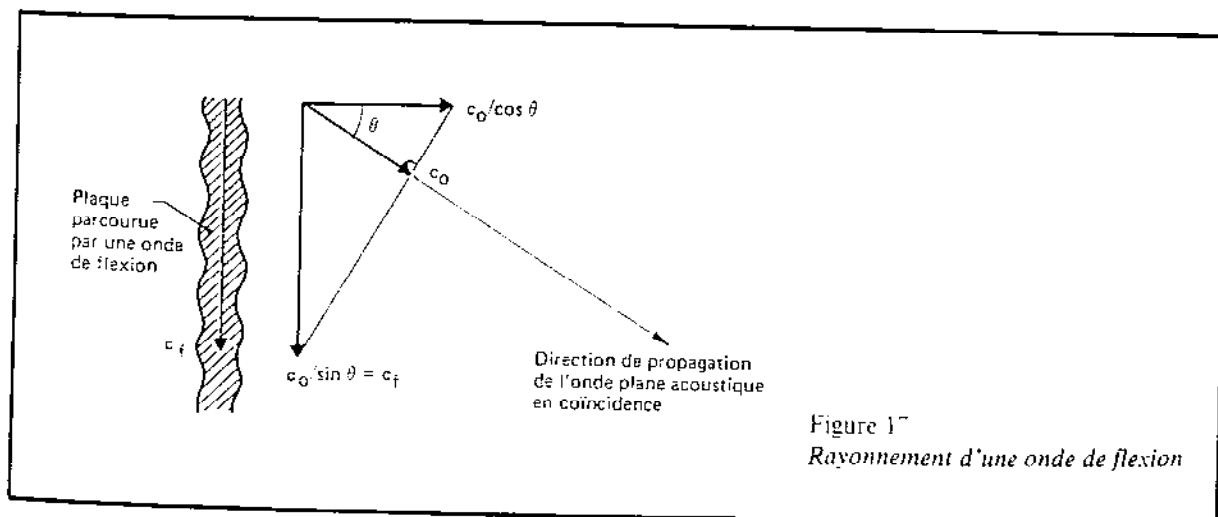
NOTE 1 : On notera que, pour une paroi plane, ce sont les ondes de flexion qui créent les plus grandes perturbations dans l'air. Le rayonnement d'ondes quasi-longitudinales ou quasi-transversales peut être négligé, en général.



NOTE 2 : Il peut exister une onde acoustique dont la vitesse de la trace $c_0/\sin \theta$ (voir fig. 17) sur une paroi soit égale à la vitesse de propagation d'une onde de flexion dans cette paroi. Dans ce cas, si la composante normale à la paroi de vitesse des particules d'air est prise égale à celle de la paroi, à la surface de celle-ci, cette onde acoustique est bien celle rayonnée par la paroi, car réalisant les conditions limites entre solide et air.

Tout se passe comme si la paroi rayonnait une onde plane, perpendiculairement à elle-même, de vitesse $c_0/\cos \theta$ au lieu de c . Le facteur de rayonnement vaut donc : $G = 1/\cos \theta$

NOTE 3 : Suivant la manière dont une paroi est excitée, différentes ondes peuvent être générées. Le facteur de rayonnement est donc lié *a priori* au type d'excitation.



II.1.f. DIFFRACTION

Nous savons que lorsqu'une onde sonore rencontre un obstacle, sa propagation est perturbée en particulier, on sait que l'on retrouve de l'énergie acoustique dans la zone d'ombre géométrique de l'obstacle, ce qui semble être en contradiction avec le principe de la propagation rectiligne des ondes acoustiques. Ce phénomène s'appelle la diffraction d'une onde.

Le calcul d'un champ sonore diffracté est un problème très difficile auquel on ne sait pas toujours trouver de solution. Différentes méthodes de calcul existent cependant. Il s'agit soit de trouver une solution de l'équation de propagation du son satisfaisant les conditions aux limites sur l'obstacle comme dans la théorie de Sommerfeld, soit de calculer une intégrale nécessitant la connaissance du champ sonore à la surface de l'obstacle comme dans la théorie de Kirchhoff.

La théorie de Kirchhoff consiste principalement en une formulation mathématique du principe de Huygens qui peut s'exprimer ainsi :

« Les vibrations qui se propagent à l'extérieur d'une surface fermée S contenant les sources de vibration sont identiques à celles qu'on obtiendrait en supprimant ces sources et en les remplaçant par des sources convenables réparties sur toute la surface S. »

L'expression mathématique établie par Kirchhoff s'écrit :

$$p_p = -\frac{1}{4\pi} \int_S \left(\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{p_M}{r} \right] \frac{\partial r}{\partial n} - \frac{1}{r} \left[\frac{\partial p_M}{\partial n} \right] \right) dS$$

S est une surface quelconque contenant les sources sonores

p_p est la pression acoustique au point P extérieur à S

p_M est la pression acoustique au point M quelconque sur S

r la distance MP

n la normale à S en M orientée vers l'extérieur

Les valeurs entre crochets représentent les fonctions retardées au point P.

Cette formulation montre qu'il existe une relation entre la pression acoustique en un point P quelconque de l'espace et celle qui existe sur l'ensemble d'une surface quelconque contenant les sources de vibration. Ceci permet de comprendre que le son peut parvenir jusque dans une zone d'ombre au sens de l'optique géométrique.

II.1.g. PRINCIPE DE RÉCIPROCITÉ

Lord Rayleigh a énoncé un principe de mécanique très général :

« Si une force F appliquée en A (fig. 18) suivant Ax à un système mécanique crée un déplacement d suivant By au point B, la même force appliquée en B suivant By crée le déplacement d suivant Ax du point A. »

Ce principe s'applique en particulier à l'acoustique.

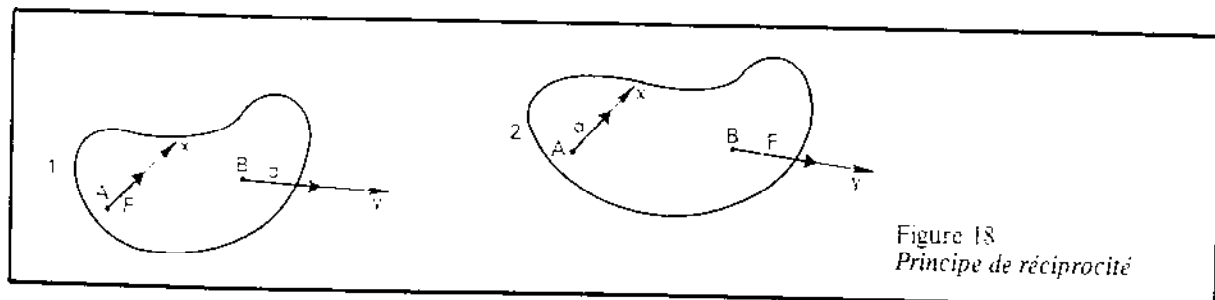


Figure 18
Principe de réciprocité

Soit par exemple un haut-parleur et un microphone de mêmes dimensions et de mêmes caractéristiques directionnelles.

Si le haut-parleur placé en A et alimenté par un certain courant i donne naissance, aux bornes du microphone placé en B, à une tension v , le même haut-parleur placé en B et alimenté de la même manière que précédemment créera la même tension v aux bornes du microphone placé en A.

Ainsi, si l'on suppose les caractéristiques directionnelles de la bouche et des oreilles d'un individu semblables, ce qui n'est vrai qu'aux fréquences basses (absence de directivité à ces fréquences), on peut admettre qu'en B on entend quelqu'un parlant en A comme on entendrait en A la même personne parlant avec la même force en B.

II.2. Analyse des phénomènes (*)

II.2.a. REPRESENTATION MATHÉMATIQUE DES ONDES ET SOURCES ACOUSTIQUES

1. La représentation complexe d'une grandeur sinusoïdale

Il est pratique et d'usage courant de représenter une fonction sinusoïdale

$$g(t) = g_{\max} \cos(\omega t + \varphi)$$

par le nombre complexe

$$g_{\max} e^{j(\omega t + \varphi)}$$

étant sous-entendu que c'est à la valeur réelle de ce nombre complexe que l'on s'intéresse, c'est-à-dire :

$$g(t) = \Re_e \{ g_{\max} e^{j(\omega t + \varphi)} \}$$

mais que l'on écrit :

$$g(t) = g_{\max} e^{j(\omega t + \varphi)}$$

Si l'on adopte cette notation, on montre que l'intensité acoustique moyenne d'une onde sinusoïdale sur une période peut s'écrire :

$$I = \frac{1}{2} \Re_e [p(t) v^*(t)]$$

où * désigne la quantité complexe conjuguée.

2. Propagation dans l'air (plus généralement dans un fluide)

a) Équation de propagation

Des équations fondamentales permettent d'obtenir de façon générale le champ de pression et de vitesse acoustiques à l'intérieur d'un volume ne comportant pas de source de bruit, et dont on connaît les conditions aux limites.

Il s'agit de l'équation de propagation du son dans l'air, et de la relation vectorielle liant p et v .

(*) Par A. Chaumette, R. Josse, J. Roland, J.-P. Vian, Ingénieurs à l'Établissement de Grenoble du CSTB.

Cependant, la résolution analytique des problèmes n'est possible que dans certains cas précis parmi lesquels l'onde plane progressive et l'onde sphérique, qui sont les plus utiles.

L'équation de propagation dans l'air est établie compte tenu des hypothèses suivantes:

- 1 - Le milieu est homogène
- 2 - L'air est un gaz parfait
- 3 - Les variations de pression et de volume sont suffisamment rapides, et les échanges thermiques par conduction à la paroi des solides faibles pour que l'on puisse faire l'hypothèse de compression adiabatique.
- 4 - La pression acoustique et la vitesse particulaire ainsi que leurs dérivées, les dérivées de masse volumique sont des quantités petites.

La forme générale de l'équation liant p et t est :
$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (E 9)$$

où ∇^2 désigne l'opérateur* Laplacien
$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

v se déduit de p par :
$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\text{grad}} p$$

Elle peut s'écrire également sous sa forme intégrée

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= -\vec{\text{grad}} p \\ \frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial p}{\partial t} &= -\text{div} \vec{v} \end{aligned} \right\} \quad (E 9)$$

Il est parfois commode d'exprimer les quantités p et v à l'aide d'un scalaire ψ

tel que
$$\vec{v} = -\vec{\text{grad}} \psi$$

ψ est appelé potentiel de vitesses.

L'équation fondamentale devient alors :
$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} &= 0 \\ \vec{v} &= -\vec{\text{grad}} \psi \\ p &= \rho_0 \frac{\partial \psi}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (E 10)$$

Selon le problème que l'on souhaite traiter, cette équation peut se résoudre dans différents systèmes de coordonnées.

On donne ci-dessous les éléments nécessaires au calcul en coordonnées rectangulaires et sphériques (fig. 19).

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

$$\vec{\text{grad}} = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}$$

$$= i_r \frac{\partial}{\partial r} + i_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + i_\varphi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi}$$

(E 11)

(*) On le représente aussi par Δ .

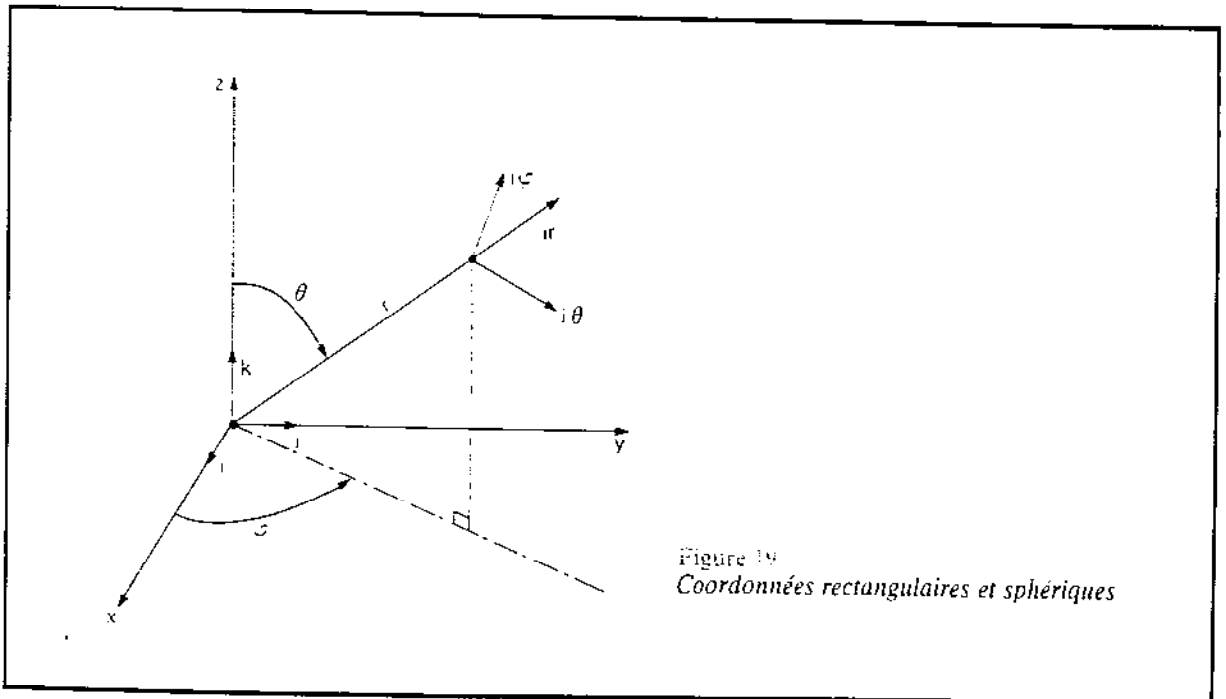


Figure 19
Coordonnées rectangulaires et sphériques

b) Ondes planes

Comme il a été dit en II.1.b.2, les ondes planes sont telles que les surfaces d'onde soient des plans. On cherchera donc des solutions de l'équation fondamentale ne dépendant que d'un seul paramètre (x par exemple).

On démontre que la solution générale des équations est de la forme :

$$\begin{cases} p(x, t) = \rho_0 c \left[f\left(t - \frac{x}{c}\right) + g\left(t + \frac{x}{c}\right) \right] \\ v(x, t) = f\left(t - \frac{x}{c}\right) - g\left(t + \frac{x}{c}\right) \end{cases} \quad (E 12)$$

La fonction $f(t - x/c)$ indique qu'une onde se propage dans le sens des x positifs avec la célérité c (une perturbation ressentie en $x = 0, t = 0$, est ressentie de façon identique en $t = t_0, x = ct_0$).

La fonction $g(t + x/c)$ indique qu'une onde se propage dans le sens des x négatifs.

Si l'on suppose que le milieu de propagation est libre jusqu'à l'infini, il n'y aura qu'une onde émise par la source qui se propagera dans une direction. C'est le cas d'un conduit infiniment long excité par un piston en $x = 0$, fig. 6.

La solution générale est donc :

$$\begin{aligned} p(x, t) &= \rho_0 c f\left(t - \frac{x}{c}\right) \\ v(x, t) &= f\left(t - \frac{x}{c}\right) \end{aligned}$$

avec $\frac{p(x, t)}{v(x, t)} = \rho_0 c = Z$

Z est l'impédance caractéristique du milieu de propagation (cf. II.1.b).

L'intensité acoustique moyenne d'une onde plane s'écrit d'après E_2

$$I(x) = \frac{P_{\text{moy}}^2(x)}{\rho_0 c} \quad (E 13)$$

La densité d'énergie acoustique moyenne s'écrit

$$D(x) = \frac{P_{\text{eff}}^2(x)}{\rho_0 c^2} \quad \text{J/m}^3 \quad (\text{E 14})$$

Si la source qui provoque ces ondes planes a un régime stationnaire (la valeur efficace de la pression émise est indépendante de l'instant où elle est calculée), les équations précédentes montrent que la pression efficace est en tous points identique. Il en est de même pour

v_{eff} I et D

Si la vitesse particulière en un point quelconque ($x = 0$ par exemple) a une forme sinusoïdale :

$$v(0, t) = v_{\text{max}} e^{j\omega t}$$

la pression et la vitesse auront pour expression :

$$\left. \begin{aligned} p(x, t) &= \rho_0 c v_{\text{max}} e^{j\omega(t - x/c)} \\ v(x, t) &= v_{\text{max}} e^{j\omega(t - x/c)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{E 15})$$

Il est usuel de noter la quantité $(\omega/c) = k$.

k est appelé nombre d'onde. Il représente, en radians par mètre, la rotation de phase de l'onde par unité de longueur.

Les équations précédentes s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} p(x, t) &= \rho_0 c v_{\text{max}} e^{j(\omega t - kx)} \\ v(x, t) &= v_{\text{max}} e^{j(\omega t - kx)} \end{aligned} \right\} \quad (\text{E 16})$$

PREMIER EXEMPLE :

Considérons le cas de la figure 6. Le piston vibre à la fréquence de 100 Hz, l'amplitude maximale u_{max} du mouvement étant de 1 micron. Sa vitesse maximale, ainsi que celle des particules d'air est

$$\begin{aligned} v_{\text{max}} &= \omega \cdot u_{\text{max}} \\ &= 2\pi \cdot 10^{-4} \text{ m/s} \end{aligned}$$

La valeur efficace de la pression acoustique rayonnée est

$$\begin{aligned} P_{\text{eff}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \rho_0 c v_{\text{max}} \\ &= 0,18 \text{ Pa} \end{aligned}$$

L'intensité transmise est

$$I = 8 \cdot 10^{-5} \text{ W/m}^2$$

La densité d'énergie, dans le cylindre, est

$$D = 2,35 \cdot 10^{-7} \text{ J/m}^3$$

DEUXIÈME EXEMPLE :

On admet que le seuil de perception standard de l'oreille est 0 dB à $f = 2000$ Hz

soit

$$P_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$$

Dans une onde plane, la vitesse particulière associée, pour une onde harmonique, vaut

$$\begin{aligned} v_{\text{max}} &= \frac{\sqrt{2}}{\rho_0 c} P_{\text{eff}} \\ &= 70 \cdot 10^{-9} \text{ m/s} \end{aligned}$$

le déplacement des particules est alors

$$u_{\max} = \frac{v_{\max}}{2\pi f}$$

$$= 5.5 \cdot 10^{-12} \text{ m}$$

c) Ondes sphériques

Comme il a été dit au § II.1.b.2, les ondes sphériques sont telles que les surfaces d'ondes soient des sphères.

Les ondes sphériques les plus simples sont engendrées par une sphère de rayon a qui se dilate et se contracte.

On montre que les solutions sont de la forme :

$$p(r, t) = \frac{1}{r} f(r - ct) \pm \frac{1}{r} g(r + ct) \quad (\text{E 17})$$

$\frac{1}{r} f(r - ct)$ représente une onde qui s'éloigne du centre de la sphère tandis que

$\frac{1}{r} g(r + ct)$ représente une onde qui focalise au centre. Si le milieu est infini, seul le premier type d'onde se présente.

Remarques :

- 1 - Contrairement au cas de l'onde plane, l'amplitude de l'onde sphérique décroît lorsque l'on s'éloigne du centre.
- 2 - L'onde n'est pas définie pour $r = 0$.

Si l'on souhaite connaître la pression acoustique sur une onde sphérique, on est amené à écrire les conditions aux limites sur la surface de la sphère à $r = a$.

Supposons que tous les points de la surface de la sphère soient animés d'une vitesse $V(t)$.

L'équation fondamentale de la dynamique à la surface de la sphère s'écrit :

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial r} \quad (\text{E 18})$$

Si $p(r, t)$ présente la solution de l'équation de propagation

$$p(r, t) = \frac{1}{r} P(r - ct)$$

On détermine $P(r - ct)$ en écrivant l'équation E 18 en fonction de $P(r - ct)$ et $V(t)$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{P}{r^2} = - \rho_0 \frac{dV(t)}{dt}$$

Si a est petit devant la longueur d'onde on montre que $\frac{\partial P}{\partial r}$ est négligeable devant $\frac{P}{r}$

et que

$$P \approx \rho_0 a^2 \frac{dV}{dt}$$

$$p \approx \rho_0 \frac{a^2}{r} V' \left(t - \frac{r}{c} \right)$$

Dans ce dernier cas, la source est appelée source élémentaire, ou monopole.

Cas d'un son pur

Si la vibration de la sphère élémentaire est sinusoïdale et s'écrit :

$$V(t) = V_{\omega} e^{j\omega t}$$

la pression acoustique p s'écrit : $p(r, t) = jk\rho_0 c \frac{a^2}{r} V_{\omega} e^{j\omega(t-r/c)}$ avec $k = \omega/c$

la vitesse particulaire v_r : $v(r, t) = V_{\omega} \frac{a^2}{r} \left(\frac{1}{r} + jk \right) e^{j\omega(t-r/c)}$

l'intensité acoustique moyenne radiale : $I_r = \rho_0 c \left(\frac{ka^2}{r} \right)^2 V_{\omega, \text{eff}}^2$

la puissance acoustique W : $W = 4\pi r^2 I_r = \rho_0 c 4\pi a^2 (ka)^2 V_{\omega, \text{eff}}^2$

Remarques :

1° L'expression de la vitesse comporte 2 termes. Le premier en $1/r^2$ est négligeable lorsque r devient grand. Dans ces conditions on trouve que v est proportionnelle à p , comme pour l'onde plane avec :

$$p(r, t) = Z v(r, t)$$

$$Z = \rho_0 c$$

2° La puissance acoustique rayonnée par la sphère, dépend du facteur $(ka)^2$, ce qui traduit que l'on aura d'autant plus de mal à émettre une puissance donnée, que la longueur d'onde sera grande comparée au rayon de la sphère.

3° La pression efficace s'exprime simplement en fonction de la puissance acoustique

$$p_{\text{eff}}^2 = \rho_0 c \frac{W}{4\pi r^2} \quad (\text{E 19})$$

Lorsque le rayon de la sphère est comparable à la longueur d'onde, ou que la source d'ondes sphériques n'est pas une sphère pulsante, les solutions sont plus complexes et parfois inexprimables analytiquement.

Néanmoins, on définira dans le cas général une relation du type de E 19 pour une source d'ondes sphériques quelconque telle que

$$p_{\text{eff}}^2 = \frac{W \rho_0 c}{4\pi r^2} Q$$

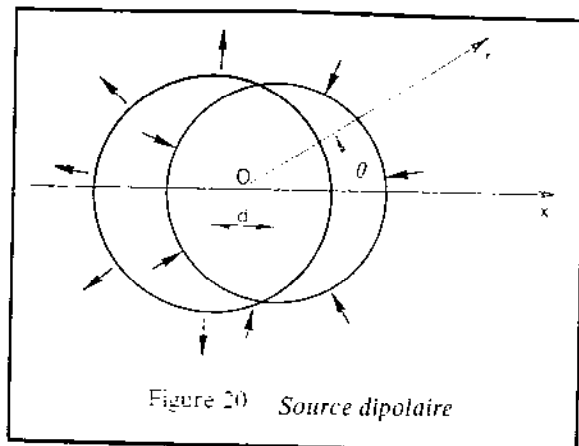
où Q désigne le facteur de directivité de source défini par l'égalité E 3.

d) Dipôle

Considérons maintenant deux sphères élémentaires situées à une distance d petite devant la longueur d'onde et qui vibrent à la vitesse

$$V(t) = V(\omega) e^{j\omega t}$$

en opposition de phase. Une telle combinaison est appelée une source dipolaire (fig. 20).



Si θ désigne l'angle polaire par rapport à l'axe passant par le centre des deux sphères, on peut démontrer que

$$I_r = \rho_0 c (ka)^4 \left(\frac{d}{r}\right)^2 v_{\omega \text{ eff}}^2 \cos^2 \theta$$

$$W = \rho_0 c \frac{4\pi d^2}{3} (ka)^4 v_{\omega \text{ eff}}^2$$

où I_r est l'intensité acoustique dans la direction θ , suivant le rayon r , et W la puissance acoustique totale dissipée par la source dipolaire.

À une distance telle que kr soit grand devant 1, la pression acoustique efficace s'exprime par

$$p_{\text{eff}}^2 = \rho_0 c \frac{W}{4\pi r^2} \cdot 3 \cos^2 \theta$$

On retrouve l'expression de la pression efficace d'un monopole, affectée du terme de directivité $3 \cdot \cos^2 \theta$.

Certains solides animés d'un mouvement alternatif, tels qu'une membrane de haut-parleur non bafflé, une roue de train, peuvent être assimilés à un dipôle acoustique.

L'intensité acoustique est maximale pour $\theta = 0^\circ$

L'indice de directivité correspondant est donc :

$$G = 10 \log \frac{I_{r \text{ max}}}{W 4\pi r^2} = 10 \log 3 \\ = 5 \text{ dB}$$

e) Absorption du son

Nous venons de voir qu'en l'absence de toute dégradation de l'énergie acoustique dans le milieu où se propagent des ondes sonores, l'intensité d'une onde plane reste constante tandis que celle d'une onde sphérique décroît comme $1/r^2$.

En fait, la propagation du son est toujours accompagnée d'une dissipation d'énergie sous forme d'un dégagement de chaleur. Pour l'air, cette dissipation est liée aux phénomènes de viscosité, conduction calorifique, relaxation des molécules.

Pour des ondes planes ou sphériques la perte d'intensité acoustique liée à ces différents phénomènes est proportionnelle à l'intensité acoustique régnant au point considéré. Il en résulte que l'intensité est réduite, au cours de la propagation des ondes, d'une manière exponentielle :

$$I(x) = I(x_0) e^{-2\alpha(x-x_0)} \quad \text{pour une onde plane}$$

$$I(r) = I(r_0) \times \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 e^{-2\alpha(r-r_0)} \quad \text{pour une onde sphérique}$$

α , dénommée constante d'atténuation du milieu, s'exprime en népers/mètre, le néper étant une unité valant 8,7 dB environ.

NOTE : En tenant compte de l'absorption, la représentation imaginaire de la pression se propageant suivant une onde plane est :

$$p(x, t) = A e^{j(\omega t - \gamma x)}$$

avec $\gamma = \alpha + jk$

γ est dénommée constante de propagation.

k est le nombre d'onde vu précédemment.

En prenant les logarithmes décimaux des deux membres des égalités précédentes, après avoir divisé ceux-ci par l'intensité de référence I_0 , on trouve :

$$L(x) = L(x_0) - a(x - x_0) \quad \text{pour une onde plane}$$

$$L(r) = L(r_0) - 20 \log \frac{r}{r_0} - a(r - r_0) \quad \text{pour une onde sphérique}$$

L étant le niveau de pression ou d'intensité.

a représente le nombre de décibels perdus par mètre parcouru, à cause des pertes d'énergie dans le milieu.

a (en décibels/mètre) = $8,7 \alpha$ (en népers/mètre).

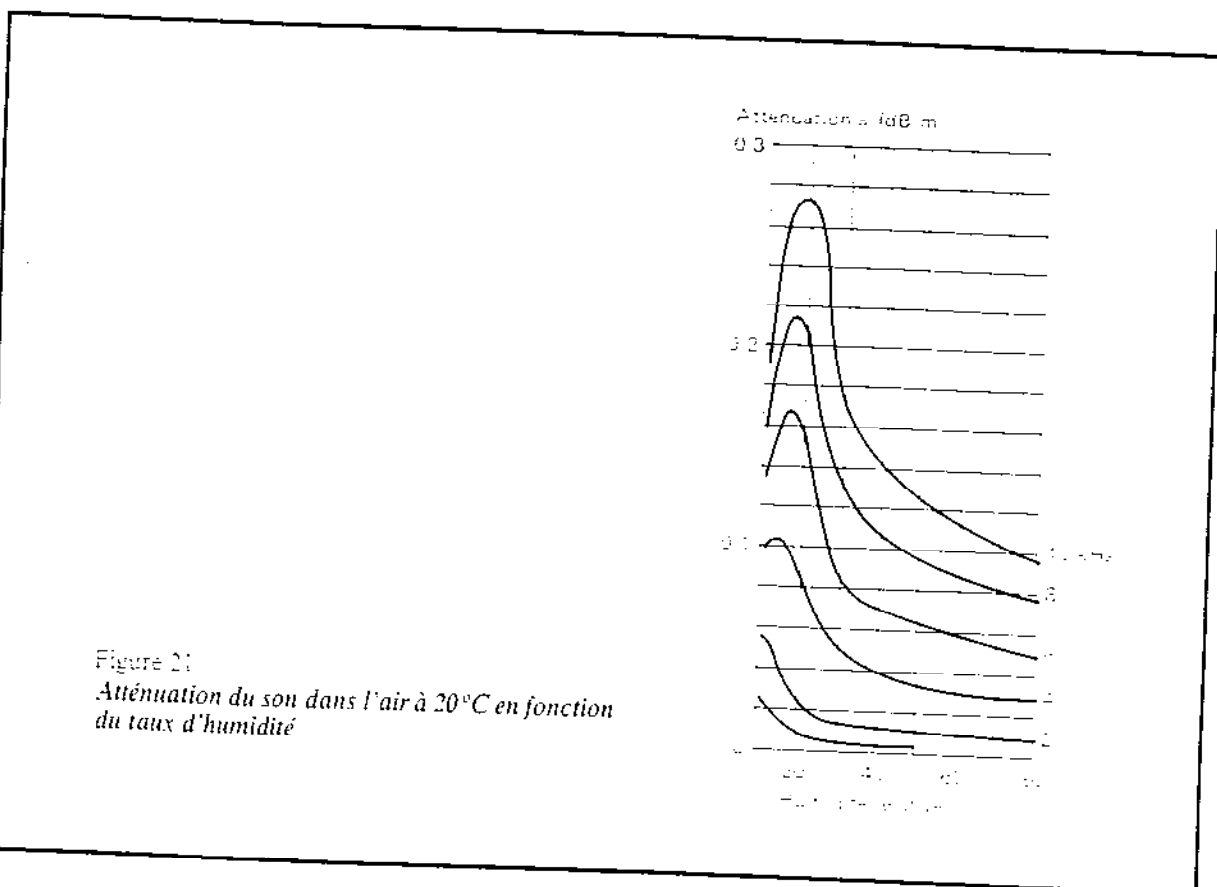
Divers théoriciens et expérimentateurs ont mis en évidence que la constante d'atténuation du son par l'air dépend :

- de la fréquence des sons considérés.
- du taux d'humidité relative.
- de la température.

Les sons de fréquence aiguë sont mieux absorbés que les sons de fréquence basse. Ceci explique que plus on s'éloigne d'une source de bruit (avion, orchestre en plein air...) plus le bruit perçu paraît grave.

A une température donnée, il existe un taux d'humidité relative pour lequel l'absorption passe par un maximum lequel est particulièrement accentué aux fréquences aiguës.

Ce taux d'humidité est faible, il correspond à un air très sec. La figure 21 indique l'atténuation a (en dB/m) dans le cas d'une température de 20°C et pour des fréquences comprises entre 1 000 et 10 000 Hz. Pour des températures comprises entre 15°C et 25°C , a croît d'environ 4 % par degré d'élévation de température.



La connaissance de l'atténuation du son par l'air a beaucoup d'importance pour la prévision du bruit des aéronefs, au sol. L'organisation internationale de normalisation (ISO) recommande (recommandation R 507) les valeurs d'atténuation reproduites dans le tableau suivant :

ATTÉNUATION DU SON DANS L'AIR

Fréquence (Hz)	Température (°C)	Atténuation (dB/100 m) Taux d'humidité relative (%)								
		20	30	40	50	60	70	80	90	100
500	- 10	0,75	0,56	0,41	0,32	0,26	0,22	0,20	0,18	0,17
	- 5	0,62	0,40	0,29	0,23	0,20	0,18	0,17	0,16	0,16
	0	0,44	0,28	0,22	0,19	0,18	0,17	0,16	0,16	0,15
	5	0,34	0,24	0,21	0,19	0,18	0,17	0,16	0,15	0,15
	10	0,27	0,22	0,20	0,18	0,17	0,16	0,15	0,15	0,14
	15	0,25	0,22	0,19	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14	0,14
	20	0,25	0,21	0,19	0,18	0,16	0,16	0,15	0,14	0,14
	25	0,24	0,21	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14	0,14	0,13
	30	0,23	0,20	0,18	0,17	0,16	0,15	0,14	0,13	0,13
1 000	- 10	1,38	1,53	1,35	1,07	0,88	0,75	0,65	0,57	0,51
	- 5	1,70	1,34	0,97	0,77	0,63	0,53	0,47	0,42	0,39
	0	1,48	0,96	0,69	0,55	0,47	0,42	0,39	0,38	0,36
	5	1,14	0,73	0,55	0,47	0,43	0,40	0,39	0,37	0,36
	10	0,88	0,59	0,48	0,45	0,42	0,40	0,38	0,36	0,35
	15	0,70	0,52	0,47	0,44	0,41	0,38	0,37	0,35	0,34
	20	0,61	0,51	0,46	0,42	0,40	0,38	0,36	0,34	0,33
	25	0,58	0,50	0,45	0,41	0,39	0,37	0,35	0,34	0,32
	30	0,57	0,49	0,44	0,41	0,38	0,36	0,35	0,33	0,32
2 000	- 10	1,73	2,61	3,05	3,07	2,88	2,55	2,22	1,95	1,75
	- 5	2,92	3,44	3,20	2,65	2,16	1,85	1,60	1,40	1,26
	0	3,81	3,23	2,38	1,89	1,55	1,32	1,15	1,03	0,94
	5	3,80	2,52	1,86	1,47	1,22	1,06	0,97	0,91	0,88
	10	3,02	1,96	1,45	1,17	1,04	0,97	0,93	0,89	0,86
	15	2,41	1,55	1,21	1,07	1,00	0,95	0,91	0,87	0,84
	20	1,86	1,29	1,13	1,04	0,98	0,92	0,88	0,84	0,81
	25	1,56	1,23	1,12	1,03	0,96	0,91	0,87	0,84	0,81
	30	1,39	1,21	1,09	1,00	0,94	0,89	0,85	0,82	0,79
4 000	- 10	2,31	3,36	4,47	5,53	6,10	6,28	6,25	6,06	5,71
	- 5	3,75	5,63	6,80	6,98	6,70	6,08	5,37	4,72	4,22
	0	6,20	7,70	7,41	6,34	5,22	4,45	3,90	3,43	3,08
	5	8,35	8,00	6,25	4,93	4,10	3,47	3,04	2,70	2,45
	10	9,10	6,58	4,90	3,85	3,21	2,76	2,46	2,28	2,16
	15	8,07	5,28	3,88	3,11	2,65	2,42	2,27	2,18	2,11
	20	6,30	4,12	3,12	2,65	2,44	2,31	2,22	2,14	2,06
	25	5,09	3,40	2,79	2,56	2,41	2,29	2,19	2,10	2,02
	30	4,19	3,06	2,72	2,53	2,38	2,25	2,15	2,07	2,01
5 940	- 10	2,90	4,11	5,32	6,60	7,89	8,82	9,32	9,48	9,46
	- 5	4,51	6,54	8,71	10,09	10,53	10,44	10,01	9,29	8,48
	0	7,21	10,54	11,62	11,34	10,24	8,90	7,71	6,84	6,19
	5	10,98	12,79	11,86	9,81	8,07	6,95	6,05	5,35	4,84
	10	13,94	12,71	9,65	7,73	6,38	5,47	4,80	4,30	3,95
	15	14,72	10,44	7,81	6,18	5,18	4,50	4,05	3,79	3,60
	20	12,58	8,27	6,15	4,97	4,31	3,97	3,77	3,63	3,52
	25	10,26	6,76	5,17	4,44	4,09	3,90	3,74	3,61	3,49
	30	8,26	5,60	4,64	4,28	4,04	3,85	3,69	3,54	3,42

L'affaiblissement linéique est en réalité la somme de deux termes :

$$a = a_m + a_c$$

a_c résulte de l'absorption dite classique : effet de viscosité et conduction calorifique

a_m résulte de l'absorption moléculaire dont plus particulièrement la résonance mécanique de la molécule d'oxygène en présence de tension de vapeur d'eau.

Le calcul de l'absorption classique se fait par la formule de Sivian.

$$a_c = 4,34 \times 10^{-12} (33 + 0,2 t) f^2 \text{ en dB m}$$

t étant la température en degrés C

f étant la fréquence en Hz.

Le calcul de l'absorption moléculaire se fait en deux temps :

— Calcul de la fréquence de relaxation f_{\max} pour une teneur de l'air en vapeur d'eau donnée, d'après Monk :

$$f_{\max} = 175 h' + 6140 h' \frac{1,12 + h'}{10,4 + h'}$$

$$h' = 10^3 h$$

h étant la fraction moléculaire de vapeur d'eau dans l'air.

— On calcule alors l'absorption moléculaire, d'après Kneser :

$$a = 4,34 \frac{(0,81 + 0,022 t) 10^{-5} f_{\max}}{1 + \left(\frac{f_{\max}}{f} \right)^2}$$

f étant la fréquence considérée en Hz.

Des différences sont constatées dans la réalité aux fréquences audibles par rapport à ce résultat. Elles sont dues à des phénomènes de résonance secondaires, en particulier de la molécule d'azote et de celle d'hydrogène.

3. Propagation dans les plaques et les barres

Les équations de propagation des ondes libres quasi longitudinales ou transversales, ou de torsion, sont du deuxième ordre. Si c désigne leur célérité, le déplacement u en un point quelconque dans une direction sera la solution de l'équation :

$$\Delta^2 u - 1/c^2 \ddot{u} = 0$$

Δ^2 est l'opérateur Laplacien défini aux § II.2.d.2 (§ a).

En flexion, par contre, l'équation régissant, pour une paroi simple, le déplacement w perpendiculaire au plan de la plaque, ou à la poutre, sous l'action d'une force F , est du quatrième ordre :

$$B \Delta (\Delta w) + m \ddot{w} = F$$

avec les notations du chapitre II.1.c.

Nous verrons plus loin à quoi correspond cet ordre plus élevé que celui de l'équation des ondes acoustiques.

II.2.b. PROPAGATION DANS LES CONDUITS

1. Mode fondamental et modes supérieurs

La résolution de l'équation fondamentale du son à l'intérieur d'un conduit cylindrique infini rigide montre qu'il existe une fréquence f_c appelée fréquence de coupure au-dessous de laquelle la seule direction de propagation du son autorisée est suivant l'axe. Ce mode de propagation est appelé mode fondamental, ou mode plan, car l'onde qui se propage à l'intérieur du conduit a les propriétés d'une onde plane. Pour un conduit aux parois rigides, la fréquence de coupure ne dépend que de la géométrie de la section du conduit.

Pour un conduit de section rectangulaire et de côtés a et b , avec $a > b$:

$$f_c = \frac{c}{2a}$$

Pour un conduit de section circulaire de diamètre D

$$f_c = 0.586 \frac{c}{D}$$

Par exemple pour la série usuelle des conduits spiralés agrafés employés en VMC, on trouvera les fréquences de coupures suivantes :

Diamètre D (m)	0.250	0.315	0.400	0.500	0.630
f_c (Hz)	809	642	505	404	321

Au-delà de cette fréquence, les ondes peuvent suivre des parcours obliques, et donner naissance à des modes supérieurs. La pression acoustique n'est plus constante dans la section du conduit. La longueur d'onde apparente suivant la direction longitudinale du conduit n'est plus celle du son à la fréquence considérée. Elle dépend à la fois de cette fréquence et du mode supérieur concerné. La figure 22 montre le diagramme des phases des premiers modes supérieurs, dans des conduits de sections rectangulaire et circulaire.

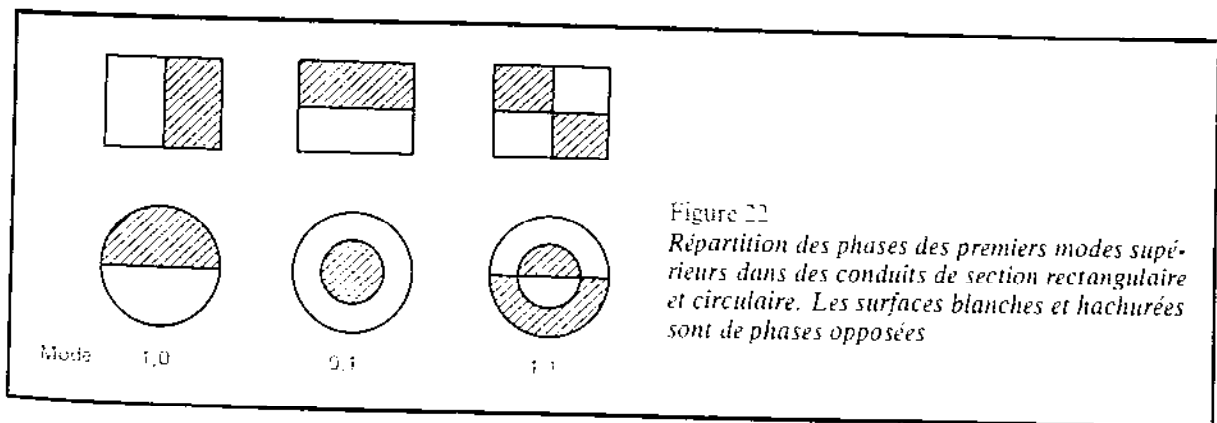


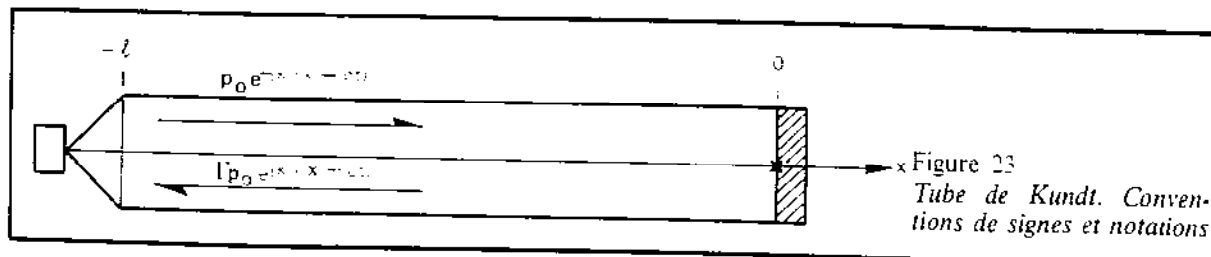
Figure 22
Répartition des phases des premiers modes supérieurs dans des conduits de section rectangulaire et circulaire. Les surfaces blanches et hachurées sont de phases opposées

Au-delà de la fréquence de coupure d'un conduit, il faut se garder de tirer des conclusions sur le bruit qui le parcourt, à partir de la mesure de la pression acoustique en un point d'une section. Il est alors nécessaire d'effectuer des moyennes en plusieurs points de la section.

Dans tout ce qui suit, on se place en-dessous de la fréquence de coupure où seul le mode fondamental est autorisé.

2. Ondes stationnaires - Tube de Kundt

Considérons un conduit excité par un haut-parleur, à une extrémité, et terminé par une singularité (obstacle, absorbant, changement de section) à l'autre extrémité. Les conventions de signes et notations seront celles de la figure 23.



A une pulsation ω donnée, l'ensemble des ondes acoustiques progressant dans le sens des x positifs peut être noté :

$$p_0 e^{-j(kx - \omega t)}$$

où k est le nombre d'onde,

l'ensemble des ondes progressant en sens inverse sera noté :

$$\Gamma p_0 e^{j(kx + \omega t)}$$

où Γ est le facteur de réflexion de l'extrémité, à la pulsation considérée. C'est un nombre complexe.

La pression acoustique dans le tube sera la somme des deux types d'ondes :

$$p(x, t) = p_0 (e^{-j(kx - \omega t)} + \Gamma e^{j(kx + \omega t)}) \quad (E 20)$$

la vitesse correspondante est :

$$v(x, t) = \frac{p_0}{\rho_0 c} (e^{-j(kx - \omega t)} - \Gamma e^{j(kx + \omega t)}) \quad (E 21)$$

La pression quadratique moyenne dans le conduit aura pour expression :

$$p_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2} p \cdot p^*$$

$$p_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2} p_0^2 [1 + |\Gamma|^2 + 2 \Re_e (\Gamma e^{2jkx})]$$

où \Re_e désigne la partie réelle du nombre complexe entre parenthèses.

Si Γ s'écrit $\Gamma = |\Gamma| e^{j\theta}$

$$p_{\text{eff}}^2 = \frac{1}{2} p_0^2 [1 + |\Gamma|^2 + 2 |\Gamma| \cos(2kx + \theta)] \quad (E 22)$$

Le carré de la pression acoustique efficace n'est donc pas constant suivant l'axe ox . Ses oscillations sont sinusoïdales, de longueur d'onde

$$\lambda = \frac{\pi}{k} = \frac{c}{2f}$$

comme cela est représenté sur la figure 24.

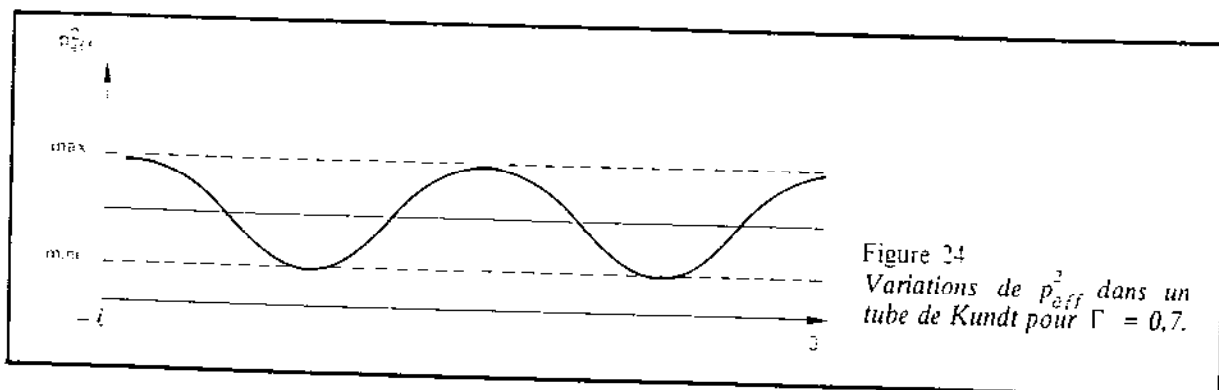


Figure 24
Variations de p_{eff}^2 dans un tube de Kundt pour $\Gamma = 0,7$.

L'égalité E 22 montre qu'il faut, dans le cas général, mesurer $p_{eff}(x)$ en trois points pour pouvoir déterminer les trois inconnues

$$p_0^2, |\Gamma|, \theta$$

Cette méthode est utilisée pour mesurer les propriétés de matériaux absorbants, sous le nom de méthode du tube de Kundt.

Elle consiste à placer, à l'extrémité du tube, un échantillon du matériau à tester et de déterminer la valeur de Γ à différentes fréquences. Il est commode de procéder comme suit pour déterminer le module et la phase de Γ .

1° On mesure le rapport entre un maximum et un minimum de p_{eff} on en tire Γ par la formule

$$\frac{p_{eff \max}}{p_{eff \min}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}$$

Cette quantité est appelée taux d'onde stationnaire.

2° On mesure la distance d du premier minimum à l'échantillon. On tire θ de la formule :

$$\theta = \pi - 2kd$$

Il est fréquent que l'on exprime les caractéristiques d'un matériau absorbant en fonction du paramètre :

$$\alpha = 1 - |\Gamma|^2$$

appelé facteur d'absorption sous incidence normale. Il est alors seulement nécessaire de mesurer le taux d'onde stationnaire, afin de connaître $|\Gamma|$.

3. Notion d'impédance

Pour le mode fondamental, l'impédance acoustique d'un conduit cylindrique de longueur indéfinie est la même que celle de l'air, c'est-à-dire $Z_0 = \rho_0 c$. On dit que c'est l'impédance caractéristique du conduit.

Par contre, si à l'origine des abscisses se trouve un obstacle de facteur de réflexion Γ , l'impédance au point d'abscisse x est :

$$Z(x) = Z_0 \frac{e^{-jkx} + \Gamma e^{jkx}}{e^{-jkx} - \Gamma e^{jkx}}$$

En $x = 0$, l'impédance est celle de l'extrémité Z , c'est-à-dire :

$$Z(0) = Z_0 \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (E 23)$$

la connaissance de Γ permet la connaissance de Z .

On peut calculer l'impédance en un point quelconque en fonction de l'impédance de l'extrémité :

$$\frac{Z(x)}{\rho_0 c} = \frac{Z/\rho_0 c + j \operatorname{tg} kx}{1 + j Z/\rho_0 c \operatorname{tg} kx} \quad (E 24)$$

Cette formule montre que si $Z = \rho_0 c$

quel que soit x $Z_x = \rho_0 c$

Dans ce cas $\Gamma = 0$ ce qui veut dire qu'il n'y a pas de réflexion à l'extrémité du conduit.

4. Puissance dissipée - Résonances

Si l'on suppose que le haut-parleur est situé en $x = -l$, et qu'il impose $v(t)$ dans cette section avec une certaine vitesse v_0 , la puissance acoustique qu'il délivre s'écrit :

$$W = \frac{1}{2} \Re_e [p(-l) v(-l)^*] S$$

où S est l'aire de la section droite du conduit.

En remplaçant p par son expression en fonction de v , la puissance acoustique s'écrit :

$$W = \Re_e [Z(-l)] \cdot v_{\text{eff}}^2 S$$

On appelle fréquences de résonance les fréquences pour lesquelles W passe par un maximum, donc les fréquences pour lesquelles $\Re_e [Z(-l)]$ est maximal.

Une application directe de ce résultat est la recherche des fréquences de résonance d'un conduit ayant une extrémité libre, débouchant dans un demi-espace infini.

A condition que la longueur d'onde soit grande vis-à-vis du rayon r de la section du conduit, on connaît une expression de l'impédance d'extrémité. La lame d'air qui vibre à l'extrémité du conduit peut être assimilée à un piston dans un baffle plan.

Son impédance s'écrit :

$$Z = \rho_0 c \left[\frac{(kr)^2}{2} - j \frac{8kr}{3\pi} \right]$$

On peut alors calculer $Z(-l)$ par l'égalité E 24, puis les maximums de $\Re_e [Z(-l)]$.

On trouve une suite de fréquences de résonance f_n telle que

$$f_n = \frac{nc}{2 \left(l + \frac{8r}{3\pi} \right)} \quad (\text{E 25})$$

n étant un nombre entier.

Les résonances ont lieu en demi-longueur d'onde en considérant la longueur l du conduit augmentée d'une quantité $8r/3\pi$ qui est la correction d'extrémité.

5. Analogie électrique

Un nombre important de problèmes de propagation du son dans les conduits peut être résolu par une analogie électrique. La pression acoustique $p(x)$ est l'analogue d'une tension électrique, et le produit de la vitesse acoustique par la section du conduit S est l'analogue d'un courant $i(x) = v(x) \cdot S$ est homogène à un débit].

On définit alors l'impédance analogique :

$$z = \frac{p(x)}{v(x) \cdot S}$$

qui, dans le cas d'un conduit infini, s'écrit $z = \frac{\rho_0 c}{S}$

Un générateur de pression (une sphère pulsante ou un monopole acoustique par exemple) peut être représenté par la figure 25.

Un générateur de vitesse (un haut-parleur, ou un dipôle acoustique) peut être représenté par la figure 26.

1. Ceci est un schéma simplifié du haut-parleur qui en réalité présente lui-même une impédance interne.

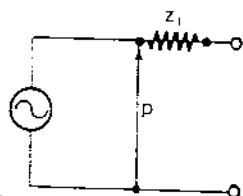


Figure 25
Générateur de pression acoustique.
Analogie électrique

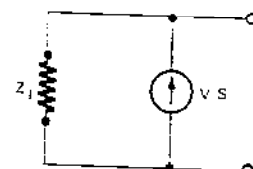


Figure 26
Générateur de vitesse acoustique.
Analogie électrique

6. Singularités

a) Changement de section du conduit

Une solution simple au problème consiste à écrire, de part et d'autre de la singularité, l'égalité des débits volumiques et l'égalité des pressions.

soient

p_i, v_i les grandeurs acoustiques incidentes

p_r, v_r les grandeurs acoustiques réfléchies

p_t, v_t les grandeurs acoustiques transmises.

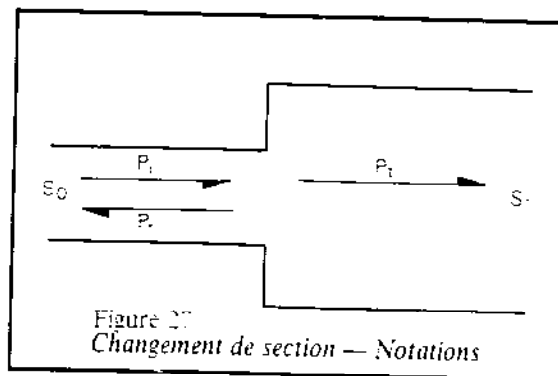


Figure 27
Changement de section — Notations

S_1 et S_2 étant l'aire des sections amont et aval (figure 27) on peut écrire les cinq relations suivantes :

$$p_i + p_r = p_t$$

$$v_i S_0 - v_r S_0 = v_t S_1$$

$$\frac{p_i}{v_i} = -\frac{p_r}{v_r} = \frac{p_t}{v_t} = \rho_0 c$$

et en tirer les quantités

$$\Gamma = \frac{p_r}{p_i} = \frac{1 - m}{1 + m}$$

$$Z = \frac{\rho_0 c}{m}$$

$$m = S_1 / S_0$$

Le rapport entre la puissance transmise et la puissance incidente, que l'on appelle facteur de transmission τ s'écrit :

$$\tau = 1 - |\Gamma|^2 = \frac{4m}{(1+m)^2}$$

Cette définition suppose que le conduit aval est infini ou possède une terminaison anéchoïque. l'affaiblissement de transmission RT est défini par :

$$RT = 10 \log \frac{1}{\tau} \text{ dB} \quad (\text{E } 26)$$

Dans le cas présent il s'écrit :

$$RT = 10 \log \frac{(1 - m)^2}{4m} \text{ dB}$$

EXEMPLE :

Si dans une installation de ventilation, on passe brutalement du diamètre nominal 0.315 m au diamètre nominal 0.250, quel est l'affaiblissement de transmission ?

$$m = \left(\frac{0.250}{0.315} \right)^2 = 0.63$$

$$RT = 10 \log \frac{(1 - 0.63)^2}{4 \times 0.63} = 0,2 \text{ dB}$$

Remarque : Ce calcul est en bon accord avec l'expérience lorsque la longueur d'onde est grand devant le diamètre du conduit, mais devient inexact au voisinage de la fréquence de coupure.

Dans le cas où le conduit aval n'est pas infini et présente une impédance acoustique terminale Z_T on procède comme suit :

1° On calcule l'impédance acoustique Z_T ramenée au droit de la singularité à l'aide de la formule E 24.

2° On effectue le calcul analogue en supposant que l'élément de conduit amont se termine par l'impédance analogique :

$$z = \frac{Z_T}{S_1}$$

b) Embranchements

La figure 28 donne le schéma et les notations utilisées.

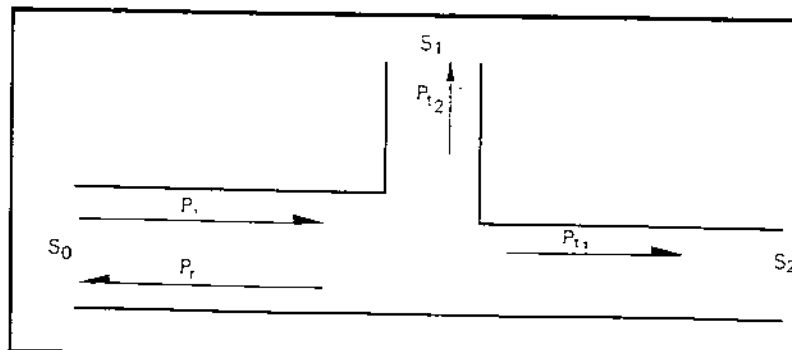


Figure 28
Embranchement de conduits —
Notations

La résolution est obtenue en écrivant encore :

- l'égalité des pressions au point commun
- la conservation des débits.

Tous calculs faits, on obtient :

$$\Gamma = \frac{1 - (m_1 + m_2)}{1 + (m_1 + m_2)}$$

$$m_1 = \frac{S_1}{S_0} \quad m_2 = \frac{S_2}{S_0}$$

$$RT_1 = 10 \log \frac{(1 + m_1 + m_2)^2}{4m_1}$$

$$RT_2 = 10 \log \frac{(1 + m_1 - m_2)^2}{4m_2}$$

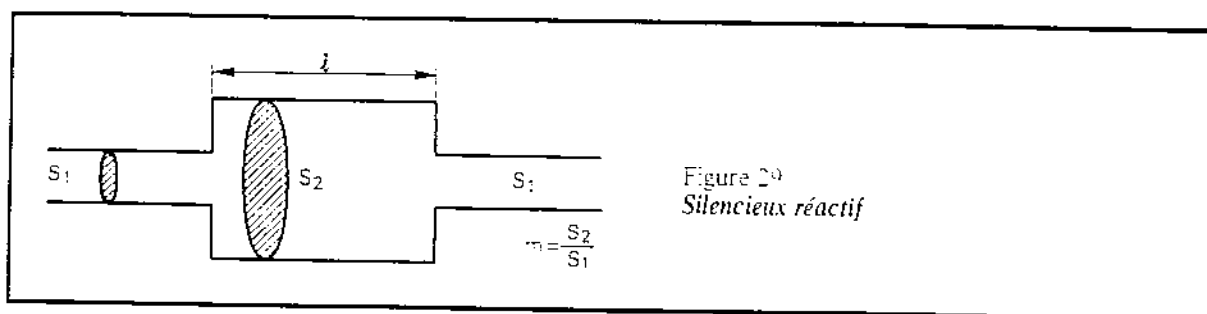
Dans le cas plus complexe où les conduits indicés (1) et (2) ne sont pas infinis, et présentent des impédances analogiques z_1 et z_2 au droit de la singularité, le schéma électrique équivalent est celui de deux impédances en parallèle.

L'impédance analogique équivalente est telle que :

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2}$$

c) Cas particulier du changement de section : le silencieux réactif

Au § a, nous avons vu qu'un changement de section provoque une réflexion partielle des ondes acoustiques. On utilise ce procédé assez couramment pour atténuer les bruits qui se propagent en conduit à l'aide de dispositifs tels que celui de la figure 29.



Ce dispositif est appelé silencieux réactif car il agit par désadaptation d'impédance, et réfléchit les sons par opposition à certains silencieux qui agissent par absorption du son.

On démontre, à l'aide d'un calcul analogue à celui du § a, que l'indice d'affaiblissement de transmission RT s'exprime par :

$$RT = 10 \log \left[1 + \frac{1}{4} \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \sin^2 k\ell \right] \quad (E 27)$$

ℓ étant la longueur de la section élargie
 m étant le rapport des aires des sections droites

$$m = \frac{S_2}{S_1}$$

k est le nombre d'onde $2\pi/\lambda$

La formule ci-dessus s'applique pour des sections de géométrie quelconque, mais à condition que la plus grande des dimensions latérales ne dépasse pas $0,8\lambda$, λ étant la longueur d'onde du son considéré.

La figure 30 donne RT en fonction de $k\ell$ pour différentes valeurs de m .

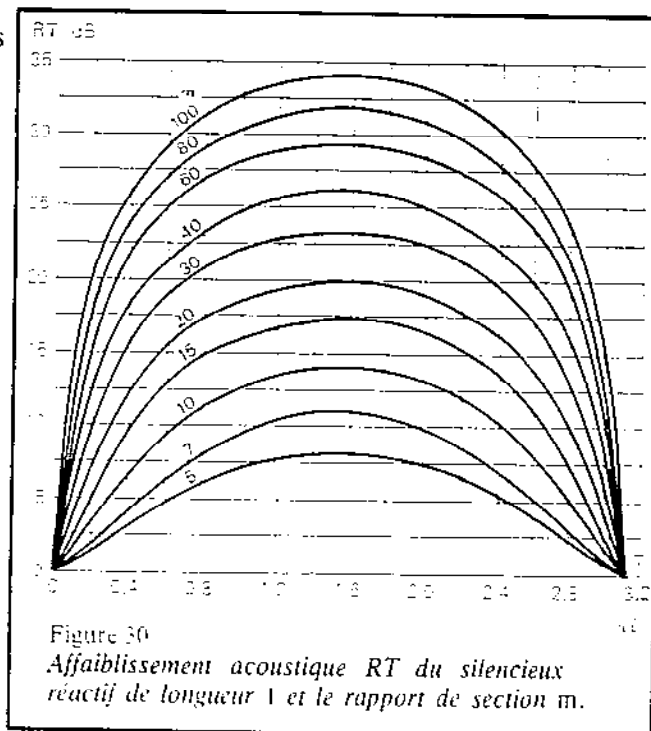


Figure 30
 Affaiblissement acoustique RT du silencieux réactif de longueur ℓ et le rapport de section m .

d) Le résonateur de Helmholtz

Toute cavité, reliée au milieu extérieur par un orifice, et excitée par des ondes acoustiques, constitue un résonateur de Helmholtz.

Soit V le volume de la cavité. Supposons, en outre, que l'orifice qui relie la cavité au milieu extérieur soit un conduit de section circulaire, de rayon a et de longueur l (fig. 31).

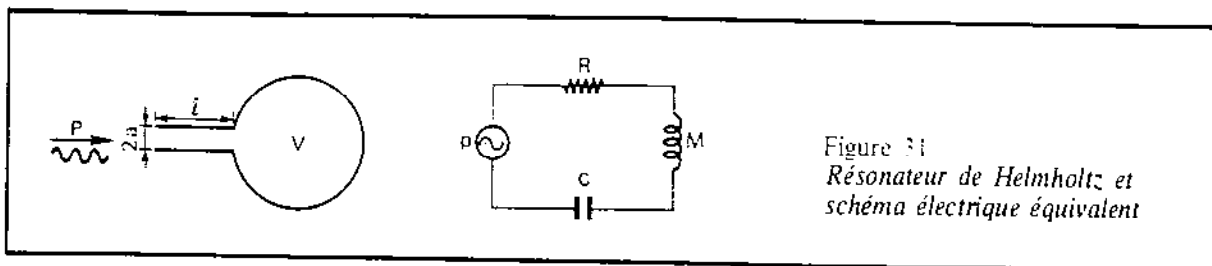


Figure 31
Résonateur de Helmholtz et
schéma électrique équivalent

Lorsqu'une onde acoustique excite l'embouchure de l'orifice, la masse d'air contenue dans le conduit se met en vibration, et comprime ou détend le volume d'air contenu dans la cavité.

L'équation du résonateur de Helmholtz s'obtient en écrivant l'équilibre entre la force due à la pression acoustique extérieure, les forces d'inertie de la masse d'air du conduit, les forces de frottement et de rayonnement de la masse d'air oscillante, et les forces dues aux variations de pression à l'intérieur de la cavité.

Il est commode de représenter le résonateur de Helmholtz par un schéma électrique équivalent.

A condition que les dimensions du col et de la cavité soient petites devant la longueur d'onde des sons considérés ($< \lambda/10$) et que les frottements de la masse d'air au col soient faibles (col court, pas de matériau à forte résistance à l'écoulement dans le col), on peut admettre les égalités suivantes :

$$R = \frac{\rho_0 c k^2}{2\pi}$$

$$M = \rho_0 \frac{\ell'}{S}$$

$$C = \frac{V}{\rho_0 c^2}$$

$$\text{où : } \ell' = \ell + \frac{16a}{3\pi}$$

$$S = \pi a^2$$

Lorsque le conduit aura une section différente de la section circulaire, on pourra néanmoins employer les formules ci-dessus à condition que le rapport entre la petite et la grande dimension de la section ne soit pas trop petit ($> 1/2$).

L'impédance analogique z s'écrit alors :

$$z = R + j \left(M\omega - \frac{1}{C\omega} \right) \quad (\text{E 28})$$

Pour une pression acoustique d'excitation donnée, le flux de vitesse au col sera maximal pour la fréquence f_r ,

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{MC}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{\ell'V}}$$

La fréquence f_r est appelée fréquence de résonance. A cette fréquence, la dissipation d'énergie acoustique sera maximale.

L'affaiblissement de transmission produit par un résonateur de Helmholtz placé en dérivation sur un conduit de section S_1 peut être calculé à partir de l'expression suivante pour une fréquence f :

$$RT = 10 \log \left[1 + \frac{1}{4 \beta^2 \left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f} \right)^2} \right]$$

où $\beta = \frac{S_1 c}{2 \pi f_r V}$

L'expression n'est pas définie pour $f = f_r$. A cette fréquence, seuls les frottements visqueux sur la paroi du col interviennent pour déterminer RT. On donne figure 32 un exemple de variation de RT en fonction de la fréquence.

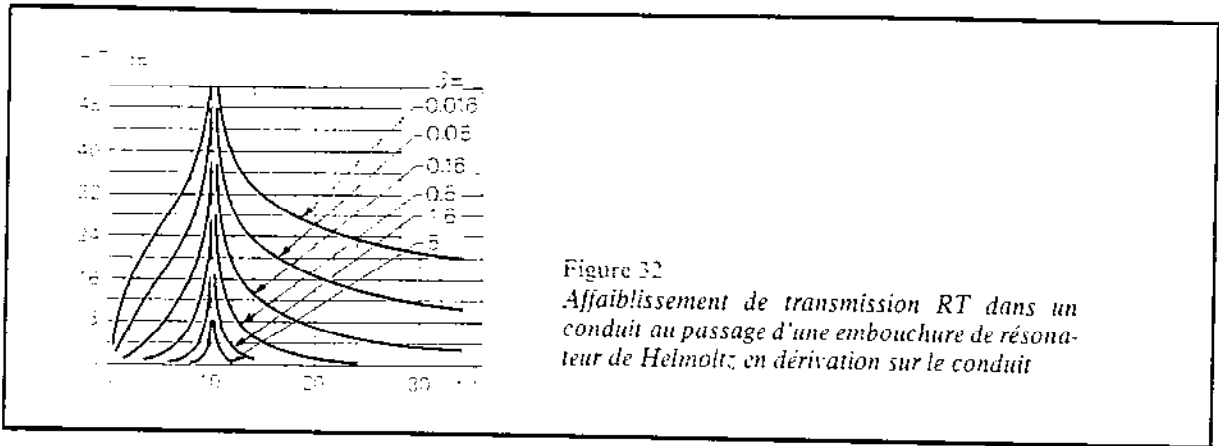


Figure 32
Affaiblissement de transmission RT dans un conduit au passage d'une embouchure de résonateur de Helmholtz, en dérivation sur le conduit

e) Réflexion à l'extrémité libre d'un conduit

Le débouché à l'air libre d'un conduit constitue une discontinuité qui provoque une réflexion partielle des ondes acoustiques.

La lame d'air située à l'extrémité du conduit peut être assimilée à un piston vibrant.

Connaissant l'impédance de rayonnement du piston on peut en déduire Γ puis l'affaiblissement de transmission RT.

Dans le cas d'un conduit de section S on donne figure 33 la valeur de RT en fonction de la fréquence. Les valeurs données ici restent valables à condition que la section ne présente pas de formes allongées (fentes par exemple).

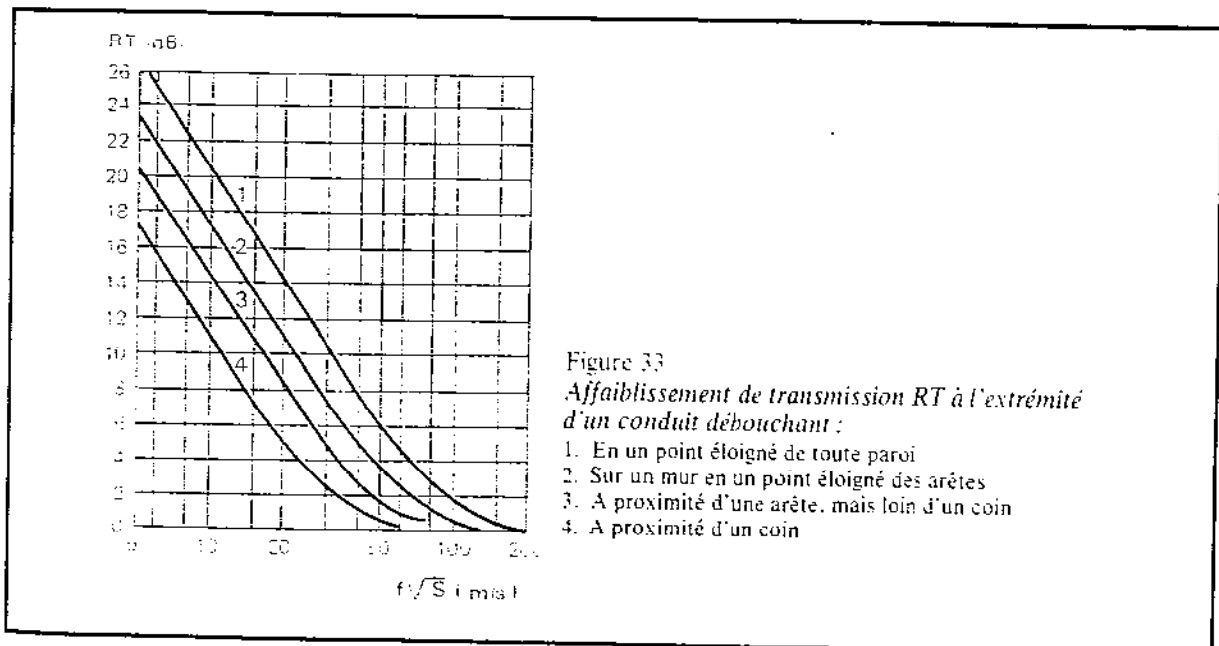


Figure 33
Affaiblissement de transmission RT à l'extrémité d'un conduit débouchant :

1. En un point éloigné de toute paroi
2. Sur un mur en un point éloigné des arêtes
3. A proximité d'une arête, mais loin d'un coin
4. A proximité d'un coin

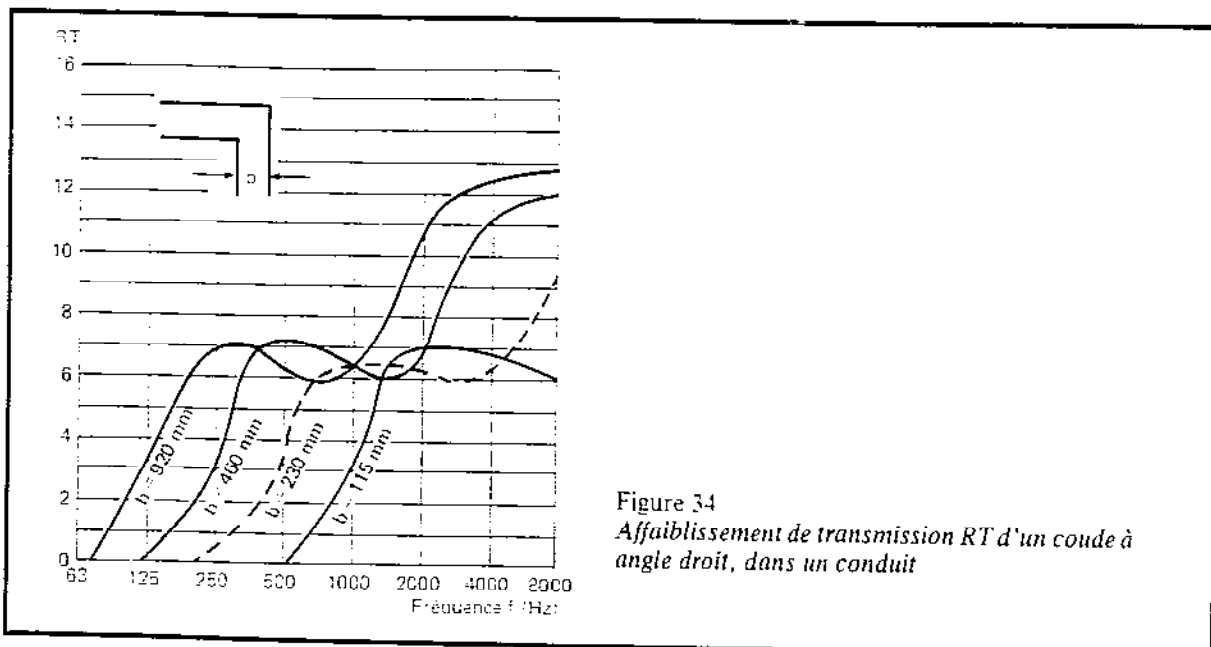
f) Réflexion au passage d'un coude

Il faut distinguer les coudes à angle droit qui peuvent conduire à des atténuations importantes et les coudes à rayon de courbure qui sont beaucoup moins efficaces sous cet aspect. Le calcul théorique est très difficile en-dessous de la fréquence de coupure, et pratiquement impossible au-dessus.

Brockmeyer propose des valeurs pour un coude à rayon de courbure (tableau suivant) et un coude à angle droit, d'un conduit de section rectangulaire figure 34.

Diamètre (mm)	Fréquence centrale de l'octave (Hz)						
	125	250	500	1 000	2 000	4 000	8 000
125- 250	0	0	0	0	1	2	3
250- 500	0	0	0	1	2	3	3
500-1 000	0	0	1	2	3	3	3
1 000-2 000	0	1	2	3	3	3	3

Affaiblissement de transmission par un conduit de section circulaire comportant un coude à rayon de courbure.



7. Conduits absorbants

Il est fréquent d'utiliser des conduits absorbants, ou de revêtir intérieurement des conduits par un absorbant afin d'atténuer la propagation des bruits dans les conduits.

L'absorbant est très efficace pour atténuer les ondes obliques qui frappent directement les parois à condition que le conduit soit suffisamment long.

Sabine a proposé une formule :

$$a = 1.05 \alpha_s^{1.4} \frac{P}{S} \text{ (dB m)}$$

- où a est l'affaiblissement linéique
- α_s le facteur d'absorption Sabine des parois
- P le périmètre interne du revêtement en (m)
- S la section du conduit libre d'absorbant en m².

Les conditions restrictives d'application sont :

- 1° Formule valable de 125 à 2000 Hz.
- 2° Les dimensions des conduits doivent être comprises entre 0,25 m et 0,5 m.
- 3° Le rapport des dimensions des conduits doit être compris entre 1 et 2.
- 4° L'impédance acoustique de la paroi doit être essentiellement réelle (les absorbeurs actifs du type tôle perforée, résonateurs, etc., ne peuvent être calculés à l'aide de cette formule).

Brüel a proposé la formule simplifiée suivante :

$$a = 8,7 \frac{1}{TOS} \left(\frac{1}{\zeta_x} + \frac{1}{\zeta_y} \right)$$

où TOS est le taux d'onde stationnaire obtenu dans la mesure du matériau des parois au tube de Kundt. Il est relié au facteur d'absorption sous incidence normale α_0 par la formule

$$\alpha_0 = \frac{4 TOS}{(1 + TOS)^2}$$

ζ_x et ζ_y sont les dimensions transversales du conduit.

Les conditions restrictives d'application sont :

- 1° ζ_x et ζ_y sont grandes devant l'épaisseur de l'absorbant
- 2° $\frac{2\pi\zeta}{TOS\lambda} < 0,5$

où λ est la longueur d'onde du son considéré
 ζ la plus grande des dimensions ζ_x ou ζ_y .

8. Chambres d'absorption

Lorsque l'on désire accroître l'affaiblissement aux basses fréquences, on peut insérer, dans un conduit, une chambre de volume important garnie de matériaux et panneaux absorbant à la fois toutes les fréquences.

L'affaiblissement par insertion est alors de l'ordre de

$$10 \log \frac{1}{S \left(\frac{\cos \theta}{2\pi d^2} + \frac{1 - \alpha_s}{A} \right)}$$

où S est la section des conduits arrivée et départ.

θ l'angle indiqué sur la figure 35.

d la distance entre les conduits arrivée et départ.

A l'aire d'absorption équivalente de la chambre.

α_s le coefficient d'absorption Sabine du matériau couvrant les parois.

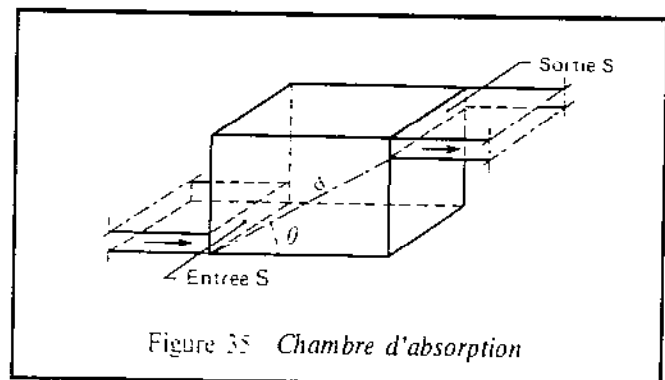


Figure 35 Chambre d'absorption

L'efficacité de la chambre est notablement accrue si l'on y installe des chicane de manière que le son ne puisse se propager directement entre les conduits arrivée et départ.

Cet exemple peut être considéré comme faisant un peu partie de l'acoustique des volumes que nous allons aborder.

II.2.c. PROPAGATION DANS LES LOCAUX

1. Les modes de résonance propres aux locaux

Nous avons vu comment le son se propage, en espace libre, à partir d'une source. Si, au lieu d'être libre l'espace est clos, les ondes émises butent contre les surfaces limites et donnent naissance à des ondes réfléchies et ainsi de suite. Après mise en route de la source et lorsque plusieurs réflexions ont déjà eu lieu, la pression acoustique existant en un point du volume clos est la résultante des pressions d'ondes qui ont été émises à des instants différents et qui, à l'instant d'observation, passent au point considéré. Lorsque ces ondes sont en très grand nombre, elles ont des intensités comparables et proviennent de toutes les directions de l'espace en quantités égales, on dit que le champ acoustique est diffus.

Voyons plus en détail comment le champ acoustique régnant dans un local peut être déterminé. Commençons par un cas particulier.

Supposons que la source ait simplement émis un signal impulsif c'est-à-dire de très courte durée (claquement de mains par exemple). Pour connaître le champ acoustique, il suffit de rechercher quelle est la position, à chaque instant, de l'onde initialement émise ou, ce qui revient au même, de trouver le cheminement des rayons sonores issus de la source.

Si les parois du local sont des surfaces planes ou sans relief et courbure accentués (dimensions du relief nettement inférieures à la longueur d'onde des sons considérés, rayon de courbure grand vis-à-vis de la même longueur) elles se comportent vis-à-vis des rayons sonores, comme des réflecteurs optiques avec un coefficient de réflexion dépendant de leur pouvoir d'absorption acoustique.

Prenons, comme exemple, le cas d'une grande salle de spectacle qui serait parallélépipédique (fig. 36) et dont la source serait située en S au-dessus de la scène. Un observateur situé en O va percevoir, en premier, le signal impulsif émis s'étant propagé directement et ayant été réduit par l'effet de la distance SO. Ce son sera perçu à l'instant SO/c si l'instant zéro est celui auquel la source a émis l'impulsion sonore.

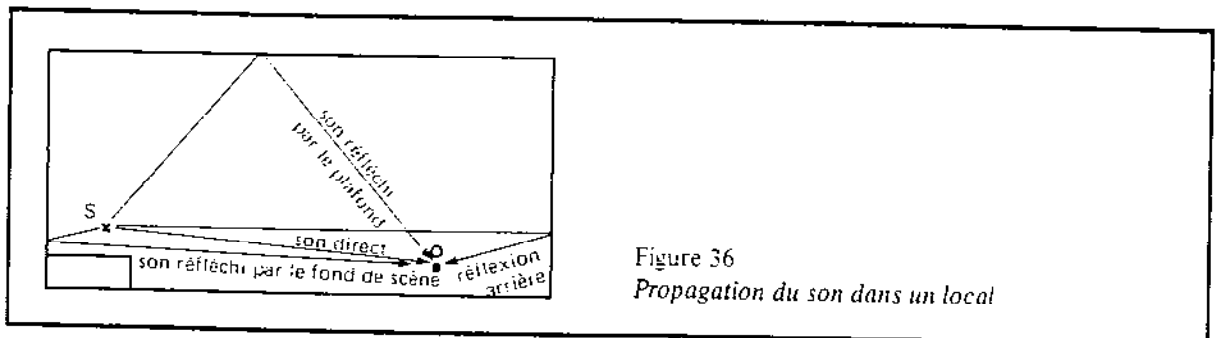


Figure 36
Propagation du son dans un local

L'observateur percevra ensuite les impulsions réfléchies par les diverses parois suivant des trajets de rayons sonores tels que ceux représentés sur la figure 37. Ces impulsions réfléchies sont moins intenses que l'impulsion initiale car elles ont parcouru plus de chemin que l'impulsion directe et elles ont perdu une partie de leur énergie au cours des réflexions. Connaissant la position relative de S et O, ainsi que le coefficient d'absorption de chaque surface, il est aisé, d'après ce qui a été vu précédemment, de calculer l'intensité de chaque impulsion réfléchie.

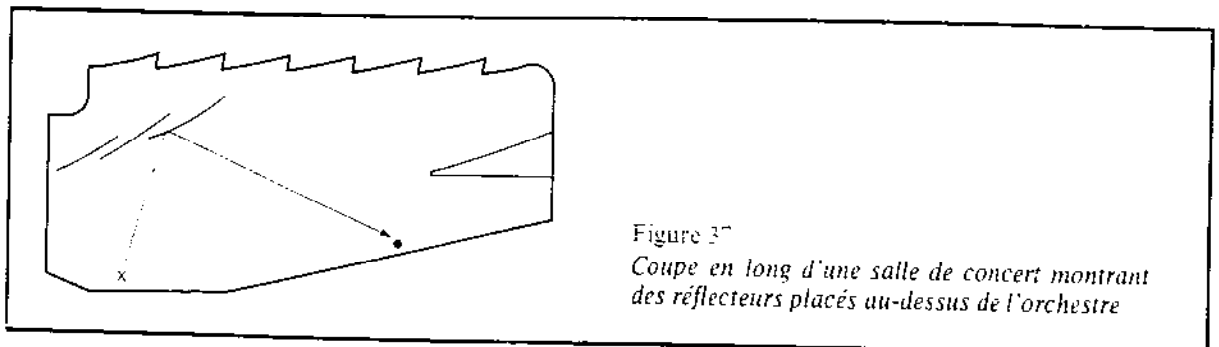


Figure 37
Coupe en long d'une salle de concert montrant des réflecteurs placés au-dessus de l'orchestre

Ce genre de calcul peut être fait aisément pour les premières réflexions, il devient plus pénible pour des réflexions d'ordre élevé. En général, les impulsions correspondant à des réflexions d'ordre élevé sont si nombreuses qu'elles s'enchevêtrent et constituent un fond sonore d'intensité allant en décroissant avec le temps par suite de l'absorption de l'énergie acoustique par les parois.

Le retard et l'intensité des toutes premières impulsions réfléchies, comparativement à l'impulsion directe, jouent un grand rôle dans la qualité acoustique de la salle. Par exemple une première impulsion réfléchie d'une intensité comparable à l'impulsion directe et distante de cette dernière de plus de 30 ms donne l'impression d'écho. On cherche, en général, à éviter ce genre de phénomène. On peut l'éliminer par mise en place de matériaux absorbants contre la ou les parois causes de l'écho. Des considérations géométriques lors de la conception de la salle peuvent permettre de l'éviter. Elles consistent à dessiner la salle de manière que la première réflexion intense arrive aux points d'écoute moins de 30 ms après l'impulsion directe. Ceci nécessite que les rayons sonores fortement réfléchis n'aient pas une longueur dépassant de 10 m la longueur du rayon sonore direct. Si la salle est très grande, ceci n'est possible qu'en installant des réflecteurs spéciaux près de la source. La figure 37 donne l'exemple d'un tel système : usage de réflecteurs au-dessus de l'orchestre d'une salle de concert.

La vitesse avec laquelle décroît le fond sonore constitué par la superposition de la multitude d'impulsions réfléchies a aussi de l'importance sur la qualité acoustique de la salle. Par exemple, dans le cas d'une salle de conférence, si cette décroissance est trop lente (grande réverbération), la queue des syllabes émises a tendance à masquer les syllabes suivantes et la compréhension de la parole est mauvaise. Nous verrons plus loin comment déterminer la durée de la réverbération en fonction des caractéristiques de la salle.

Passons maintenant à un cas plus général, celui d'une source émettant un son pur ou un bruit entretenu, c'est-à-dire ayant un caractère permanent. Pour chaque point d'observation la pression acoustique résulte de la pression du champ direct, c'est-à-dire des ondes qui se sont propagées librement avant toute rencontre avec les parois et de la pression du champ réverbéré c'est-à-dire des ondes qui se sont réfléchies une ou plusieurs fois contre les parois. Lorsque les parois du local sont très réfléchissantes il n'est pas aisé de déterminer, par de simples considérations géométriques, telles que celles que nous venons de voir, le champ acoustique réverbéré. La difficulté réside alors dans le fait qu'il est nécessaire de prendre en compte un très grand nombre de réflexions pour représenter avec une exactitude suffisante le champ acoustique.

Il n'y a que dans des cas géométriques simples (local parallélépipédique en particulier) et avec l'appui d'un ordinateur que l'on puisse faire des prévisions théoriques avec cette méthode. Pour la suite de nos explications, nous allons examiner le problème d'une autre manière.

Sous l'effet d'un ébranlement quelconque produit par une source de son, l'air contenu dans un local dont les parois sont réfléchissantes se met à vibrer dans son ensemble. En général, ces vibrations sont complexes, elles résultent de la superposition des vibrations d'un plus ou moins grand nombre de modes de résonance propres du local, excités par la source. Chaque résonance du local s'explique par le fait qu'une onde acoustique ayant une forme et une direction de propagation particulières à la résonance, se retrouve, après un parcours plus ou moins complexe dans le local, à son point de départ. On dit alors que l'onde est *stationnaire*.

Tant que la source fonctionne, les résonances ont lieu aux fréquences de la source. On dit alors que les oscillations sont forcées. Dès que la source est coupée, les oscillations sont libres. Elles ont une fréquence indépendante de celles de la source, ce sont les fréquences *propres* de résonance. Lorsqu'elles sont libres, les oscillations s'amortissent au cours du temps d'une manière exponentielle avec un facteur d'amortissement dépendant du pouvoir d'absorption des parois, du mobilier et de l'air.

Qu'elle soit libre ou forcée une résonance se traduit par une pression acoustique dans le local ayant la fréquence de l'oscillation et une amplitude variable suivant les points du local. En certains points l'amplitude est maximale, ce sont les ventres de pression. En d'autres, elle est minimale, ce sont les nœuds de pression. Les écarts de niveaux correspondants peuvent atteindre plusieurs dizaines de décibels pour un local très réverbérant. En général, les parois sont le siège de ventres de pression, mais des ventres peuvent exister ailleurs, à l'intérieur du local.

La fréquence propre ainsi que la géométrie des résonances d'un local dépendent de la forme du local. Elles ne peuvent être déterminées exactement que dans des cas simples : locaux parallélépipédiques, cylindriques, sphériques...

Pour un local parallélépipédique dont les parois sont bien réfléchissantes, les fréquences de résonance sont données par :

$$f_N = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{m^2}{L^2} + \frac{n^2}{\ell^2} + \frac{p^2}{h^2}} \quad (E 29)$$

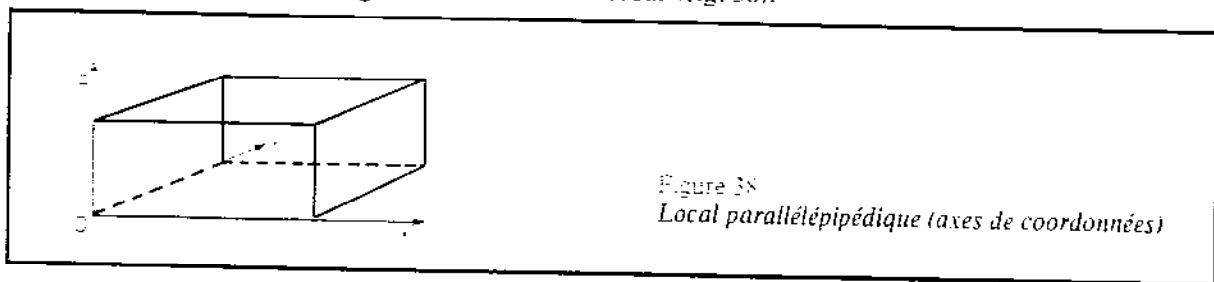
m, n, p sont des entiers positifs ou nuls dont l'ensemble est désigné par la lettre N .
 L, ℓ, h sont les dimensions du local en mètres.
 c est la célérité du son en mètres/seconde.

Dans le cas de parois très réfléchissantes la pression acoustique engendrée par l'une de ces résonances se faisant librement est de la forme :

$$p_N = A \cos \frac{m \pi x}{L} \cos \frac{n \pi y}{\ell} \cos \frac{p \pi z}{h} \cos 2 \pi f_N t$$

A étant l'amplitude de la pression aux ventres.

Dans ce cas théorique, la pression est nulle aux nœuds. x, y, z sont les coordonnées rectangulaires ayant leur origine en un coin du local (fig. 38).



Toutes ces résonances peuvent être expliquées par des parcours d'ondes planes se faisant suivant la direction de paramètres directeurs :

$$\frac{m}{L}, \frac{n}{\ell}, \frac{p}{h}$$

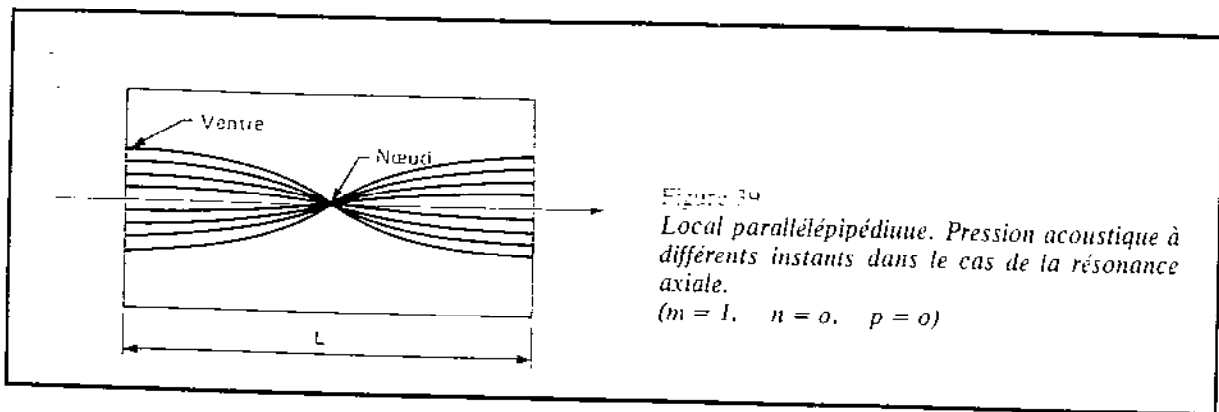
Par exemple, lorsque n et p sont nuls, les résonances correspondent à des aller et retour d'ondes planes dans le sens de la longueur ; on dit que ce sont des *ondes axiales*.

Pour ces résonances, la pression est la même en intensité et phase pour tous les points d'un plan perpendiculaire à la longueur du local. Dans le cas le plus simple, c'est-à-dire pour $m=1$, la répartition de l'amplitude de la pression en fonction de l'abscisse x est indiquée figure 39 et la fréquence correspondante est :

$$f_1 = \frac{c}{2L}$$

Par exemple, pour un local de 6 m de longueur, $f_1 = 28.3$ Hz.

C'est, parmi l'ensemble des résonances du local, celle ayant la fréquence la plus basse.



Si seul l'un des trois nombres m , n , p est nul, le mode correspondant est appelé *tangentiel* car la direction de propagation des ondes correspondantes reste parallèle au plan de l'une des parois.

Si aucun des nombres m , n , p n'est nul, le mode correspondant est dit *oblique*.

Si dans E29 on donne à m , n , p , toutes les valeurs possibles, on constate que les fréquences de résonance d'un local parallélépipédique se répartissent d'une manière qui n'est pas régulière. Elles sont très espacées pour les petites valeurs de m , n , p et se resserrent de plus en plus au fur et à mesure que m , n et p croissent.

On peut montrer que pour les fréquences nettement supérieures à la fréquence de résonance la plus basse, le nombre de résonances dont la fréquence est comprise entre f et $f + \Delta f$ est :

$$\bar{n} \approx \frac{4 \pi f^2 V}{c^3} \Delta f \quad (\text{E 30})$$

V étant le volume du local en mètres cubes.

On constate que lorsque $\Delta f/f$ est constant (octave ou 1/3 d'octave par exemple), ce nombre croît comme f^2 . Ainsi s'il existe 10 résonances ayant leur fréquence dans le tiers d'octave centré sur 100 Hz, il en existe 10 000 dans le tiers d'octave centré sur 1 000 Hz.

Une fois la source coupée, les ondes stationnaires engendrant une résonance ne subsistent pas dans le local éternellement ; elles s'affaiblissent continuellement par perte d'énergie dans l'air et dans les parois. Si l'on appelle ΔW l'énergie perdue par cycle de vibration et W l'énergie totale emmagasinée dans le local sous forme potentielle et sous forme cinétique, le facteur d'amortissement η de la résonance est :

$$\eta = \frac{1}{2 \pi} \frac{\Delta W}{W} \quad (\text{E 31})$$

En chaque point du local la décroissance de la pression acoustique, avec le temps, est exponentielle et de la forme :

$$p = p_0 10^{-3.16 T/T}$$

T est appelée *durée de réverbération* du local pour la résonance considérée, c'est le temps nécessaire pour que la pression acoustique soit réduite au 1/1 000 de sa valeur initiale p_0 ou, ce qui revient au même, que le niveau de la pression ait diminué de 60 dB. T est liée à η par :

$$T = \frac{2.2}{\eta f}$$

En général cette durée de réverbération dépend de la résonance considérée, pour les raisons suivantes :

- l'énergie totale W emmagasinée, à un instant donné, par un mode de résonance, dépend de la répartition, dans l'espace, de la pression acoustique correspondante car l'énergie emmagasinée dans chaque élément de volume est proportionnelle au carré de la pression acoustique régnant dans l'élément considéré. Par exemple, dans le cas d'un local parallélépipédique, l'énergie d'un mode axial est quatre fois plus élevée que l'énergie d'un mode oblique, ceci pour une même valeur de la pression aux ventres de pression.
- l'énergie ΔW perdue au cours de chaque cycle de vibration, par transfert aux parois, dépend de la répartition de la pression acoustique contre les parois. Elle est, pour chaque élément de paroi, proportionnelle au carré de la pression régnant contre cet élément et au pouvoir absorbant de l'élément.

Le facteur d'amortissement d'un mode de résonance qui, par E 31, dépend du rapport $\Delta W/W$ est donc lié aux configurations relatives de la pression acoustique dans l'espace et contre les parois, et à la répartition du pouvoir d'absorption des parois.

Pour un local parallélépipédique dont toutes les parois ont même pouvoir d'absorption par unité de surface, on peut montrer que les modes obliques ont tous le même facteur d'amortissement et que ce facteur est plus grand que celui des modes axiaux. Les modes tangentiels, par leur nature, ont une position intermédiaire. Maintenant que nous connaissons le comportement des modes de vibration d'un local, examinons plus en détail les phénomènes.

2. Oscillations forcées

a) Cas général

Supposons que la source n'émette qu'un son pur, entretenu, de fréquence f . Certains éléments des ondes continuellement émises par la source peuvent avoir des directions de propagation identiques à celles de rayons sonores associés à certains modes de résonance du local. Parmi tous ces modes, certains peuvent avoir une fréquence propre très voisine, voire identique à la fréquence de la source ; il y a alors accord de ceux-ci avec la source. Après mise en route de la source ces modes sont donc excités et se mettent à vibrer de plus en plus fort, puisque la source leur apporte sans cesse une quantité d'énergie complémentaire, jusqu'au moment, toutefois, où un équilibre entre l'énergie qu'ils reçoivent et l'énergie qu'ils perdent se soit établi. Cet équilibre se fait à un niveau d'autant plus élevé que le facteur d'amortissement du mode est bas.

Les autres éléments des ondes, ceux dont les directions ne remplissent pas les conditions de résonance, disparaissent après un certain nombre de réflexions sans avoir subi de renforcement systématique comme dans le cas précédent.

Suivant qu'une grande partie des éléments des ondes émises par la source satisfont ou non aux conditions géométriques d'accord avec un mode de résonance du local, on dit que le *couplage* de la source avec le mode est fort ou non.

Si par exemple la source est ponctuelle (petite sphère pulsante) et placée en un nœud d'un mode, le couplage est nul, le mode ne peut être excité : ceci est lié au fait que de part et d'autre d'un nœud la pression acoustique change de signe (compression d'un côté, détente de l'autre) alors qu'une source ponctuelle crée, de part et d'autre, une pression de même signe. Si par contre la source est placée en un ventre du mode, le couplage est élevé. Entre les cas extrêmes d'accord et de non-accord entre sources et modes, il y a les cas intermédiaires où certains modes sont excités dans des conditions très proches de l'accord : par exemple accord pour les conditions géométriques mais légère discordance de fréquence et vice versa.

Pour résumer on peut dire que sous l'effet d'une source de fréquence pure un certain nombre de modes peuvent être fortement excités, tandis que les autres le sont moins ou pas du tout. L'excitation d'un mode de fréquence propre f_N est d'autant plus forte que :

- la puissance acoustique de la source est grande,
- le couplage de la source au mode considéré est meilleur,
- la fréquence f de la source est plus proche de la fréquence f_N du mode,
- la résonance du mode est peu amortie.

On peut montrer d'une manière rigoureuse que la pression acoustique $p(x, y, z, t)$ existant à l'instant t au point de coordonnée (x, y, z) peut être considérée comme la résultante algébrique des pressions acoustiques $p_N(x, y, z, t)$ correspondant à chaque mode de résonance, plus ou moins excité.

$$p(x, y, z, t) = \sum_N p_N(x, y, z, t)$$

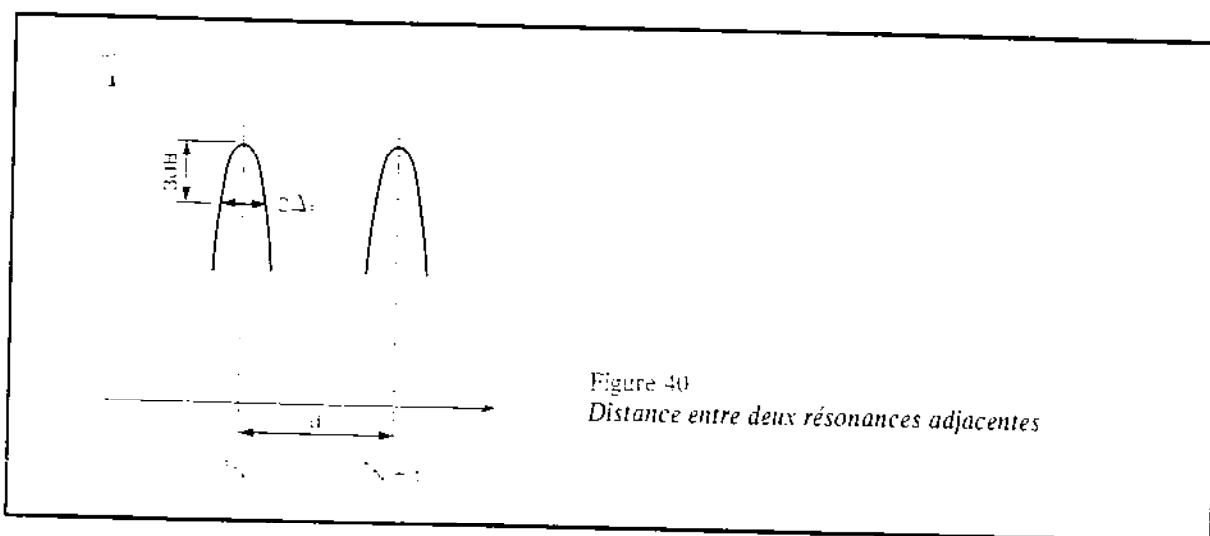
Dans le cas de locaux de formes simples les valeurs de p_N peuvent être calculées d'une manière rigoureuse.

Lorsqu'un local est fortement réverbérant ses résonances sont très sélectives. Ceci signifie que celles-ci ne peuvent être excitées que par une source émettant des sons de fréquences extrêmement proches de leur fréquence propre. Or, nous avons vu que le nombre de résonances contenues dans une bande de fréquences donnée est d'autant plus petit que cette bande est située vers les fréquences basses. Il existe donc tout un domaine de fréquences, en dessous d'une certaine limite, pour lequel une source de son pur ne peut exciter fortement qu'une ou deux résonances du local, celles dont les fréquences sont les plus proches de la fréquence de la source. Dans ce cas la répartition de la pression acoustique p dans le local est très hétérogène. Un léger déplacement de l'observateur ou de la source ou un léger glissement de la fréquence de la source peuvent entraîner une très forte variation du niveau de la pression acoustique perçue.

L'acoustique du local, pour ce domaine de fréquences, est alors très mauvaise car le spectre sonore d'une source y est perçu d'une manière très déformée, la réverbération des résonances excitées produisant un effet dit de tonneau.

Au contraire, au-delà d'une certaine fréquence, le nombre des résonances excitées par une source de son pur devient suffisamment grand pour que le champ acoustique paraisse homogène et diffus. Un déplacement de l'observateur ou de la source, un léger changement de fréquence de la source n'entraîne pas de modification sensible du niveau de la pression acoustique perçue. L'acoustique du local n'en est pas forcément bonne pour autant. Toutefois cette condition est nécessaire à une bonne acoustique.

La fréquence f_0 limitant ces deux cas peut être déterminée d'une manière approximative en recherchant à partir de quelle fréquence la distance moyenne d'entre deux résonances (sur l'échelle des fréquences) est égale à la largeur de sélectivité moyenne $2 \Delta f$ d'une résonance (fig. 40). Cette dernière peut être définie par les points au-delà desquels le niveau de la pression acoustique p_N devient, par suite d'un glissement de fréquence de la source, inférieur de plus de 3 dB à la valeur maximale du niveau obtenu lors de l'accord parfait entre source et résonance.



On peut montrer que

$$\frac{2 \Delta f}{f} = \eta = \frac{2.2}{Tf}$$

et d'après E 30

$$d = \frac{c^3}{4 \pi f^2 V}$$

d'où la fréquence limite

$$f_0 = \sqrt{\frac{c^3 T}{8.8 \pi V}}$$

Elle est d'autant plus basse que le volume du local est grand et que la réverbération est moins accentuée.

EXEMPLE: Dans le cas de $V = 50 \text{ m}^3$ et $T = 4 \text{ s}$, on trouve $f_0 = 350 \text{ Hz}$

La détermination précédente suppose que les fréquences des résonances du local sont distribuées d'une manière équilibrée. Or, il peut se faire que certaines formes du local entraînent un groupement de plusieurs fréquences de résonance les unes près des autres, en laissant des trous importants par ailleurs. C'est par exemple le cas des locaux cubiques qui sont, pour cette raison, peu propices à une bonne acoustique. Dans le cas d'un local parallélépipédique certains auteurs conseillent, pour avoir une répartition des fréquences de résonance aussi équilibrée que possible, d'utiliser des locaux dont les dimensions sont dans des rapports tels que :

$$1, \sqrt{2}, 1\sqrt{2}$$

$$1, \sqrt[3]{3}, 1\sqrt[3]{3}$$

Quoi qu'il en soit il est mathématiquement impossible d'obtenir, avec un local parallélépipédique, une répartition absolument uniforme. Il est possible que des locaux n'ayant pas leurs parois parallèles conduisent à une meilleure répartition. Toutefois, il faut se garder de croire que des faces non parallèles suffisent, dans tous les cas, à assurer une répartition équilibrée.

Lorsque les parois du local sont très absorbantes, les ondes qui les frappent sont très rapidement absorbées et le champ qui règne dans le local résulte du champ direct et de quelques réflexions. Ce peut être le cas des bureaux paysages. La pression acoustique résultant d'une source doit alors être déterminée par des considérations géométriques. Nous n'étudierons pas ce cas. Nous allons examiner plus en détail le cas où il existe un champ réverbéré diffus.

b) Cas du champ réverbéré diffus

Nous venons de voir qu'aux fréquences supérieures à une certaine fréquence limite f_0 , dans le cas de parois réfléchissantes, le nombre des modes excités est si grand que le champ acoustique réverbéré paraît homogène, c'est-à-dire a sensiblement la même pression acoustique p_r dans l'ensemble du local. De plus ce champ est diffus, c'est-à-dire qu'il peut être considéré comme le résultat de la superposition d'une infinité d'ondes planes d'égale intensité se propageant dans toutes les directions, sans relation de phase entre elles. Nous avons vu que le cas se réalise pour un petit local (50 m^3) aux fréquences supérieures à 350 Hz environ. Dans une salle de plusieurs milliers de mètres cubes telle qu'une salle de concert ceci peut se réaliser à partir de quelques hertz.

En chaque point, le champ acoustique est la superposition du champ direct qui existerait en espace libre en présence de la source et du champ réverbéré. Vu qu'il n'y a pas de relation de phase entre la pression du champ direct et celle du champ réverbéré, leur combinaison se fait d'une manière quadratique :

$$p^2 = p_d^2 + p_r^2$$

p étant la valeur efficace de la pression résultante
 p_d la valeur efficace de la pression directe
 p_r la valeur efficace de la pression réverbérée.

Nous avons vu au paragraphe II.2.a.2 comment calculer p_d à partir de la puissance acoustique W de la source :

$$p_d^2 = \frac{\rho_0 c QW}{4 \pi r^2}$$

Pour déterminer la pression du champ réverbéré, il est nécessaire de faire intervenir l'intensité acoustique I traversant un élément de surface plane unitaire (fig. 41).

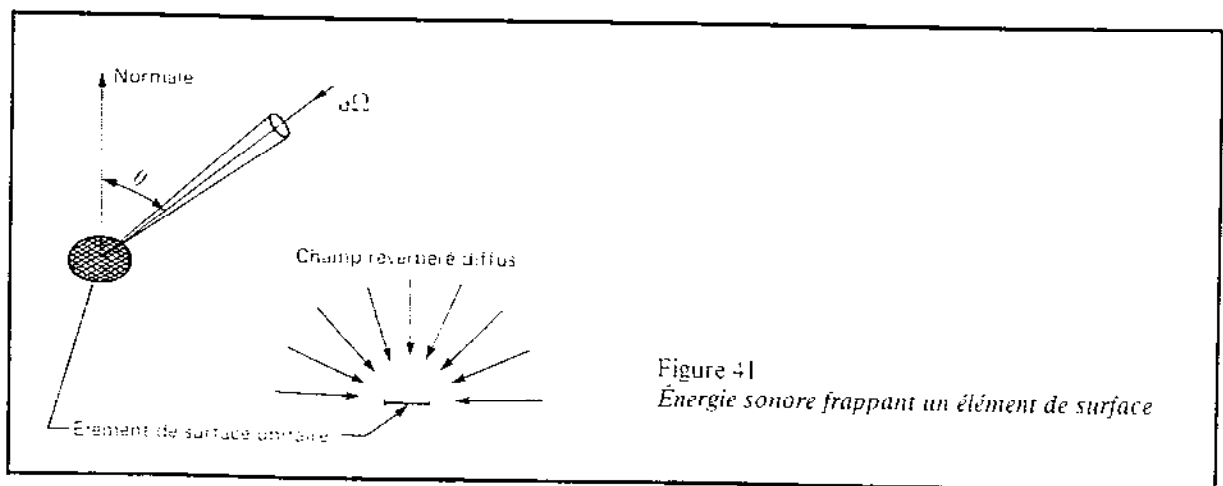


Figure 41
Énergie sonore frappant un élément de surface

Le champ réverbéré étant supposé diffus, le carré de la pression acoustique efficace résultant en un point des ondes planes dont la direction de propagation est contenue dans un angle solide $d\Omega$ est :

$$\frac{p_r^2}{4\pi} d\Omega$$

où p_r^2 est le carré de la pression acoustique efficace du champ réverbéré. L'intensité due aux ondes planes précédentes, traversant l'élément de surface, est :

$$dI = \frac{p_r^2}{4\pi\rho_0c} \cos\theta d\Omega$$

θ étant l'angle d'incidence des ondes correspondantes.

En additionnant⁽¹⁾ les intensités relatives à toutes les directions θ possibles on obtient :

$$I = \frac{p_r^2}{4\rho_0c} \quad (E 32)$$

En frappant chaque paroi, le son réverbéré perd une partie de son énergie. Cette perte est liée aux coefficients d'absorption des différentes surfaces par :

$$W_{abs} = I (\sum S_i \alpha_i)$$

où α_i est le facteur d'absorption Sabine de la paroi de surface S_i .

I est l'intensité telle que la donne E 32.

La quantité $A = \sum S_i \alpha_i$ est dénommée aire d'absorption équivalente du local. Elle s'exprime en mètres carrés. Elle se détermine d'une manière approximative par le calcul, lorsqu'on connaît les facteurs d'absorption des différentes surfaces, ou, d'une manière exacte, par la mesure de la durée de réverbération du local (voir la suite).

Lorsque la source fonctionne depuis un temps suffisamment long, il s'établit un équilibre entre l'énergie acoustique qu'elle émet et celle qui est absorbée par les parois.

En négligeant l'énergie absorbée lors de la première réflexion (champ direct) devant celle absorbée par le jeu des autres réflexions (champ réverbéré) l'équilibre précédent s'écrit :

$$W = W_{abs}$$

c'est-à-dire :

$$W = \frac{p_r^2}{4\rho_0c} A$$

On en déduit :

$$p_r^2 = \frac{4W\rho_0c}{A} \quad (E 33)$$

En superposant les champs direct et réverbéré, on obtient la pression acoustique totale :

$$p^2 = W\rho_0c \left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{A} \right) \quad (E 34)$$

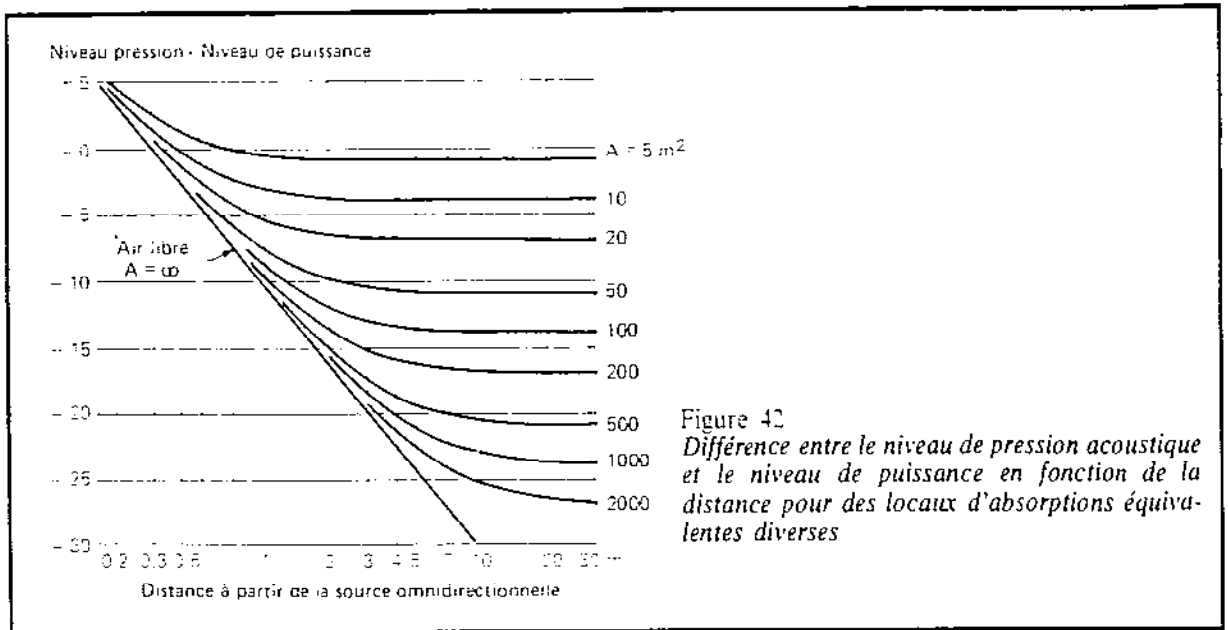
qui montre qu'au-delà d'une certaine distance r dépendant de A et de Q , le champ direct devient inférieur au champ réverbéré. Lorsque le rapport entre le carré de la pression du champ réverbéré et le carré de la pression du champ direct est d'au moins 10, le champ direct est alors négligeable devant le champ réverbéré. Dans le cas de $Q = 1$ (source omnidirectionnelle) ceci se produit lorsque $r^2 > 0.5 A$.

Par exemple, pour une pièce d'habitation telle que $A = 10 \text{ m}^2$, $r > 2.24 \text{ m}$. Le niveau de la pression acoustique du champ réverbéré est lié au niveau de la puissance de la source par :

$$L_{pr} \approx L_w - 6 - 10 \log A \quad (E 35)$$

1. On suppose qu'il n'existe aucune relation de phase entre les diverses ondes planes constituant le champ acoustique au point considéré.

La figure 42 représente les variations du niveau de la pression totale avec la distance et l'aire d'absorption A, dans le cas $Q = 1$.



Dans le cas de la pièce d'habitation classique ($A = 10 \text{ m}^2$) on a

$$L_{pr} \approx L_w - 4$$

Ainsi, par exemple, si une personne parle dans cette pièce en émettant une puissance de 10^{-4} watts, le niveau de la pression réverbérée correspondante est de 76 dB.

3. Oscillations libres

Si la source vient à être coupée brusquement l'énergie acoustique emmagasinée dans l'ensemble du local ne disparaît que progressivement. Dans le cas d'un champ diffus cette énergie est :

$$\frac{p_r^2}{\rho_0 c^2} V$$

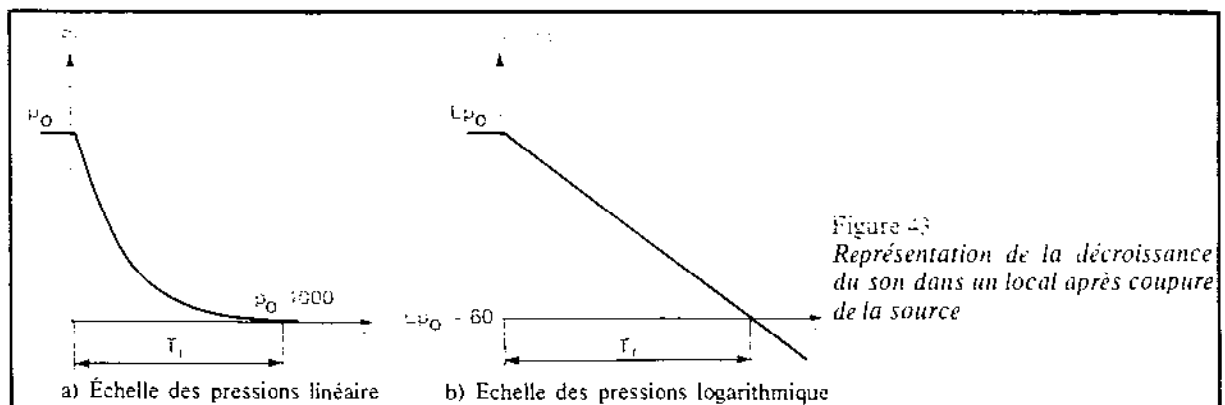
V étant le volume du local.

En écrivant que pour chaque élément de temps Δt la diminution de l'énergie emmagasinée est égale à l'énergie absorbée par les parois, on trouve que la variation de p_r avec le temps t est

$$p_r(t) = p_0 e^{-\frac{c}{8V} A t} \quad (E 36)$$

p_0 étant la pression du son réverbéré régnant à l'instant de la coupure de la source ($t = 0$).

On constate que p_r décroît d'une manière exponentielle (fig. 43). Le nombre de décibels perdus est proportionnel au temps.



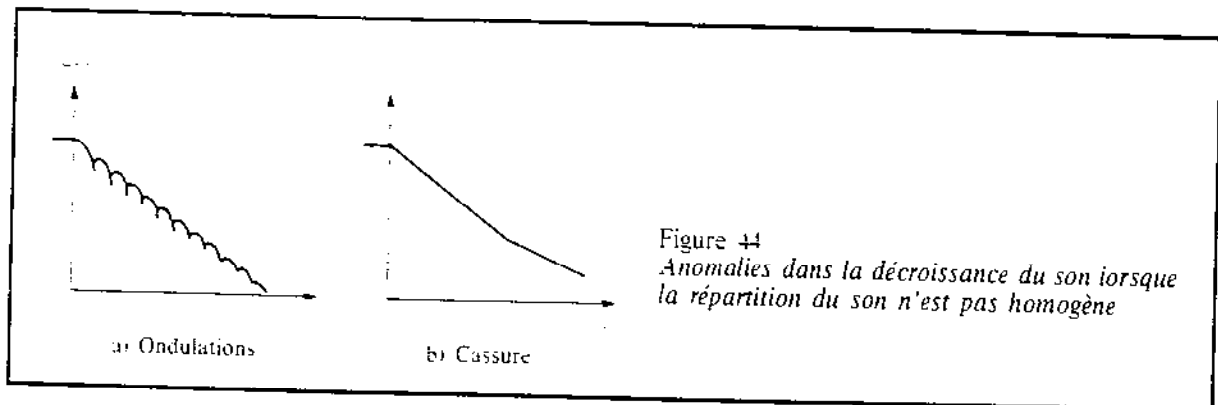
Ainsi que nous l'avons vu plus haut on a l'habitude de caractériser la rapidité de cette chute par la durée T nécessaire à une diminution de 60 dB : c'est la durée de réverbération du local.

D'après E 36 on constate que :

$$T = 0.16 \frac{V}{A} \quad (E 37)$$

Cette formule a été trouvée pour la première fois expérimentalement par Sabine, alors étudiant à l'Université de Harvard. Elle est la base même du traitement acoustique des salles.

Lorsque le nombre de modes du local excités est trop faible pour que les conditions d'homogénéité et de diffusion du champ soient réalisées, la décroissance du son après coupure de la source n'est pas forcément exponentielle. Elle peut présenter des accidents tels que des ondulations ou des cassures (fig. 44). En général les ondulations résultent de phénomènes de battement entre des modes de fréquences très proches, tandis qu'une cassure est le fait de la superposition des décroissances de deux modes de facteurs d'amortissement différents : un mode à faible amortissement initialement moins excité qu'un mode à amortissement plus élevé réussit, au bout d'un certain temps après l'instant de coupure, à couvrir le second.



La durée de réverbération d'un local existant est facile à mesurer. En général, on la mesure par bandes d'octave ou de $1/3$ d'octave. Il suffit, pour cela, de disposer dans le local : une source de bruit pouvant être coupée instantanément, un spectromètre suivi d'un enregistreur logarithmique à bande de papier. L'enregistreur est mis en route un peu avant l'instant de coupure. La pente de la trace enregistrée ainsi que la vitesse de déroulement du papier permettent de calculer facilement la durée de réverbération correspondante.

La prévision de la durée de réverbération d'un local à construire n'est pas aussi facile. Cette durée est obtenue par application de la formule de Sabine E 37 à condition de connaître le facteur d'absorption Sabine de toutes les parois, du mobilier, etc. Il existe toujours une grosse incertitude sur la connaissance des facteurs d'absorption Sabine, si bien que la prévision d'une durée de réverbération risque d'être entachée d'une erreur importante.

Lorsque le local est très réverbérant le trajet parcouru par les ondes avant leur extinction est grand. Il peut alors se faire que l'absorption due à l'air ne soit pas négligeable devant celle résultant des parois. L'énergie ainsi absorbée par seconde est, d'après II.2.a.2 (paragraphe e) :

$$VD (1 - e^{-2\alpha c}) \approx 2\alpha c VD$$

- D étant la densité d'énergie dans le local, égale à $\frac{p^2}{\rho_0 c^2}$
 a la constante d'atténuation de l'air à la température et pour l'état hygrométrique donné (cf. paragraphe II.2.a.2)
 c la célérité du son dans les mêmes conditions.

Cette absorption peut être représentée par une aire d'absorption équivalente A' telle que :

$$\frac{p^2}{4\rho_0 c} A' = 2\alpha c V \frac{p^2}{\rho_0 c^2} \quad A' = 8V\alpha$$

EXEMPLE : Pour un local de 200 m^3 à 20°C et un taux d'humidité relative de 60 %, la constante d'atténuation à 4 000 Hz est de 0.024 dB/m soit $2.76 \cdot 10^{-3}$ népers/mètre d'où $A' = 4.4 \text{ m}^2$, ce qui, pour cette simple absorption, correspond à une durée de réverbération de 7.3 secondes.

L'aire d'absorption équivalente d'un local est alors $A - A'$,

A caractérisant l'absorption des parois, du mobilier et des occupants,

A' caractérisant l'absorption due à l'air.

La durée de réverbération correspondante est alors

$$T = \frac{0,16 V}{A - S V \alpha}$$

II.2.d. PROPAGATION DANS LES STRUCTURES

1. Plaques et poutres

a) Analyse modale

Comme dans le cas d'un volume d'air, la réponse d'une plaque ou d'une poutre peut être décomposée en la somme de la réponse de ses différents modes, pour les faibles amortissements usuels.

Nous n'aborderons, ici, que le cas des modes en flexion dans des plaques et des barres homogènes, qui sont les mieux connus, et qui peuvent permettre d'aborder la réponse modale de parois plus complexes, ainsi que les problèmes du couplage de ces parois avec les ondes sonores dans l'air.

b) Résolution de l'équation des ondes de flexion

En un point où il n'y a pas de force, la résolution de l'équation du quatrième ordre vue en II.2.d.3 donne une base de quatre solutions.

Si k est le nombre d'onde, à une pulsation ω , on trouve d'abord les solutions, en fonction du temps t , pour des propagations selon un axe x :

$$A e^{\pm jkx} e^{j\omega t} \quad (E 38)$$

A étant une constante qui correspondent à des ondes progressives.

On trouve également les solutions :

$$B e^{\pm kx} e^{j\omega t} \quad (E 39)$$

B étant une constante, qui correspond à des ondes stationnaires décroissant très rapidement avec la distance.

Les modes indiqués précédemment résultent de la composition d'ondes progressives de même nombre d'onde cheminant en sens inverse. Les ondes stationnaires à décroissance exponentielle n'ont qu'une importance locale. Elles peuvent exister sur les bords de la plaque ou de la poutre, pour réaliser les conditions limites, ou au voisinage d'un point d'excitation.

c) Champ diffus

Comme pour une salle, la densité modale d'une plaque ou d'une poutre est liée aux dimensions de cet élément (surface S pour une plaque et longueur L pour une poutre).

Pour une plaque homogène, le nombre de modes par hertz, à la fréquence f , vaut :

$$2 \pi S f^2 c_g c_f$$

avec les notations du chapitre II.1.c.2,

Soit, pour une plaque mince, la quantité constante :

$$\pi S f_c^2 c_0^2$$

f_c étant la fréquence critique de la paroi (voir chap. IV).

Pour une barre, le nombre de modes par hertz vaut :

$$2 L c_g$$

quantité qui décroît avec la fréquence.

Dans une plaque, la densité modale n'est pas très élevée. On suppose toutefois généralement que, sous l'action d'un champ sonore diffus, le champ vibratoire de la paroi est également diffus, c'est-à-dire qu'en un point, éloigné des bords de la plaque, les vibrations résultent d'une infinité d'ondes progressives arrivant de toutes les directions et ayant la même énergie. Ceci revient donc à supposer qu'il existe suffisamment de modes pour confondre la distribution finie d'ondes stationnaires, associées à ces modes, avec une distribution infinie, et à admettre que chaque mode vibre avec la même amplitude. L'hypothèse d'un grand nombre de modes est très discutable pour les tiers d'octave ou les octaves centrés sur des fréquences basses. L'hypothèse d'équipartition modale de l'énergie est critiquable suivant le type d'excitation de la plaque.

Pour une excitation ponctuelle ou linéique en bruit blanc (cas d'excitation d'une paroi à sa jonction avec d'autres), on admet généralement un champ proche, près des points d'excitation et des bords, et un champ diffus par ailleurs, où la moyenne $\overline{v^2}$, dans le temps, du carré des vitesses, varie peu avec le point d'observation.

Dans ce champ diffus, on peut définir une vitesse quadratique moyenne, $\langle v^2 \rangle$, égale à la moyenne sur la surface des $\overline{v^2}$. En pratique, cette vitesse est mesurée par la moyenne des $\overline{v^2}$ en un grand nombre de points.

Cette vitesse quadratique moyenne est intéressante pour calculer l'énergie moyenne d'une plaque. On démontre en effet, qu'en un point d'une plaque, parcourue par une onde de flexion, l'énergie cinétique est égale à l'énergie potentielle. Si l'on ne tient pas compte des champs proches, l'énergie totale de la plaque, somme de l'énergie cinétique et de son énergie potentielle, sera donc le double de cette énergie cinétique, d'où l'expression de l'énergie totale :

$$E = M \langle v^2 \rangle \quad (E 40)$$

M étant la masse de la paroi.

II.2.e. L'ANALYSE STATISTIQUE ÉNERGÉTIQUE (S.E.A.)

1. Complexité de l'étude de systèmes couplés

Les chapitres précédents portaient sur des systèmes isolés. Les phénomènes deviennent rapidement très complexes lorsque l'on couple des solides et des masses d'air.

— La première approche envisagée serait d'établir immédiatement les équations exactes décrivant le comportement vibratoire de la structure étudiée.

C'est bien souvent impossible si le système est un assemblage complexe de sous-systèmes simples.

— On peut envisager d'écrire les équations exactes décrivant le comportement vibratoire des sous-systèmes simples et d'assurer la continuité des déplacements et des contraintes aux nœuds entre les différents sous-systèmes.

Cependant, pour les gammes de fréquences élevées, l'analyse modale exacte d'un système continu est impossible, à cause du très grand nombre de fréquences propres et des incertitudes sur les caractéristiques physiques des matériaux.

- On peut songer à utiliser une méthode telle que celle des éléments finis, pour discrétiser les systèmes continus. Mais la discrétisation devient trop fine pour les hautes fréquences et le nombre des équations linéaires devient vite considérable.

Tous ces problèmes d'analyse se rencontrent tout particulièrement dans le domaine de l'acoustique du bâtiment. En effet :

- La gamme de fréquences est très étendue :
Le nombre des fréquences propres de vibration dans une bande de fréquences devient rapidement très élevé.
- Les couplages entre les divers systèmes considérés sont très mal caractérisés.

Les quelques explications précédentes permettent de comprendre qu'il est généralement impossible de résoudre exactement un problème de vibration dans le domaine acoustique.

Ainsi l'analyse d'un phénomène s'effectue toujours par large bande de fréquences (octave ou tiers d'octave), et jamais à des fréquences discrètes, ou même en bande étroite.

Dans le cas où, pour chaque système étudié, le nombre de modes excités est grand dans la bande de fréquences d'analyse, on est amené à effectuer une approche statistique du problème qui suppose que l'on travaille sur des valeurs moyennes et que les excitations sont aléatoires. En 1961, le Pr R.H. Lyon proposa une telle approche pour l'étude des systèmes couplés. Utilisant des idées développées pour la mécanique statistique des solides cristallins, il définit une méthode appelée « Analyse Statistique par l'Énergie », en abrégé « S.E.A. », dont l'originalité est d'utiliser l'énergie comme variable dynamique indépendante.

2. Principes de la S.E.A.

a) Hypothèses

Les principes de la S.E.A. ne sont basés que sur la généralisation de calculs portant sur des cas particuliers.

Ainsi le Pr Lyon a bâti cette méthode à partir de l'étude du couplage entre deux systèmes masse-ressort amortis. Plus récemment, le Dr Maydanick a retrouvé des expressions analogues à celles du Pr Lyon pour deux systèmes continus couplés, monodimensionnels, avec des hypothèses moins restrictives, mais sans généralisation à plus de deux systèmes.

Pour appliquer les équations classiques de la S.E.A. (celles qui ont été définies par le Pr Lyon, il est nécessaire de faire les principales hypothèses suivantes :

- les longueurs d'ondes sont petites devant les dimensions des systèmes
- les champs vibratoires sont diffus
- les systèmes sont faiblement couplés.

Ces trois hypothèses principales sont d'autant mieux remplies que l'on se situe à des fréquences hautes.

b) Principes de la méthode

La méthode est basée sur des bilans énergétiques. Pour chaque système on écrit qu'en régime stationnaire la puissance reçue est égale à la puissance dissipée.

Si η est le facteur de pertes internes dans un système, E l'énergie de ce système, la puissance dissipée vaut, classiquement :

$$\omega \eta E$$

Entre deux systèmes S_1 et S_2 , ayant respectivement les énergies E_1 et E_2 , la S.E.A. introduit l'expression suivante pour la puissance échangée (sens positif de S_1 vers S_2)

$$\pi_{12} = \omega \eta_{12} E_1 - \omega \eta_{21} E_2$$

η_{12} , η_{21} étant des facteurs de couplage, liés par la relation fondamentale :

$$n_1 \eta_{12} = n_2 \eta_{21}$$

n_1 , n_2 étant les densités modales des systèmes 1 et 2.

Ainsi, si l'on prend l'exemple de la figure 45 et si l'on note, pour le système S_n :

- E_n énergie moyenne
- $\pi_{e,n}$ puissance entrante
- π_n puissance dissipée
- $\pi_{n,n-1}$ puissance transmise au système S_{n-1}
- η_n facteur de pertes internes
- $\eta_{n,n+1}$ facteur de couplage entre S_n et S_{n+1}
- n_n densité modale de S_n

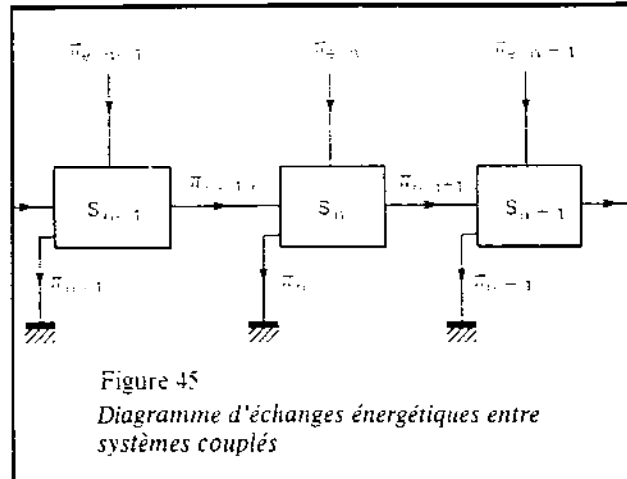


Figure 45
Diagramme d'échanges énergétiques entre systèmes couplés

Le bilan de puissance de S_n s'écrit :

Puissance reçue = Puissance dissipée

$$\pi_{e,n} = \pi_n + \pi_{n,n+1} + \pi_{n,n-1}$$

$$\pi_{e,n} = \omega n_n \left[\eta_n \frac{\overline{E}_n}{n_n} + \eta_{n,n+1} \left(\frac{\overline{E}_n}{n_n} - \frac{\overline{E}_{n+1}}{n_{n+1}} \right) + \eta_{n,n-1} \left(\frac{\overline{E}_n}{n_n} - \frac{\overline{E}_{n-1}}{n_{n-1}} \right) \right] \quad (E 41)$$

3. Applications

a) Choix des systèmes

Les trois hypothèses décrites précédemment conditionnent le choix des systèmes. Classiquement, on considère l'air dans une pièce, de volume V, comme un système, avec une énergie :

$$V \langle p^2 \rangle / \rho_0 c^2$$

$\langle p^2 \rangle$ étant la pression quadratique moyenne dans la pièce, ρ_0 et c la masse volumique et la célérité du son relatives à l'air. De même, une paroi simple de masse M est prise comme système, même si les hypothèses précédentes sont mal remplies aux basses fréquences, avec une énergie.

$$M \langle v^2 \rangle$$

$\langle v^2 \rangle$ étant la vitesse quadratique moyenne de la paroi.

Cette dernière hypothèse peut être toutefois fautive : ainsi une paroi double se comporte comme une paroi simple aux très basses fréquences. La S.E.A. sera toujours valable, à condition de prendre à ces fréquences comme système la paroi double entière.

La S.E.A. constitue donc une méthode d'écriture, qui fixe les paramètres à déterminer, mais ne peut remplacer une analyse des phénomènes.

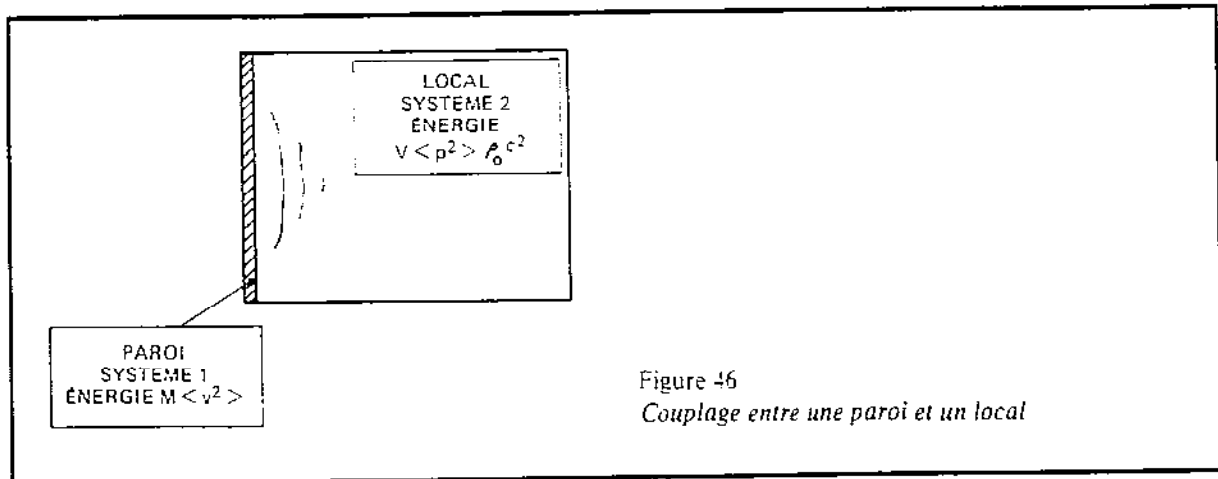
b) Calcul des facteurs de couplage

De même, la S.E.A. ne permet pas le calcul des facteurs de couplage, qui doit reposer souvent sur d'autres hypothèses.

La relation $n_1 \eta_{12} = n_2 \eta_{21}$, fondamentale, lorsqu'elle est applicable, permet toutefois des calculs rapides.

Ainsi, une paroi simple, bien au-dessus de sa fréquence critique, rayonne comme un piston (voir chap. IV).

On peut la considérer comme un système 1, et un local contigu comme un système 2 (fig. 46).



La puissance rayonnée, par la paroi de surface S , de masse surfacique m , de vitesse quadratique moyenne $\langle v^2 \rangle$ vaut :

$$\pi_{12} = \rho_0 c S \langle v^2 \rangle$$

et est égale à la puissance échangée entre le système 1 et le système 2, lorsque l'énergie du système 2 est négligeable, soit :

$$\pi_{12} = \omega \eta_{12} m S \langle v^2 \rangle$$

d'où

$$\eta_{12} = \rho_0 c \omega m$$

On en déduit η_{21} par la relation

$$\eta_{21} = \frac{n_1 \rho_0 c}{n_2 \omega m}$$

Les relations précédentes appliquées à la paroi permettent ensuite d'obtenir sa vitesse quadratique moyenne sous l'action d'un champ sonore, connaissant le facteur de pertes de la paroi. Appliquées à un local réception, dont on connaît la durée de réverbération, donc le facteur de pertes, elles permettent ensuite d'obtenir l'isolement brut entre les deux locaux, dû à la paroi séparatrice, et l'indice d'affaiblissement de cette paroi.

c) Mesure des facteurs de pertes apparents

Ces mesures se révèlent très difficiles et en général très imprécises. Nous donnerons ici l'exemple de mesures réalisées sur des assemblages de parois en béton. Si l'on reprend les équations d'équilibre d'un système S_1 , échangeant de l'énergie avec des systèmes S_j , on peut écrire :

$$\omega \eta_1 E_1 - \sum_j \omega \eta_{1j} E_1 = \sum_j \omega \eta_{j1} E_j$$

ou
$$\omega \eta_1^* E_1 = \sum_j \omega \eta_{j1} E_j$$

avec
$$\eta_1^* = \eta_1 + \sum_j \omega \eta_{1j}$$

η_1^* est le facteur de pertes apparent qui est mesuré.

La première idée pour mesurer ce facteur de pertes est d'employer une technique analogue à celle utilisée pour mesurer la durée de réverbération d'une salle : il s'agit d'injecter une énergie dans le système et de mesurer la décroissance du niveau de vibration (ou de pression pour un local) du système lorsque l'on supprime l'excitation⁽¹⁾.

Le signal d'excitation est soit de type permanent, coupé, obtenu à l'aide d'un pot vibrant électrodynamique, alimenté en bruit blanc filtré par bande d'octave, soit de type impulsif obtenu à l'aide du choc d'une bille d'acier sur la structure.

Dans aucun des deux cas, les résultats ne sont significatifs, la décroissance du signal étant bien souvent trop accidentée pour permettre une lecture ne laissant pas trop de place à une appréciation personnelle (cf. fig. 47 et 48).

1. En toute rigueur, le facteur de pertes obtenu n'est égal au facteur η_1^* que si les couplages avec les autres parois sont faibles, par cette méthode.

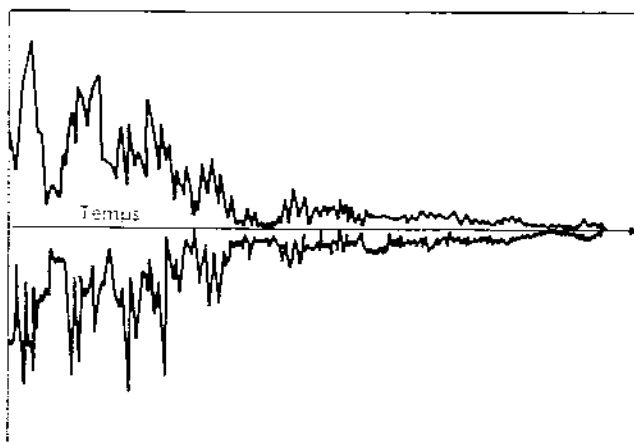


Figure 47
Allure du signal d'accélération après
coupure de l'excitation dans l'octave
400 Hz

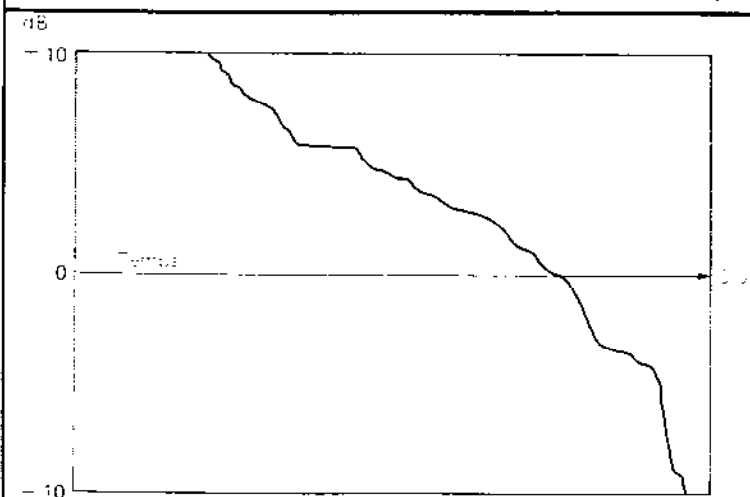


Figure 48
Décroissance de la valeur efficace de
l'accélération

Une deuxième méthode repose sur le fait que, en régime permanent, l'énergie dissipée par un système est égale à l'énergie apportée à ce système et si P_{inj} est la puissance injectée à une plaque dans une bande de fréquences $\Delta\omega$, le facteur de pertes apparent η^* s'écrit :

$$\eta^* = P_{inj} \omega M \langle v^2 \rangle$$

Pendant un temps T , la puissance moyenne injectée au système peut s'écrire :

$$P_{inj} = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) v(t) dt$$

$f(t)$ et $v(t)$ étant la valeur de la force et de la vitesse au point d'excitation.

A l'aide d'une tête d'impédance placée entre le pot vibrant et la structure, on peut enregistrer les valeurs instantanées de la force et de l'accélération au point d'excitation, et par un traitement de signal approprié en déduire la puissance injectée au système.

Cette dernière méthode donne des résultats qui paraissent cohérents et son principal avantage est de ne laisser aucune appréciation à son utilisateur dans la détermination de la valeur du facteur de pertes apparent.

On trouve couramment, pour des structures pleines en béton, des valeurs de l'ordre de $8 \cdot 10^{-2}$ à 500 Hz, décroissant jusqu'à $2 \cdot 10^{-2}$ à 4000 Hz.

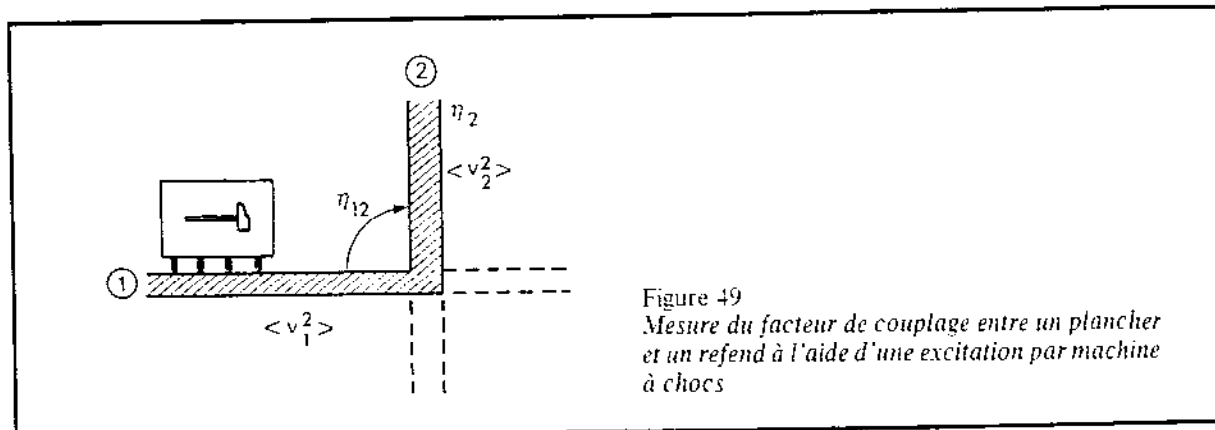
d) Mesure des facteurs de couplage paroi-paroi

On a dit plus haut que pour écrire l'équilibre énergétique d'une paroi, on pouvait en première approximation, ne tenir compte que de l'énergie apportée par les parois directement excitées.

Les trois principaux types de couplage sont les liaisons paroi horizontale-paroi verticale (plancher-refend), paroi horizontale-paroi horizontale (plancher-plancher), et paroi verticale-paroi verticale (refend-refend).

Méthode de détermination du facteur de couplage de deux parois de type plancher-refend ou plancher-plancher :

Dans ces deux cas, l'une des parois est horizontale (fig. 49).



On a pensé alors à créer dans le plancher un champ diffus d'ondes de flexion à l'aide d'une excitation par machine à choc. Si $\langle v_1^2 \rangle$ et $\langle v_2^2 \rangle$ sont les vitesses quadratiques moyennes relevées sur les deux parois on peut écrire l'équilibre énergétique de la paroi 2 sous la forme :

$$\omega \eta_2^* M_2 \langle v_2^2 \rangle = \omega \eta_{12} M_1 \langle v_1^2 \rangle$$

$$\eta_{12} = \eta_2^* \frac{M_2 \langle v_2^2 \rangle}{M_1 \langle v_1^2 \rangle}$$

Les valeurs trouvées sont de l'ordre de $1 \cdot 10^{-3}$ en général.

Méthode de détermination du facteur de couplage de 2 parois de type refend-refend :

La différence principale avec le cas précédent est que les deux parois sont verticales. Il est possible de réaliser une machine analogue à une machine à chocs, permettant d'exciter les murs. Sinon, on peut avoir recours à une excitation par pot vibrant électrodynamique. En général le champ de vitesses se révèle moins diffus que dans le cas d'une excitation par machine à choc et l'on peut être amené à augmenter le nombre des points de mesure.

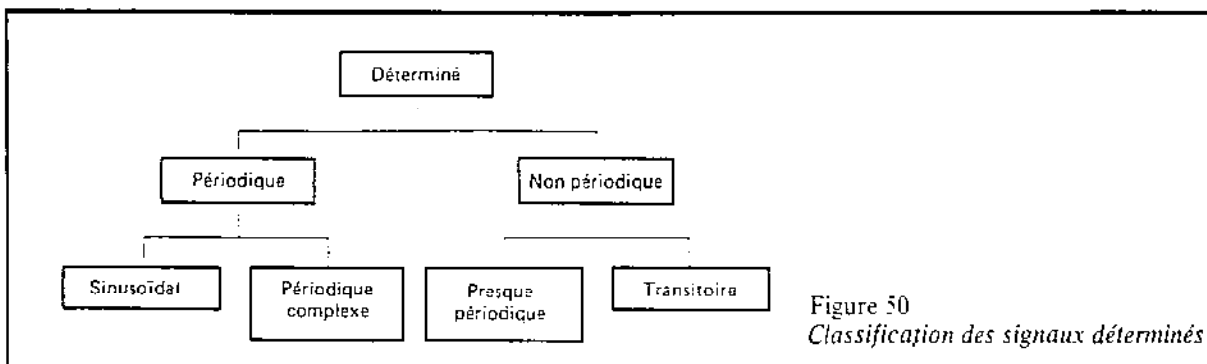
Les deux méthodes précédentes se révèlent très peu précises. On cumule en effet les incertitudes sur les vitesses quadratiques moyennes des parois et le facteur de pertes.

II.2.f. ANALYSE TEMPORELLE ET FRÉQUENTIELLE DES SIGNAUX ACOUSTIQUES

1. Types de signaux

Les signaux acoustiques (variations de la pression acoustique) que l'on rencontre ordinairement sont de nature très variée. On parle de sons purs, de sons musicaux, de bruits continus, de bruits impulsifs, etc. En fait, tous les signaux peuvent se classer en fonction de leurs caractéristiques physiques. Il y a deux grandes classes de signaux : les signaux dits déterminés parce que leur évolution peut être connue certainement à tout instant et les signaux aléatoires dont l'évolution ne peut pas être prévue certainement, ni décrite mathématiquement.

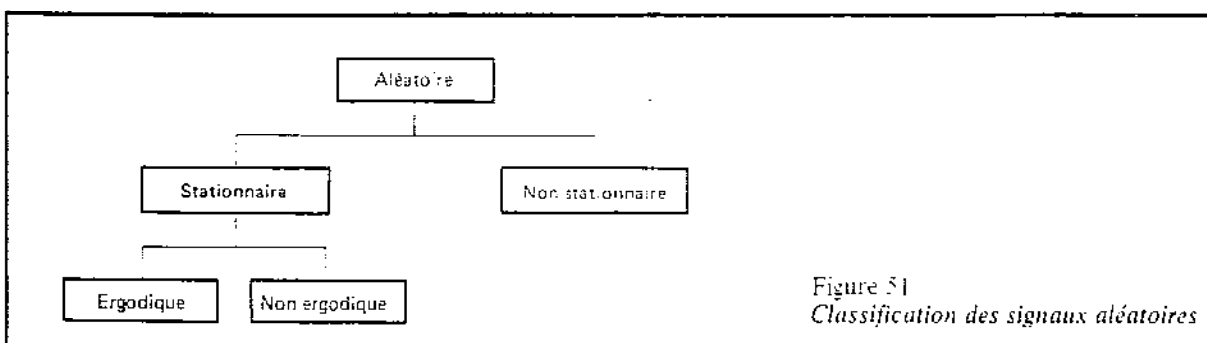
Les signaux déterminés sont partagés eux-mêmes en sous-classes telles que représentées figure 50.



Les signaux périodiques sont des signaux dont l'évolution se répète identique à elle-même à intervalles de temps réguliers. Ils peuvent être sinusoïdaux comme les sons purs ou périodiques complexes, c'est-à-dire constitués d'une superposition de sons purs dont les fréquences sont des multiples entiers d'une fréquence de base, comme un son de trompette entretenu par exemple.

Les signaux transitoires sont des signaux de courte durée relative qui, soit précèdent ou suivent l'établissement d'un régime défini, soit correspondent à un événement isolé comme un choc par exemple. Les signaux presque périodiques résultent de la superposition de plusieurs sons purs dont les fréquences sont dans des rapports quelconques les unes par rapport aux autres.

Les signaux aléatoires se répartissent aussi en plusieurs sous-classes telles que représentées figure 51.



Un phénomène physique aléatoire est un phénomène qui ne peut pas être décrit explicitement par une relation mathématique même inconnue, parce que chaque observation du phénomène est unique. Par exemple deux enregistrements successifs d'un bruit de circulation routière ne seront jamais identiques.

Un signal aléatoire est dit stationnaire lorsque certaines caractéristiques statistiques de ce signal sont indépendantes du temps. Autrement dit l'information comprise dans un échantillon quelconque d'un signal aléatoire stationnaire est la même quelle que soit la position de cet échantillon pourvu qu'il ait une durée suffisante.

Pour les phénomènes aléatoires ergodiques, la moyenne temporelle et la fonction d'autocorrélation (voir paragraphe suivant) de différents échantillons sont indépendantes des échantillons eux-mêmes. Seuls les phénomènes aléatoires stationnaires peuvent être ergodiques et ils le sont en fait assez souvent en acoustique. Un bruit de jet d'air, un bruit de réacteur ou un bruit de robinet sont des signaux aléatoires stationnaires ergodiques. Un bruit de circulation routière ne l'est pas. Les signaux de ce type ont l'avantage de pouvoir être décrits statistiquement de manière simple au moyen de quelques paramètres.

Il faut noter que cette classification des signaux correspond à un besoin d'analyse et ne décrit que les grandes classes de signaux. En particulier, certains signaux peuvent être des combinaisons de signaux appartenant à deux classes différentes.

2. Analyse des signaux

Lorsque l'on a affaire à un son pur (fonction sinusoïdale du temps), il suffit de mesurer l'amplitude de variation de la pression et la fréquence de ces variations pour le connaître parfaitement. Lorsqu'on a affaire à un signal plus complexe, ces mêmes mesures ne peuvent pas être réalisées, en particulier dans le cas d'un signal aléatoire, seul un enregistrement des variations de ce signal peut le décrire de manière complète, mais cela représente une masse d'informations trop importante pour pouvoir être appréhendée de manière commode. Il est préférable alors de le décrire de manière plus condensée.

Pour cela on dispose d'un certain nombre de moyens que nous allons brièvement énumérer. Nous distinguerons les moyens d'analyse des variations temporelles d'un signal et les moyens d'analyse du contenu spectral d'un signal.

a) Analyse temporelle

- La première grandeur que l'on peut mesurer lorsqu'on se trouve en présence d'un signal complexe est sa valeur moyenne au cours du temps. Cette valeur est souvent nulle, et même si elle ne l'est pas cela n'apporte pas beaucoup de renseignements sur le signal lui-même, hormis la connaissance de sa composante continue.
- Il est plus intéressant de mesurer la valeur moyenne de l'énergie transportée par le signal encore appelé valeur quadratique moyenne, ou mieux sa valeur efficace. Nous avons vu au paragraphe II.1.b.1. la façon dont se calcule la valeur efficace d'un signal. Pour mémoire nous redonnons ici la formule de la valeur efficace d'une grandeur $p(t)$ considérée entre deux instants t_1 et t_2 :

$$P_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p^2(t) dt}$$

- Une autre possibilité, très utile dans le cas de signaux aléatoires non stationnaires, est de mesurer la densité de probabilité de la valeur efficace du signal. Pour cela on réalise une analyse statistique des valeurs prises par la valeur efficace du signal étudié au cours du temps, ce qui permet de connaître les niveaux atteints ou dépassés pendant tel pourcentage du temps d'observation. Ce type d'analyse est surtout utilisé pour l'étude du bruit de circulation routière où l'on parle des niveaux acoustiques atteints ou dépassés pendant 10 %, 50 %, 99 % du temps... Ces niveaux sont notés L_{10} , L_{50} , L_{99} , etc.

— Nous mentionnerons aussi le calcul de la fonction de corrélation d'un signal ou d'intercorrélation entre deux signaux. La fonction d'autocorrélation d'un signal décrit la dépendance générale des valeurs de ce signal à un instant avec celle des valeurs de ce même signal à un autre instant. De manière analogue la fonction d'intercorrélation de deux signaux décrit la dépendance générale d'un signal par rapport à l'autre.

Sous forme mathématique la fonction d'autocorrélation d'un signal $p(t)$ s'écrit :

$$R_p(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t) p(t + \tau) dt$$

et la fonction d'intercorrélation de deux signaux $p(t)$ et $u(t)$ s'écrit :

$$R_{pu}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(t) u(t + \tau) dt$$

La fonction d'autocorrélation sert principalement à détecter un signal déterminé noyé dans un bruit de fond. Elle sert aussi comme étape facultative dans le calcul de la densité spectrale de puissance comme nous allons le voir.

La fonction d'intercorrélation a des applications plus nombreuses. Elle permet de mesurer des temps de retard entre deux signaux, et donc notamment de déterminer les chemins de transmission d'un signal acoustique. Elle sert aussi à la détection d'un signal attendu noyé dans un bruit quelle que soit sa nature. Comme la fonction d'autocorrélation, la fonction d'intercorrélation peut servir d'étape facultative dans le calcul de l'inter-densité spectrale de puissance.

b) Analyse spectrale

La fonction densité spectrale de puissance d'un signal appelée DSP décrit la composition fréquentielle du signal. En d'autres termes, elle donne la répartition de la valeur quadratique moyenne du signal dans différentes bandes de fréquences de largeur Δf .

La valeur quadratique moyenne d'un signal dans la bande de fréquence comprise entre f et $f + \Delta f$ peut être obtenue en filtrant le signal au moyen d'un filtre passe bande de largeur Δf à pentes raides centré sur la fréquence $f + \Delta f/2$, puis en calculant la valeur quadratique moyenne du résultat.

Si on appelle $p_{\text{filt}}^2(f, \Delta f)$ la valeur quadratique moyenne d'un signal $p(t)$ filtré comme indiqué pour différentes valeurs de f , on a alors si Δf est petit :

$$p_{\text{filt}}^2(f, \Delta f) \approx G_p(f) \Delta f$$

où $G_p(f)$ désigne la densité spectrale de puissance du signal $p(t)$ à la fréquence f .

La fonction $G_p(f)$ peut s'obtenir soit par différents filtrages suivis d'une mesure de la valeur quadratique moyenne dans chaque bande, soit par calcul.

La fonction d'autocorrélation est liée à la fonction densité spectrale de puissance par la transformation de Fourier comme suit :

$$G_p(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_p(\tau) e^{-2\pi i f \tau} d\tau \quad R_p(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_p(f) e^{2\pi i f \tau} df$$

ACOUSTIQUE

On a aussi la relation :

$$P_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{+\infty} G_p(f) df = R_p(0)$$

qui exprime que la valeur quadratique moyenne d'un signal $p(t)$ est égale à l'intégrale de la DSP de ce signal calculée sur toutes les fréquences ou à la valeur de la fonction d'autocorrélation de ce signal pour un retard nul.

La densité spectrale de puissance peut aussi s'obtenir à partir de la transformée de Fourier du signal. Si on appelle $\mathcal{P}(\omega)$ la transformée de Fourier d'un signal $p(t)$ et $\mathcal{P}^*(\omega)$ sa conjuguée, on a :

$$\begin{aligned} G_p(f) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \mathcal{P}(\omega) \cdot \mathcal{P}^*(\omega) d\omega \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |\mathcal{P}(\omega)|^2 \end{aligned}$$

Grâce au développement des moyens de traitement numérique des signaux, le calcul de la transformée de Fourier d'un signal quelconque n'est plus un problème et constitue un moyen sûr et commode pour obtenir une fonction telle que la densité spectrale de puissance.

Une fonction encore utilisée est la densité spectrale d'énergie d'un signal (DSE).

Elle s'obtient de même à partir de la transformée de Fourier du signal en calculant le carré du module :

$$E(f) = |\mathcal{P}(\omega)|^2$$

Cette fonction donne la répartition de l'énergie contenue dans le signal dans les différentes bandes de fréquence.

La transformée de Fourier elle-même n'est pas souvent employée seule pour l'analyse d'un signal, bien qu'elle soit riche d'interprétation physique. Elle est utilisée comme moyen de calcul de grandeurs physiques telles que les DSP ou DSE ou encore les réponses fréquentielles de systèmes.

Nous rappelons que la transformée de Fourier d'un signal $p(t)$ est reliée à ce signal par les relations :

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{P}(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-j\omega t} dt \\ p(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(\omega) e^{j\omega t} d\omega \end{aligned} \right\}$$

ou encore

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{P}(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} p(t) e^{-2\pi jft} dt \\ p(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(f) e^{2\pi jft} df \end{aligned} \right\}$$

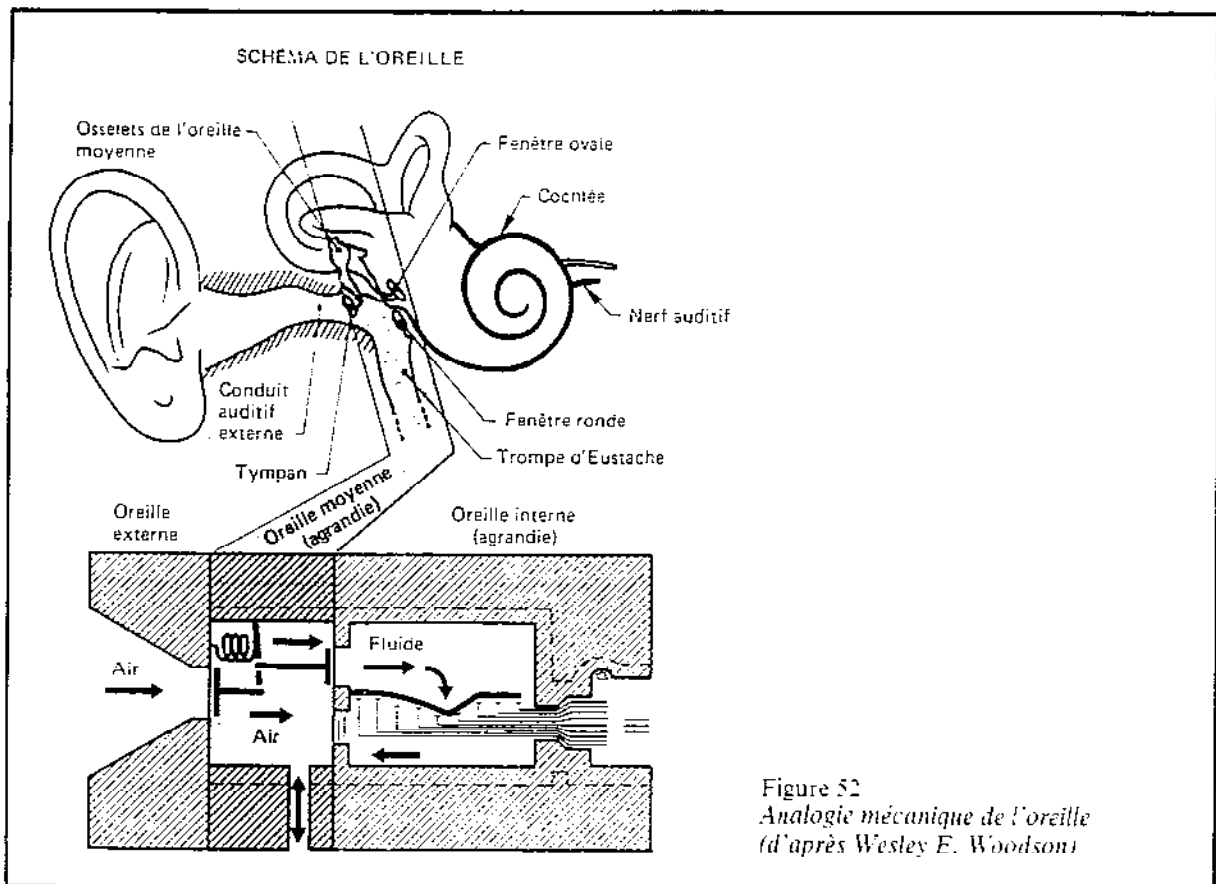
II.3. Physio-psychoacoustique (*)

II.3.a. L'AUDITION

1. Le mécanisme de l'audition

La pression acoustique provoque chez l'homme une sensation sonore par l'intermédiaire de l'oreille. L'oreille se divise en trois parties (fig. 52) :

- l'oreille externe intervient pour canaliser l'énergie acoustique dans le conduit auditif jusqu'au tympan.
- l'oreille moyenne transforme l'énergie acoustique en énergie mécanique : la pression acoustique sur le tympan entraîne le mouvement des osselets qui amplifient le mouvement mécanique jusqu'à la fenêtre ovale. En cas de bruit de niveau supérieur à 75 dB l'action des muscles de l'oreille interne entraîne un blocage du système des osselets qui est d'autant plus important que le niveau de bruit est plus élevé : l'oreille interne est ainsi protégée par le réflexe aurai.
- l'oreille interne contient dans la cochlée un liquide que le tympan soumet à des oscillations, ces oscillations agissent sur la membrane basilaire qui impressionne les terminaisons du nerf auditif, celles-ci transmettent selon leur emplacement les diverses fréquences sonores. l'oreille interne agit ainsi comme un analyseur de Fourier.



Le cerveau traite ensuite les informations transmises par le nerf auditif mais on remarque que ce n'est pas lui qui effectue l'analyse en fréquence car celle-ci exige des constantes de temps beaucoup plus faibles que celles de l'aire cérébrale auditive.

L'oreille procure ainsi la sensation de « hauteur » d'un son qui est liée à la fréquence.

(*) Par C. Lamure, Directeur de l'I.R.T.—CERNE et R. Jasse, chef de l'Établissement de Grenoble du CSTB.

2. Seuil d'audibilité. Effet de masque

En l'absence de bruit parasite, un son n'est perceptible que si son niveau dépasse une certaine limite dénommée seuil d'audibilité. Le seuil d'audibilité dépend de la fréquence du son considéré. Pour des sujets moyens, il est représenté sur la figure 53 par la courbe de niveau d'isophonie 0. On verra plus loin comment ce seuil d'audibilité varie avec l'âge et l'exposition aux bruits forts.

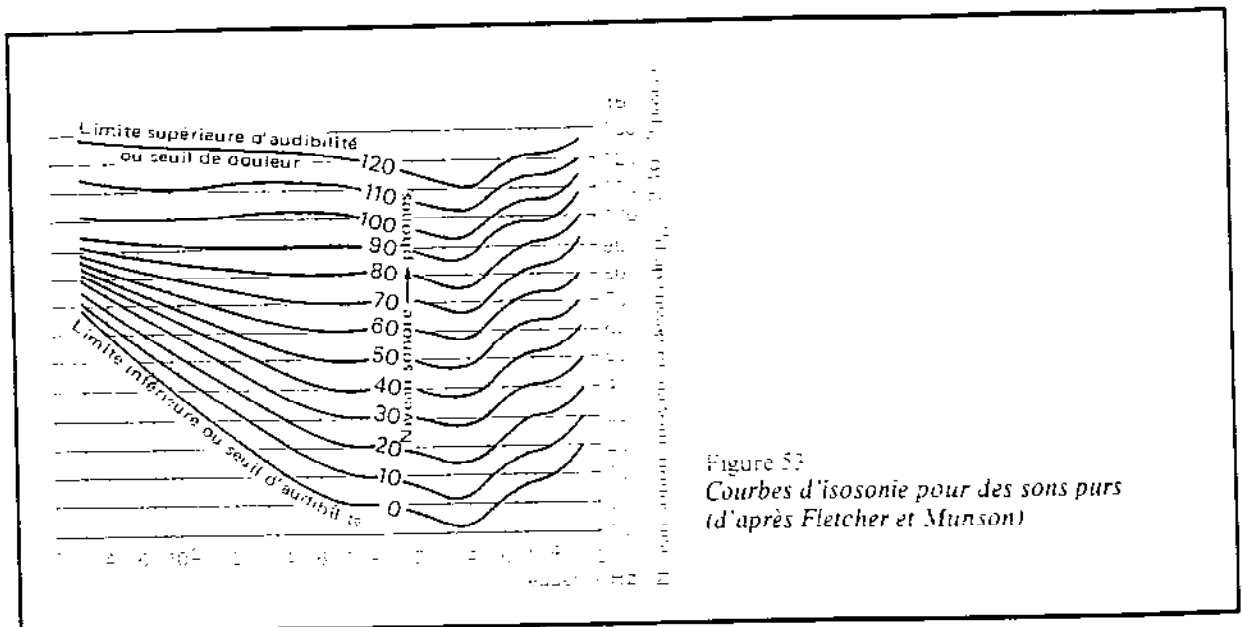


Figure 53
Courbes d'isophonie pour des sons purs
(d'après Fletcher et Munson)

Le seuil d'audibilité dépend des personnes, il décroît avec l'âge essentiellement pour les fréquences supérieures à 4 000 Hz et ceci davantage pour les hommes. Ce phénomène est appelé presbyacousie.

On perçoit en moyenne les sons de fréquence comprise entre 20 Hz et 16 000 Hz, les sons de fréquence plus basse sont les infrasons, les sons de fréquence plus élevée sont les ultrasons.

En présence d'un son ou d'un bruit parasites suffisamment forts, un son dont le niveau est juste celui correspondant au seuil d'audibilité n'est plus perçu. On dit qu'il est masqué par le son ou le bruit parasites. Pour qu'il devienne de nouveau perceptible, il est nécessaire d'accroître son niveau d'une certaine quantité n de décibels. On dit alors que le son ou le bruit parasites provoquent, à la fréquence du son utile considéré, un effet de masque de n décibels.

Par exemple, en se rapportant à la figure 54 on constate qu'un son parasite de niveau de pression 80 dB et fréquence 400 Hz produit, à 1 000 Hz, un effet de masque d'environ 30 dB. Durant la présence de ce son parasite, un son de 1 000 Hz ne sera donc perçu que si son niveau dépasse 30 dB.

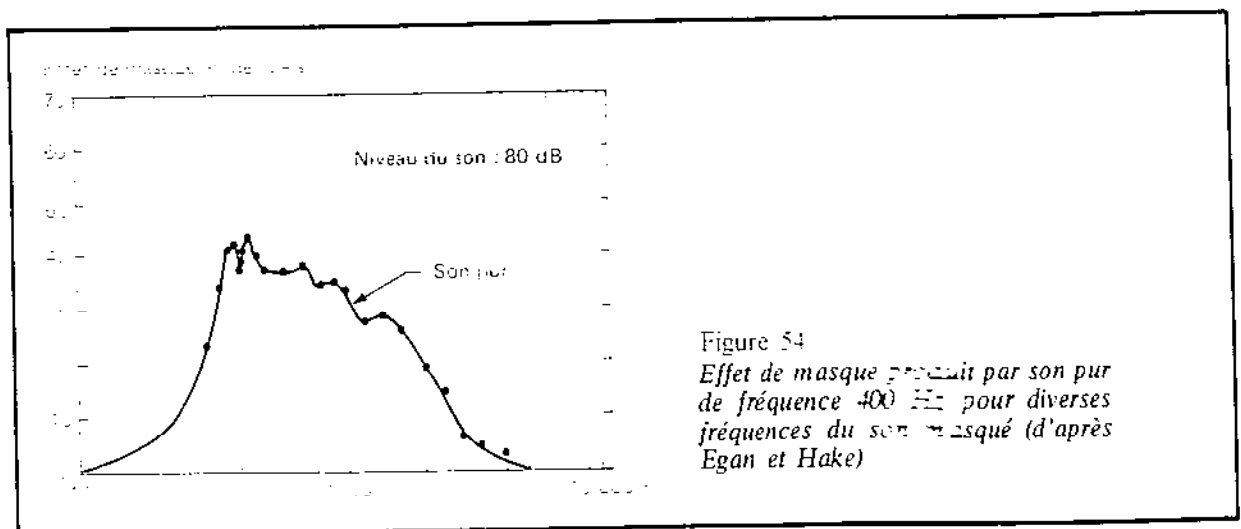


Figure 54
Effet de masque produit par son pur
de fréquence 400 Hz pour diverses
fréquences du son masqué (d'après
Egan et Hake)

D'une manière générale, l'effet de masque est toujours plus grand aux fréquences supérieures à celle du son parasite qu'aux fréquences inférieures.

Si le spectre du bruit parasite n'a pas de composantes particulièrement accentuées, ce qui est un cas fréquemment rencontré (bruit de circulation, etc.), seules les composantes du bruit ayant une fréquence très voisine de la fréquence du son utile interviennent dans l'effet de masque.

Les seuils de perception, en présence d'un tel bruit, se déduisent approximativement, pour chaque octave, du niveau du bruit parasite dans l'octave considérée diminué des quantités suivantes :

Fréquence centrale des octaves	125	250	500	1 000	2 000	4 000
Seuil de perception d'un son, par rapport au niveau du bruit parasite dans l'octave considérée	2	6	9	12	13	13

EXEMPLE : un son pur dans l'octave 1 000 Hz et en présence d'un bruit à large bande de niveau 80 dB dans l'octave 1 000 Hz n'est perçu que si son niveau dépasse 68 dB.

3. Dégradation de l'acuité auditive

Le mécanisme de l'ouïe se dégrade naturellement au cours des ans, les hommes étant plus atteints que les femmes, en moyenne (fig. 55). Cette dégradation se traduit par une élévation du seuil d'audibilité que l'on appelle perte d'acuité auditive. En général elle est d'autant plus prononcée que la fréquence des sons considérés est élevée.

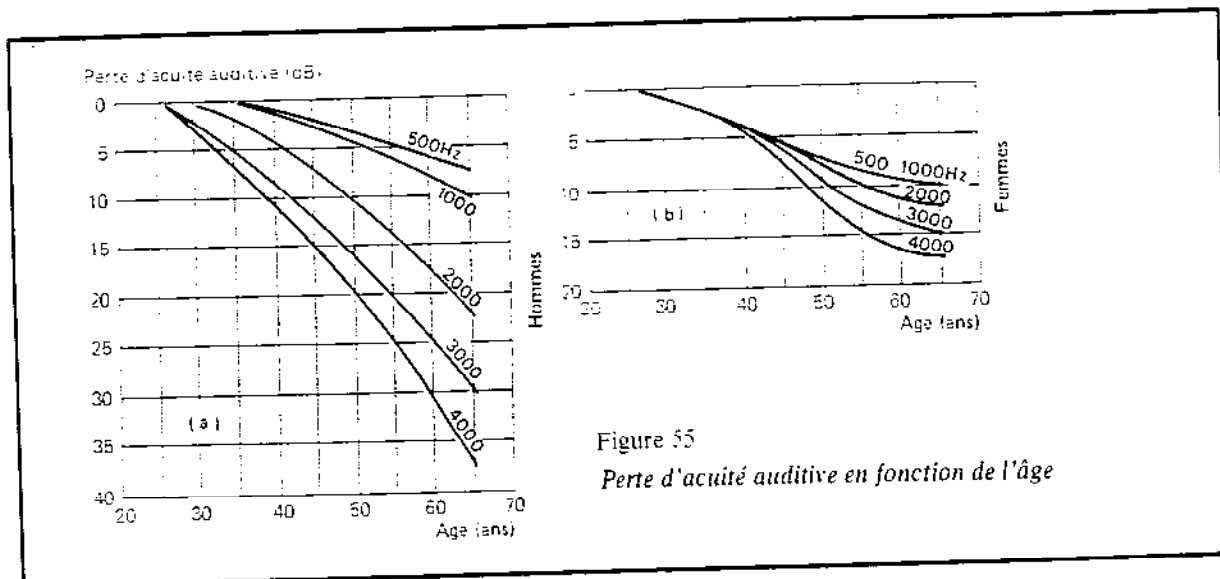


Figure 55
Perte d'acuité auditive en fonction de l'âge

Ce mécanisme de dégradation peut être accéléré voire amplifié jusqu'à la surdité totale si la personne est exposée à des bruits particulièrement forts. L'effet nocif d'un bruit peut être évalué par la comparaison d'audiogrammes relevés régulièrement au cours de l'exposition.

Au sens de la norme NF S 31-013, on considère qu'une audition est affaiblie si le déplacement permanent moyen du seuil d'audition pour l'ensemble des trois fréquences 500, 1 000, 2 000 Hz est supérieur à 25 dB. Ce déplacement permanent ne doit pas être confondu avec le déplacement temporaire observé immédiatement après la perception d'un son intense (fatigue auditive).

La nocivité des bruits dépend de leur pureté, fréquence, intensité et durée, les bruits purs, aigus et les bruits impulsifs étant les plus dangereux. La norme NF S 31-013 donne une relation empirique entre l'exposition professionnelle au bruit exprimée en termes de niveau de pression acoustique en dB (A) et de durée au cours d'une semaine normale de travail et le pourcentage de travailleurs dont on peut attendre qu'ils présenteront un accroissement du seuil d'audition s'élevant à 25 dB uniquement en fonction de l'exposition au bruit. Elle n'est pas applicable aux bruits impulsifs isolés tels que les coups de feu.

Dans cette norme on admet que pour des bruits intermittents ou de niveau variable, le niveau équivalent (L_{eq}) exprimé en dB(A) permet une mesure satisfaisante de la nocivité du bruit. L'altération de l'ouïe serait donc liée à l'énergie acoustique totale reçue par l'individu exposé. Ainsi, par exemple, une exposition continue à 85 dB(A) pendant 40 heures est équivalente à une exposition à 95 dB(A) pendant 4 heures.

Toujours selon cette norme, le risque supplémentaire de perte d'acuité à cause du bruit est nul tant que le niveau équivalent du bruit est inférieur à 80 dB(A) (L_{eq}).

Le Code du travail (article R238-9) prescrit aux chefs d'établissements de maintenir les bruits supportés par les travailleurs à un niveau compatible avec leur santé. L'inspecteur du travail peut prescrire toute mesure du niveau de bruit nécessaire. Les dispositions générales d'hygiène et de sécurité contenues dans ce code sont applicables au cas du bruit.

L'annexe 2 de la circulaire du 26 novembre 1971 concernant la protection des travailleurs contre les effets nuisibles du bruit fixe les limites suivantes : pour une exposition (40 heures/semaine) en un poste de travail, à un niveau de bruit sans chocs, ni impulsions, le niveau équivalent de 85 dB(A) doit être pris comme cote d'alerte. Le niveau de 90 dB(A) doit être pris comme cote de danger. La cote d'alerte, lorsqu'elle est dépassée ou atteinte, impose une surveillance du niveau de bruit. La cote de danger, lorsqu'elle est dépassée ou atteinte, impose un contrôle audiométrique périodique du personnel et rend obligatoire une action destinée à réduire le bruit et/ou la durée d'exposition (circulaire du 26 novembre 1971).

Si les bruits sont impulsifs, il pourra être nécessaire, après étude cas par cas, de réviser en baisse les valeurs précédentes prises comme cotes d'alerte et de danger.

Les affections professionnelles provoquées par les bruits font partie des tableaux de maladies professionnelles reconnues par la Sécurité Sociale : déficit audiométrique bilatéral irréversible au moins égal à 35 dB en moyenne sur la meilleure oreille (moyenne sur les trois fréquences 500 Hz, 1 000 Hz et 2 000 Hz, le déficit sur 1 000 Hz étant assorti d'une valeur double). Ces dispositions réglementaires sont contenues dans le décret n° 63-405 du 10 avril 1963 modifié par le décret n° 72-1010 du 2 novembre 1972.

II.3.b. INTENSITÉ SUBJECTIVE D'UN SON

1. Sonie. Bruyance

L'intensité subjective est définie en comparant la sensation causée à celle d'un son ou d'un bruit de référence. La sonie évalue l'intensité subjective en utilisant pour référence des sons purs de fréquence 1 000 Hz et de niveau de pression acoustique ajustable.

La figure 53 issue des travaux de Fletcher et Munson (1928) donne le réseau de courbes isosoniques moyennes. On constate que pour les sons relativement faibles la sensibilité de l'oreille aux sons de fréquence comprise entre 500 et 5 000 Hz est nettement plus élevée qu'aux autres fréquences.

Le phone est l'unité d'isophonie. Le niveau d'isophonie en phones est représenté par le même nombre que le niveau de la pression acoustique à 1 000 Hz de la courbe isophonique considérée.

L'impression sonore ou *sonie* s'exprime en *sones*. Elle est reliée (d'après l'expérience) au niveau isophonique (phones) par la courbe représentée sur la figure 56, où par convention on a pris 1 sone = 40 phones.

D'après cette courbe, on constate qu'au-delà de 40 phones un doublement de la sonie nécessite un renforcement de l'intensité sonore de 10 phones. En deçà de 40 phones, ce doublement ne nécessite qu'une variation plus faible du niveau d'isophonie.

Dans le cas de bruits complexes, des méthodes de calcul basées sur l'expérience ont été développées pour déterminer la sonie ou le niveau d'isophonie correspondant.

Dans le cas particulier des bruits d'avion, l'habitude a été prise d'utiliser une unité de niveau d'intensité physiologique particulière : le PNdB (abréviation de Perceived Noise decibel). Le niveau

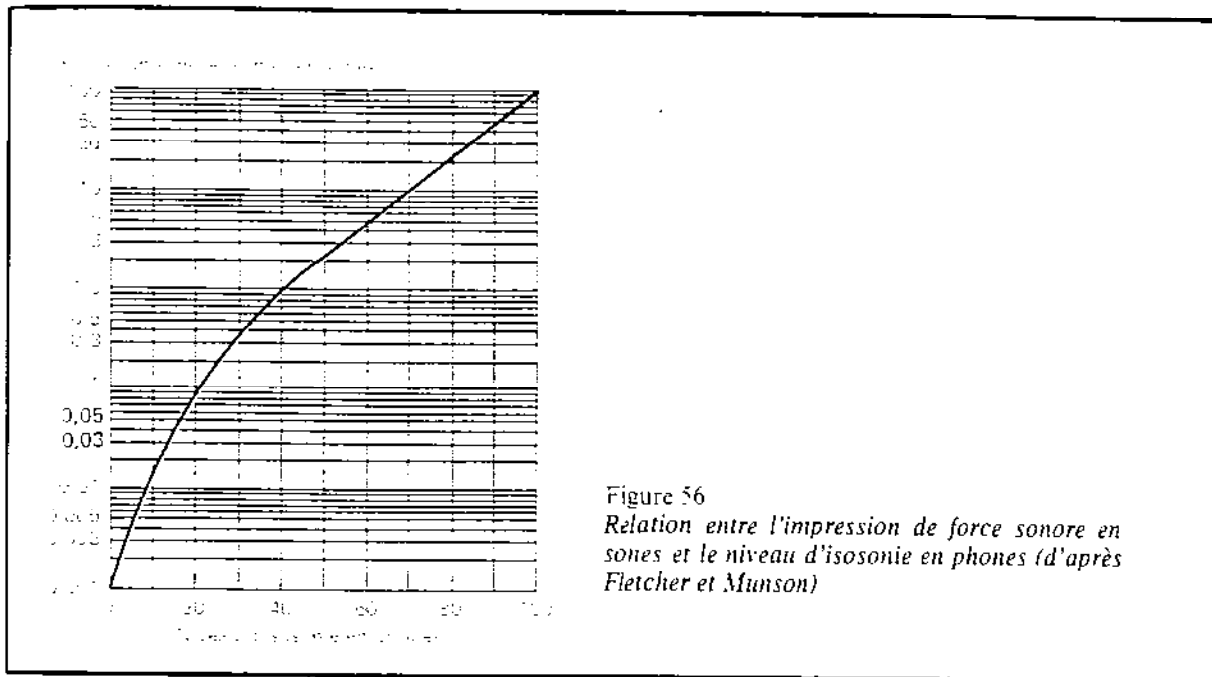


Figure 56
Relation entre l'impression de force sonore en sones et le niveau d'isophonie en phones (d'après Fletcher et Munson)

de bruit d'avion est de n PNdB quand ce bruit est jugé aussi bruyant qu'un bruit s'étendant de 910 à 1 090 hertz de niveau de pression n décibels. Lorsque le spectre du bruit d'avion est connu, une méthode de calcul permet de déterminer l'équivalent en PNdB. L'unité de bruyance est le *noy*.

2. Niveau global. Sonomètres

La détermination expérimentale de la sonie ou de la bruyance d'un son ou d'un bruit n'est pas chose facile car elle demande la mesure du spectre du bruit et, à partir de là, un calcul. Naturellement, les appareils de mesure actuels sont si perfectionnés qu'il est possible, moyennant un investissement élevé, de procéder rapidement à cette détermination.

Dans bien des cas on n'a pas la possibilité d'utiliser des appareils aussi perfectionnés et l'on doit se contenter d'un simple appareil nommé *sonomètre* comprenant un microphone, un ou plusieurs amplificateurs et un appareil de lecture gradué en décibels. Naturellement, avec un appareil aussi simple on ne peut obtenir la sonie ou la bruyance d'un bruit. Par contre, il permet d'obtenir le niveau du bruit mesuré d'une manière globale. Pour que l'indication obtenue soit aussi en rapport que possible avec la sensation, on a introduit dans cet appareil, de longue date, trois réseaux pondérateurs (filtres) donnant à l'appareil une sensibilité semblable (fig. 57) à celle qu'a l'oreille respectivement pour des sons de force faible, moyenne, élevée. Les réseaux correspondants sont respectivement appelés A, B, C et la lecture correspondante faite avec ces réseaux s'exprime en décibels A, B, C respectivement.

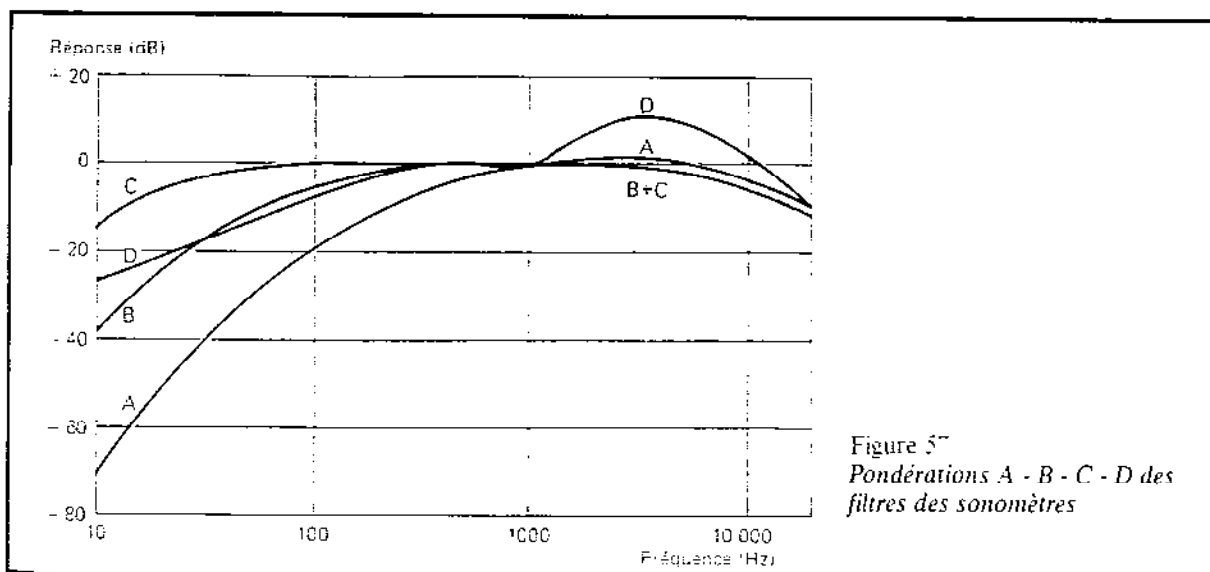


Figure 57
Pondérations A - B - C - D des filtres des sonomètres

En fait, l'usage a consacré la primauté d'une mesure en dB (A) quelle que soit la force du bruit, l'usage des réseaux B et C ayant été abandonné.

Par contre, on a introduit un nouveau réseau, le D, dont la pondération est semblable à celle qui conduit à la détermination du PNdB. Il est donc utile pour la mesure des bruits d'avions.

II.3.c. INTELLIGIBILITÉ DE LA PAROLE

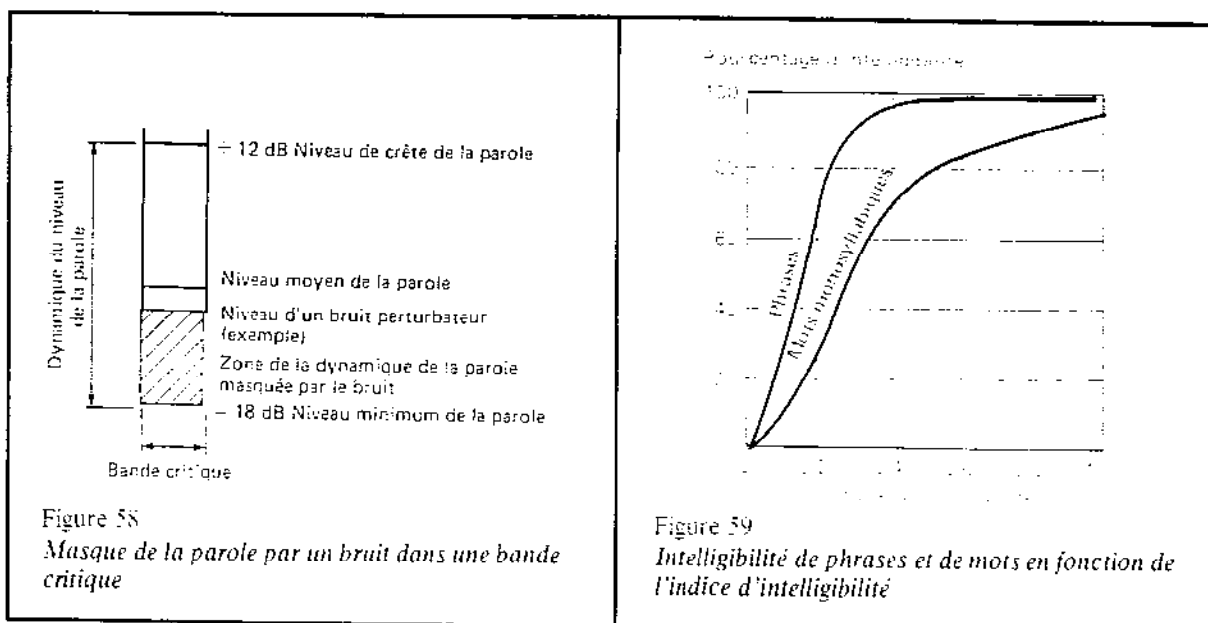
Une bonne acoustique des locaux où l'on converse ou écoute la radio-télévision est nécessaire à l'intelligibilité de la parole. Inversement, l'intimité exige au moins que les conversations dans un local ne soient pas comprises dans un autre local. Aussi les conditions de l'intelligibilité sont-elles d'une très grande importance pour quiconque se préoccupe du cadre de vie.

Bien que l'oreille soit sensible aux fréquences allant de 20 à 20 000 Hz, on a constaté que la bande utile pour la compréhension de la parole ne s'étend que de 200 à 8 000 Hz. Plus exactement, French et Steinberg ont constaté que ce domaine peut être découpé en 20 bandes adjacentes, dites bandes critiques, se partageant également la responsabilité de l'intelligibilité de la parole lorsque les conditions d'audition sont très bonnes. Ces 20 bandes sont de largeurs inégales, étroites aux fréquences basses et larges aux aigus. Lorsque, par suite de la présence d'un bruit parasite, l'information contenue dans certaines des bandes critiques ne peut être recueillie, la perception des informations contenues dans les autres bandes n'en est pas affectée. L'oreille se comporte donc comme un analyseur plus ou moins sélectif, capable de distinguer un son particulier noyé dans le bruit de fond.

On a constaté que, pour chacune de ces bandes, ainsi que d'une manière globale, le niveau de la parole varie sans cesse autour d'une valeur moyenne. Ces fluctuations atteignent -18 dB dans le sens négatif et $+12$ dB dans le sens positif. Si, pour chacune de ces bandes, le niveau du bruit ambiant correspondant est d'au moins 18 dB inférieur à la valeur moyenne du niveau de parole, ce bruit ne perturbe pas l'écoute de l'information correspondante : on dit alors que l'indice d'intelligibilité est 1. Si, pour toutes ces bandes, le bruit ambiant dépasse d'au moins 12 dB le niveau moyen de la parole, la perturbation de l'écoute est totale, l'indice d'intelligibilité est nul. Dans les cas intermédiaires, c'est-à-dire lorsque dans certaines bandes le bruit ne recouvre que partiellement la plage de variation — la dynamique — du niveau de la parole, l'intelligibilité est partielle et l'indice d'intelligibilité est compris entre 0 et 1.

Par définition, l'indice d'intelligibilité est égal au rapport de la surface de la dynamique non couverte par le bruit à la surface totale représentant la dynamique de la parole (fig. 58).

On détermine à partir de cet indice d'intelligibilité le pourcentage d'intelligibilité de phrases ou de mots à l'aide des courbes de la figure 59.



Ces courbes ont été établies expérimentalement pour un langage familier : on conçoit qu'elles peuvent varier selon la nature des phrases et des compétences intellectuelles de l'auditeur.

Nous noterons que l'indice d'intelligibilité doit être :

- supérieur à 0,4 pour que la compréhension des phrases soit presque totale,
- inférieur à 0,05 pour que l'intimité soit à peu près assurée.

Ce procédé de détermination d'un indice d'intelligibilité est relativement complexe puisqu'il nécessite des informations à la fois sur le niveau de la parole et sur le niveau du bruit dans vingt bandes de fréquences différentes, bandes qui, du reste, ne correspondent pas aux bandes des filtres des appareils de mesure courants.

On a donc recherché une procédure plus simple. La procédure la plus récente est celle utilisant le PSIL (Preferred Speech Interference Level) qui est la moyenne arithmétique des niveaux de pression acoustique du bruit masquant sur les trois bandes d'octave centrées sur 500, 1 000 et 2 000 Hz (la norme Afnor NF S 31-047 retient, en plus, l'octave 4 000)

$$PSIL = \frac{1}{3} (L_{500} + L_{1000} + L_{2000})$$

L'indice d'intelligibilité est alors sensiblement égal à :

$$I = \frac{L - PSIL}{30}$$

L est la moyenne arithmétique, pour les trois octaves citées, du niveau de crête de la parole.

Une bonne approximation de l'intelligibilité en espace libre peut être obtenue encore plus simplement à partir de l'abaque de la figure 60 où le niveau du bruit est simplement exprimé en dB (A).

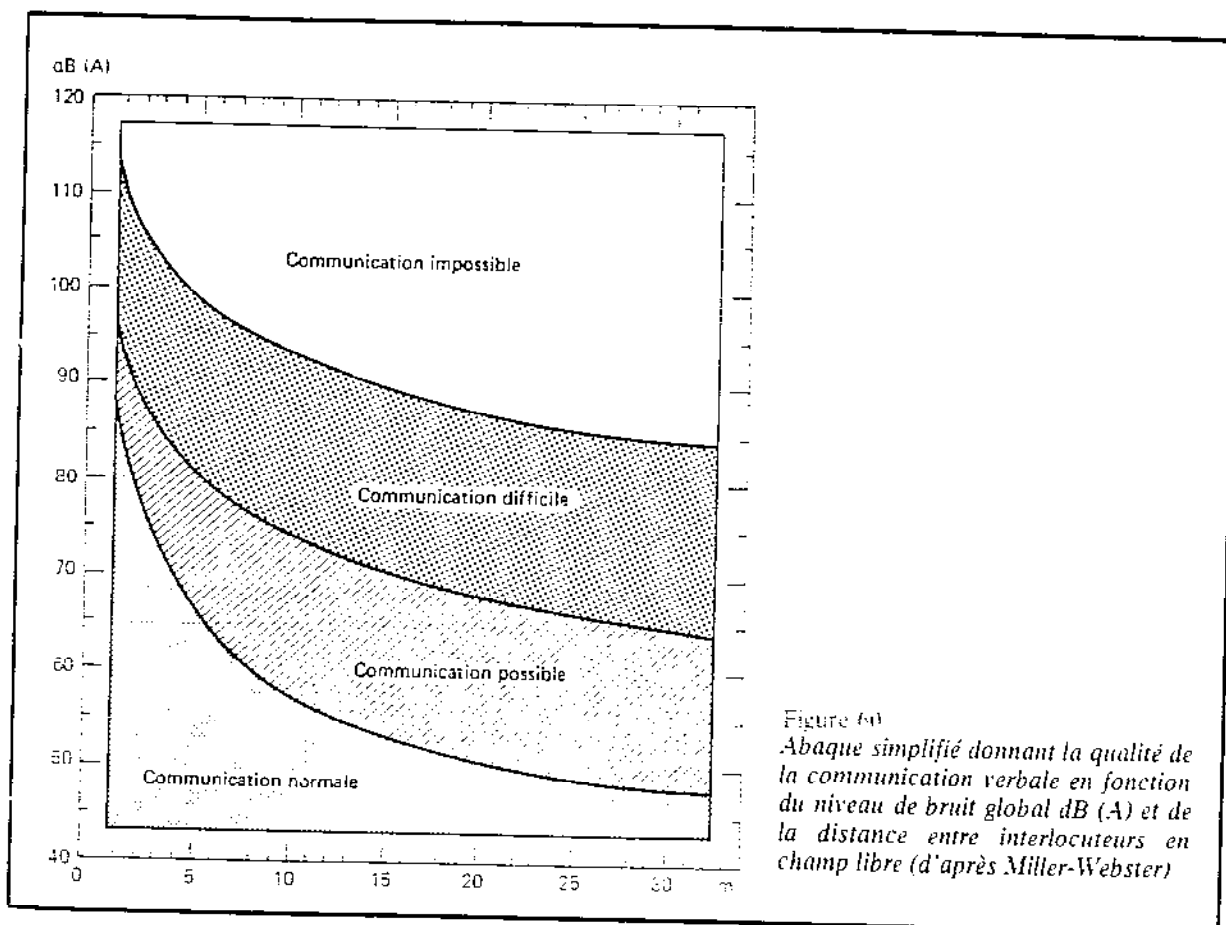


Figure 60
Abaque simplifié donnant la qualité de la communication verbale en fonction du niveau de bruit global dB (A) et de la distance entre interlocuteurs en champ libre (d'après Miller-Webster)

II.3.d. EFFETS DU BRUIT SUR L'HOMME

1. Nature des effets

Le bruit provoque chez l'homme des perturbations très variées. Les effets directs sur la santé sont mal connus. Ils sont probablement faibles pour les niveaux habituellement rencontrés en résidence mais on peut toujours craindre d'importants effets à long terme notamment sur les personnes en mauvaise santé lorsque le bruit constitue une contrainte de mode de vie qui se superpose à un ensemble de contraintes quotidiennes (effet de stress cumulatif).

Nous pouvons analyser les effets du bruit en les décomposant ainsi :

- Dégradation de l'ouïe déjà évoquée.
- Réactions végétatives,
- Modification des performances,
- Perturbation du sommeil,
- Difficultés psychosociologiques (voisinage, etc.).

Dans certains cas, on notera les effets favorables suivants :

- amélioration de l'intimité (par exemple dans les véhicules de transports collectifs),
- stimulation et accroissement du niveau d'activation et de vigilance.

2. Les réactions végétatives

Le bruit a des effets directs sur le système circulatoire puisque l'on remarque des réactions physiologiques telles que la vasoconstriction, la modification de la tension artérielle et de la fréquence cardiaque. Il semble cependant qu'il faille des niveaux de bruit élevés et une longue exposition pour entraîner des modifications durables chez les travailleurs. Des études épidémiologiques auraient montré une certaine fréquence de cas d'hypertension autour des aéroports mais il est difficile d'affirmer qu'ils sont dus au bruit.

3. Activation à l'état de veille. Modification des performances

La stimulation acoustique provoque une activation du système nerveux qui entraîne outre les réactions végétatives déjà citées, des modifications de l'accomplissement de certaines fonctions.

Les effets du bruit sur les personnes occupées à des tâches diverses industrielles, sportives, intellectuelles, etc., manifestent une grande complexité. Ils dépendent fortement des tâches, des caractéristiques psychologiques des sujets, du moment de la journée, du sexe même, ainsi les femmes choisissent-elles en général comme niveau de confort des niveaux inférieurs d'environ 10 dB à ceux qui seraient adoptés par leurs collègues masculins.

Les modifications des performances peuvent être appréciées par la diminution du rendement quantitatif, l'augmentation du nombre d'erreurs ou d'accidents. Le fait qu'on connaît l'éventualité de l'apparition du bruit modifie également les performances.

Des travaux très variés effectués sur le sujet ont conduit en particulier Broadbent à adopter une théorie de l'«activation» du système nerveux central par le bruit : les performances seraient optimales pour certaines plages de bruit qui dépendent des tâches et des caractéristiques des sujets. En deçà de certaines limites de niveau l'activation par le bruit serait favorable pour les sujets fatigués ou extravertis.

La relation bruit-performance est caractérisée par une courbe en U renversée ; la performance croît avec le niveau de bruit et décroît ensuite. Les niveaux de bruit correspondant au maximum de performance sont en général supérieurs à ceux qui dégradent l'intelligibilité des conversations.

Le niveau d'activation des introvertis est en général convenable avec un très faible niveau de bruit et toute élévation du bruit amène une dégradation de leurs performances.

Lorsque le bruit perturbateur est soit imprévu, soit porteur d'une information particulière, il peut contribuer notablement à la détérioration d'une tâche.

Il est très difficile de fixer des limites aux niveaux de bruit susceptibles de détériorer des tâches. En tous les cas il est certain que l'on a intérêt à éliminer tout bruit qui par son spectre, son niveau ou sa variation dans le temps a un caractère inattendu.

Un bruit de niveau inférieur à 70 dB (A) a rarement des effets nocifs sur la vigilance dans la mesure où il n'a pas de signification particulière pour l'intéressé.

4. La perturbation du sommeil

Les modifications du sommeil peuvent être considérées comme l'un des effets les plus importants du bruit : elles posent des problèmes graves pour l'exploitation nocturne des infrastructures de transport.

Nous considérons que ces modifications s'apparentent plus à des perturbations des activités qu'à des incidences sur la santé car, d'une part celles-ci n'ont pas été mises en évidence pour des perturbations du sommeil telles que celles qui peuvent apparaître dans l'environnement, d'autre part, des mécanismes de récupération peuvent exister mais ils entraînent précisément des contraintes dans les activités et les modes de vie.

Les principales manifestations de la perturbation du sommeil sont :

- a) raccourcissement de la durée de certaines phases de sommeil
- b) éveils
- c) difficultés d'endormissement
- d) réactions végétatives.

Il n'y a malheureusement pas d'indicateur global de la qualité du sommeil, c'est pourquoi, nous devons examiner brièvement les relations dose/effet pour les diverses manifestations citées :

- a) L'analyse des enregistrements électroencéphalographiques fait apparaître que les stades de sommeil les plus sensibles au bruit sont les stades I et II dit de sommeil léger, des niveaux de bruit très faibles (45 dB (A)) peuvent ainsi provoquer l'éveil chez certains sujets.

La sensibilité du stade de sommeil paradoxal dépend fortement de la signification du bruit. Les fonctions des stades I, II et de sommeil paradoxal sont mal connues et l'on s'attachera davantage à la perturbation des stades de sommeil profond III et IV qui sont les plus longs et les plus fréquents pendant les trois premières heures du sommeil ainsi que chez les personnes jeunes. La perturbation de ces stades exige des niveaux plus élevés que pour les autres stades.

Des raccourcissements importants (de 20 à 30 %) de la durée du sommeil profond sont obtenus pour des niveaux L_{eq} atteignant 60 dB (A).

- b) Les éveils se produisent à partir des stades I et II. Ils permettent de construire plus facilement des indicateurs de qualité du sommeil car ils sont perçus. En particulier la sensation d'un bon sommeil observée au réveil dépend fortement du nombre d'éveils en fin de période de sommeil. L'indice acoustique à retenir serait dans ce cas plutôt caractéristique des crêtes de bruit le matin (par exemple de 5 h 00 à 7 h 00).
- c) Les difficultés d'endormissement ont été peu étudiées. Des niveaux de bruits fluctuants atteignant 50 dB (A) peuvent les renforcer alors que l'endormissement peut ne pas souffrir de niveaux de bruit constants de 60 à 70 dB (A). Le temps nécessaire pour s'endormir peut ainsi passer de 20 mn à une heure si le niveau de bruit passe de L_{eq} 35 dB (A) à L_{eq} 50 dB (A).
- d) La vaso-constriction des vaisseaux périphériques, la modification de la tension ou de la fréquence cardiaque apparaissent pendant le sommeil comme à l'état de veille pour des niveaux de bruit dépassant seulement de 15 dB (A) le niveau de bruit de fond. Ces réactions végétatives permettent de montrer qu'il n'y a pas d'habituation au bruit pendant le sommeil car elles ne sont pas modifiées dans le temps.

Au total, un critère unique relatif au sommeil ne paraît guère pouvoir être adopté pour l'instant et il conviendrait de poursuivre les recherches en particulier pour définir un indicateur de qualité du sommeil.

En attendant, on retiendra que des niveaux de bruit de crête dépassant de 15 dB (A) le bruit de fond peuvent provoquer des perturbations du sommeil. On peut envisager de plus, deux critères provisoires : l'un, fondé sur la durée du sommeil lent, retiendrait le Leq de nuit et des niveaux limites de 50 à 60 dB (A), l'autre, retenant plutôt l'humeur au réveil serait le L_1 le matin.

5. Bilan de l'effet du bruit sur la santé

Des effets directs à plus ou moins long terme peuvent intervenir sur le système circulatoire si l'on remarque que le bruit provoque diverses réactions physiologiques telles que la vasoconstriction, la modification de la tension artérielle ou des fréquences cardiaques. Il semble cependant qu'il faille des niveaux de bruit élevés et une longue exposition pour entraîner des modifications durables.

Des effets directs ainsi que des effets indirects, conséquence des effets sur le comportement ou la gêne psychosociale, consisteraient en une contribution du bruit à l'état de stress que caractérise le syndrome de Selye. Des ulcères gastro-duodénaux par exemple pourraient provenir d'expositions pendant de nombreuses années à des niveaux de bruit de plus de 85 dB (A).

De même que pour le stress, on peut craindre une incidence directe ou indirecte sur l'état neurophysiologique.

Au cours d'une enquête autour de l'aéroport de Heathrow, il est apparu que le taux d'hospitalisation psychiatrique des femmes seules de 45 à 55 ans était particulièrement fort.

Malgré l'importance possible des effets sur la santé proprement dite, on ne peut pas proposer de relation de dose de bruit à maladies engendrées. L'incidence du bruit sur les comportements : activités, sommeil, conversation, permet des analyses plus utilisables pour la réglementation.

6. La gêne causée dans l'habitat par des bruits en provenance de sources extérieures

Les réactions négatives recueillies au cours des enquêtes chez les occupants d'immeubles situés près de sources de bruits traduisent, outre la perturbation du sommeil et des activités, la perception d'une intrusion dans l'intimité de chacun. Ces réactions liées au contexte résidentiel sont variables selon les lieux, les populations et la nature des bruits.

L'évaluation des caractéristiques du bruit perturbateur, en façade des bâtiments ou à l'intérieur des bâtiments, et leur confrontation avec les résultats d'enquêtes permettent de rechercher les relations entre bruit et gêne. Des travaux similaires peuvent être effectués entièrement en laboratoire mais les résultats sont alors très discutables, car la gêne d'un sujet en laboratoire peut n'avoir qu'un lointain rapport avec la gêne du même sujet dans sa résidence.

a) Les enquêtes à domicile

Les premières enquêtes auprès des riverains de voies de circulation ont été effectuées en 1963-1964 en Suède, Autriche et France. On peut actuellement citer au moins 15 enquêtes spécialisées de dimensions et méthodologies convenables. Les caractéristiques générales de ces enquêtes sont :

- la confrontation de la gêne exprimée avec le niveau de bruit calculé ou mesuré en façade des habitations,
- des groupes de questions portant sur la nature des activités perturbées par le bruit,
- au moins une question simple portant sur la gêne ressentie évaluée selon une échelle en 3, 4... jusqu'à 9 points.

L'enquête remarquable menée par Mc Kennel en 1965 autour de l'aéroport de Londres a fortement influencé les méthodes des enquêtes les plus récentes. La poursuite de temps à autre de nouvelles enquêtes de ce type ne se justifie que par la variété des niveaux de bruit étudiés : ainsi, après une enquête simple consacrée en 1964-1967 à l'autoroute du Sud, la France a financé en 1968-1971 une enquête auprès d'habitants riverains de rues de la région parisienne, puis en 1971-1973 une étude aux abords des grands axes de circulation urbaine et enfin, en 1977, une étude sur les quartiers soumis à la fois aux bruits de trafics automobile et aérien.

Les premiers travaux se sont attachés à une bonne analyse des activités perturbées ainsi on a décrit le pourcentage de riverains qui ferment leurs fenêtres en fonction du bruit extérieur, surtout on a testé des échelles de Guttman pour lesquelles la perturbation d'une activité implique celle d'autres activités plus fragiles alors qu'elle exclut des effets sur les activités moins sensibles au bruit.

On a ainsi assez souvent vérifié l'échelle suivante :

- 1^o Troubles pour l'écoute de la télévision
 - 2^o Troubles pour les conversations
 - 3^o Fermeture des fenêtres en été
- } (fenêtres ouvertes)

Il est curieux de constater que ces enquêtes n'ont pratiquement jamais donné d'information sur la perturbation du sommeil. On a souvent tenté de composer un indice de gêne à partir des réponses à diverses questions sur les activités perturbées. Une importante conclusion se dégage actuellement : pour la prédiction de la gêne, une mesure globale à partir d'une question unique donne des résultats supérieurs à ceux qui dérivent d'une batterie de questions.

On se contente donc maintenant pratiquement :

1^o d'échelle différentielle sémantique « Indiquez votre niveau de gêne sur l'échelle suivante » :



2^o d'échelle de gêne verbalisée :

« Etes-vous... »



Le tableau ci-dessous donne une indication sur la relation entre le niveau global de gêne et certaines perturbations (d'après J. Langdon)

<i>Non satisfait</i>	7	Radio	}	fenêtres fermées
		Lecture		
		Télévision		
	6	Ouverture des fenêtres par temps chaud		
	5	Lecture fenêtres ouvertes		
	4	Radio (fenêtres ouvertes)		
	3			
	2	Télévision (fenêtres ouvertes)		
<i>Satisfait</i>	1			

Echelle de satisfaction Début de perturbation pour diverses activités.

Très généralement, ces enquêtes fournissent les coefficients de corrélation entre les niveaux de gêne exprimée et les niveaux de bruit.

Deux conclusions essentielles apparaissent systématiquement.

Les corrélations entre niveau de gêne individuelle et niveau de bruit sont très faibles ($r = 0,3$ à $0,4$) elles n'expliquent guère plus du 10^e de la variance de la gêne. La faiblesse de cette corrélation a toujours beaucoup soucie les chercheurs qui ont cherché à l'améliorer : les améliorations obtenues sont en général de peu d'intérêt pratique mais elles présentent le grand avantage d'expliquer les phénomènes :

1° du côté physique, les niveaux de bruit sont des niveaux de bruit en façade, le plus souvent mesurés pendant de courtes périodes non représentatives de la vie réelle du sujet. Ainsi on a obtenu pour les ménagères qui restent à leur domicile une corrélation meilleure ($r = 0,5$) :

2° du côté psychologique, les individus manifestent une très grande différence de sensibilité au bruit ; comme on ne peut pas en pratique procéder à des examens psychologiques approfondis des sujets, on leur demande d'évaluer eux-mêmes leur sensibilité. La répartition des enquêtés en sensibles, neutres et peu sensibles montre que la relation entre la gêne et le bruit est nette surtout pour les « neutres ». Malheureusement, il n'est pas possible en pratique de prédire le niveau de sensibilité des individus.

b) La caractérisation du bruit en vue de l'évaluation de la gêne

L'évaluation de l'exposition d'un individu ou d'un groupe d'individus à des niveaux de pression acoustique fluctuants nécessite l'usage d'indices globaux construits à partir de la connaissance de la variation temporelle du niveau de bruit. Dans la mesure du possible, on utilise des indices aussi bien corrélés avec la gêne que possible. La plupart des indices sont construits à partir du niveau énergétique équivalent :

$$L_{eq} = \frac{1}{T} \int_0^T 10^{\frac{L(t)}{10}} dt$$

$L(t)$ étant le niveau de la pression acoustique à l'instant t .

Ils peuvent utiliser aussi des valeurs statistiques telles que l'écart quadratique moyen σ , les niveaux L_1 , L_{10} , L_{50} , L_{90} dépassés respectivement pendant 1%, 10%, 50%, 90% du temps considéré.

Les indices construits à partir de ces divers paramètres doivent caractériser la nuisance sonore pendant une période bien déterminée.

Par exemple, le Royaume-Uni utilise un indice particulier : « la moyenne arithmétique du L_{10} enregistré heure par heure de 6 h 00 à 24 h 00, un jour ouvrable » pour caractériser le bruit de circulation. Un indice supérieur à 70 dB (A) entraîne une indemnisation des riverains pour les travaux d'insonorisation qu'ils font effectuer (« Land Compensation Act » de 1973).

Les États-Unis utilisent selon les cas le L_{10} ou L_{eq} pendant diverses périodes mais aussi l'indice L_{dn} qui résulte de la composition acoustique de $L_{d,eq}$ de 7 h 00 à 22 h 00 et de $L_{n,eq} + 10$ dB, L_n étant L_{eq} de 22 h 00 à 7 h 00.

En France, le guide du bruit édité par le CETUR ne retient que la gêne de jour en proposant L_{eq} de 8 h 00 à 20 h 00, il propose cependant de retenir en soirée soit le L_1 de 20 h 00 à 24 h 00, soit le L_{eq} de 20 h 00 à 24 h 00 (à noter que L_{eq} est beaucoup plus facile à prévoir ou à mesurer que L_1). Le niveau L_{eq} de 8 h 00 à 20 h 00 en façade de logement qui correspond à la limite du supportable est de l'ordre de 64 dB (A).

c) Niveaux de confort

Les nombreux effets du bruit commentés plus haut montrent à l'évidence qu'il n'y a pas de seuil de niveau de bruit caractéristique qu'il convient de ne pas dépasser à tout prix. Toutefois, par expérience et grâce aux diverses enquêtes déjà effectuées, on peut prévoir quelles seront les conséquences de la présence d'un bruit ambiant de caractère permanent sur les conditions de vie dans un logement. Le tableau suivant le précise.

L_{eq} dB(A) ¹⁾	Interférence avec le sommeil	Interférence avec la parole	Gêne	Réaction de la collectivité	Qualité de l'environnement
$L < 40, \Delta L < 10$	Non	Non	Non	Non	Excellente
$40 < L < 50$ $\Delta L < 10$	Exceptionnelle	A l'intérieur, conversations privées	Non	Non	Bonne
$40 < L < 50$ $\Delta L > 10$	Oui	A l'intérieur, conversations privées	Non	Non	Assez bonne
$50 < L < 55$	Oui	A l'intérieur, conversations privées	20 % très gênés	Non à plaintes occasionnelles	Passable
$55 < L < 60$	Oui (fenêtres ouvertes) Non (fenêtres fermées)	A l'extérieur, conversations privées	25 % très gênés	Non à plaintes occasionnelles	Moyenne
$60 < L < 65$	Oui avec fenêtres ouvertes, (parfois même avec fenêtres fermées)	A l'extérieur, conversations privées	35 % très gênés	Non à plaintes occasionnelles	Moyenne
$65 < L < 70$	Oui (avec fenêtres ouvertes ou fermées)	Toutes conversations, fenêtres ouvertes et fermées, à l'intérieur et à l'extérieur	40 % très gênés	Plaintes générales	Médiocre
$70 < L$	Oui	Oui	50 % très gênés	Menace d'actions en justice	Mauvaise

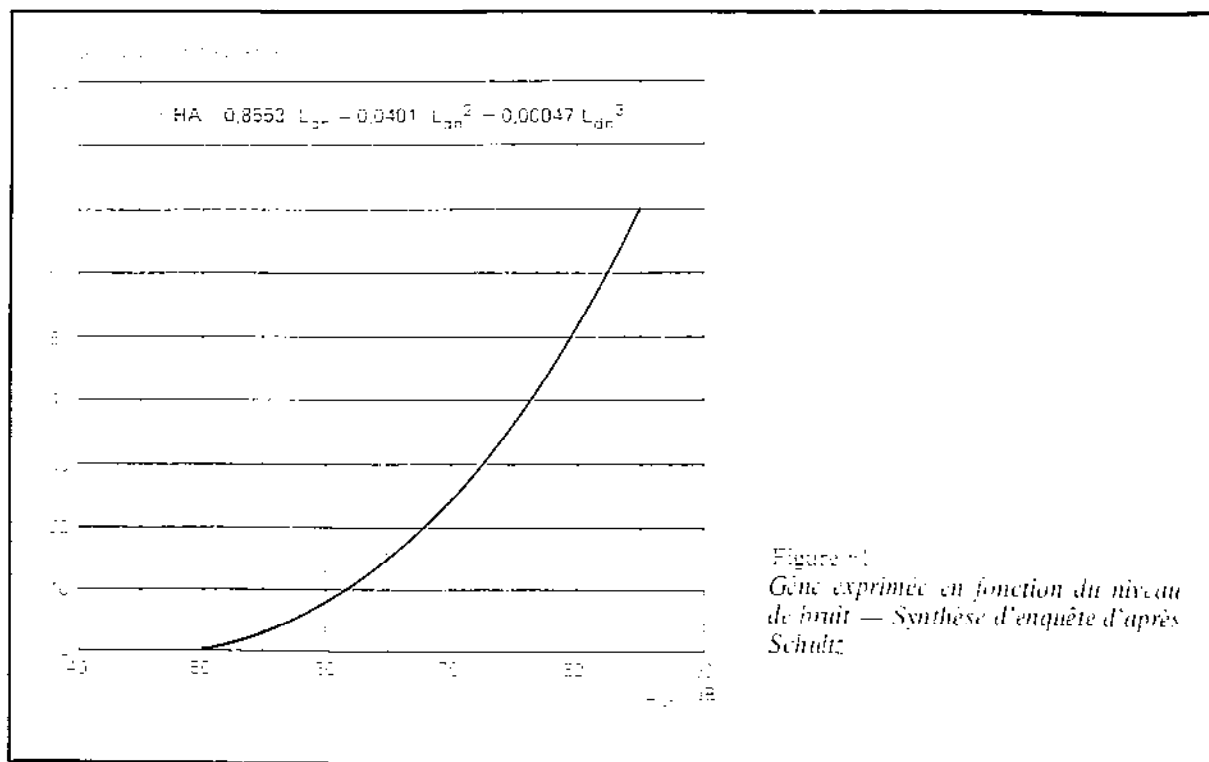
1) Niveaux à l'intérieur des logements pour la partie encadrée du tableau
Niveaux à l'extérieur pour le reste du tableau

Apparemment un niveau de bruit ambiant le plus faible possible est souhaitable. En fait, le bruit ambiant a un effet bénéfique : il permet de masquer les petits événements sonores causés par les personnes ou les équipements, dans les immeubles. Plus le bruit ambiant est faible, meilleure doit être l'insonorisation du bâtiment vis-à-vis des bruits internes. En particulier, le simple respect des valeurs réglementaires en matière d'isolation interne ne permet pas un confort satisfaisant si l'environnement est totalement silencieux (campagne).

d) Prédiction de la gêne d'une communauté

Pour celui qui est soucieux de prévoir la gêne de l'ensemble d'une communauté, pour l'administrateur ou l'urbaniste, les enquêtes présentent cependant un intérêt élevé car les corrélations entre la gêne moyenne exprimée par des groupes d'individus (au moins 50) et les niveaux de bruit sont très bonnes : $r = 0.8$ à 0.9 . Il faut donc continuer à considérer ce type d'enquête comme utile quoique peu perfectible au stade de développement actuel.

Une formulation simplifiée des résultats des enquêtes consiste à retenir les variations du pourcentage de personnes très gênées en fonction du niveau de bruit L_{eq} dB(A). Ainsi, Schultz a compilé les résultats des enquêtes de divers pays et estime que leurs résultats sont très voisins et peuvent être figurés par le graphique de la figure 61.



En fait, les méthodes des enquêtes étaient très différentes aussi bien pour les questionnaires que pour les mesures de niveaux de bruit ; aussi doit-on rester assez circonspect devant ces résultats, d'autant qu'ils sont bien différents de résultats publiés par ailleurs. On remarquera cependant que le pourcentage de personnes très gênées doublerait pour toute augmentation de L_{eq} de 10 dB(A) : on retrouve ainsi la loi de perception subjective de la bruyance.

De manière générale, les spécialistes s'orientent maintenant de plus en plus vers l'utilisation du pourcentage de personnes très gênées comme critère de gêne. C'est en effet un critère relativement précis et variant assez nettement et de manière monotone avec le bruit. Il reste à associer cette expression d'un niveau de gêne avec des caractéristiques de comportement ou d'intentions (déménagement par exemple).

e) Impact sur une population

Afin de pouvoir comparer des situations entre elles, de pouvoir juger de l'effet bénéfique de protection, il est utile de pouvoir évaluer la nuisance éprouvée par un ensemble d'individus à l'aide d'indicateurs ou d'indices d'impact :

- Les indicateurs d'impact ont pour but de déterminer la nuisance acoustique imposée à un ensemble d'individus P. Ils permettent de comparer les situations d'une même population soumise à des sources de bruit distinctes ou de puissances différentes. Leur utilisation pourra se révéler particulièrement intéressante dans les analyses coût-efficacité (études d'impact sur la population, etc.).

- Les indices d'impact peuvent être obtenus en divisant les indicateurs d'impact par le nombre d'individus composant la population considérée. Ils décrivent ainsi un « impact individuel moyen » : ils doivent être utilisés pour comparer la situation de populations différentes par leur nombre.

Les indicateurs d'impact ont pour formulation :

$$I = \sum_i P_i i(L_i)$$

si P_i est le segment de population exposé à l'indice L_i : aux États-Unis, par exemple, on utilise un indicateur linéaire de type :

$$I = \sum 0,05 P_i (L_i - 50)$$

L'indice d'impact correspondant sera :

$$i = \frac{I}{P} \quad (P : \text{population totale})$$

7. La gêne causée par les bruits intérieurs

Les bruits intérieurs, c'est-à-dire ceux produits par les occupants des locaux, leurs appareils ainsi que par les divers équipements de l'immeuble, ont fait l'objet de bien moins d'études que les bruits extérieurs. Ceci résulte probablement du fait que s'il est relativement facile d'en établir la liste, il est extrêmement difficile de bien pouvoir les décrire physiquement. Ils dépendent des habitants et de leur mode de vie, de la nature des appareils et équipements et de la manière de les utiliser, de la structure du bâtiment, etc. Le plus souvent, la condition de bruit d'un local est un cas particulier dépendant de tous les paramètres précédents.

En général, ces bruits sont d'autant plus gênants qu'ils sont chargés de signification et qu'ils se produisent à une heure où l'on recherche le calme soit pour travailler, soit pour se reposer. Parmi les plus gênants on peut citer les bruits de conversation, de musique, d'impact des personnes qui marchent. L'expérience montre qu'on ne peut pas demander au seul bâtiment de rendre ces bruits inaudibles. L'éducation et le savoir-vivre des occupants doit faire le reste.

En ce qui concerne les bruits aériens (conversation, radio-télévision), une enquête a montré que le respect des valeurs réglementaires en matière d'isolement permet de satisfaire la grande majorité des occupants pour ce qui est de l'inaudibilité des conversations mais une majorité plus faible lorsqu'il s'agit de radio-télévision.

Pour les impacts contre les sols, la réglementation est bien insuffisante pour assurer l'inaudibilité de personnes marchant avec des chaussures particulièrement sonores (talons hauts, semelles de bois...). Seul l'usage de chaussures à semelles très élastiques conduit à une situation satisfaisante.

En ce qui concerne les équipements, ceux fonctionnant jour et nuit doivent être particulièrement bien réduits au silence (pompes de circulation de chauffage, ventilation mécanique). Le niveau limite qu'ils ne doivent pas dépasser est de l'ordre de 25 à 30 dB (A) dans les chambres à coucher et salles de séjour, sous réserve qu'ils ne renferment pas de sons purs prononcés. Dans le cas contraire, un niveau inférieur à ces limites est indispensable.

Naturellement dans les locaux techniques tels que les cuisines, ces bruits sont plus faciles à supporter et l'on peut donc admettre que leur niveau soit de l'ordre de 40 dB (A).

chapitre III

Les bruits extérieurs

On appelle bruits extérieurs tous ceux qui se propagent dans l'air hors des espaces couverts, c'est-à-dire des bâtiments. Ils touchent les individus soit directement dehors, soit dans les bâtiments par l'intermédiaire des façades, ouvertures et toitures.

Il existe une infinité de bruits extérieurs naturels : bruit du vent ou de l'eau, chants d'oiseaux et autres bruits de vie animale... rares sont ceux qui sont très intenses (bruits de foudre ou de tempêtes, cascades).

Après avoir abordé des notions de propagation valables pour de nombreuses sortes de bruit nous ne nous préoccupons que de bruits issus de la machine et de l'industrie : engins de transport, usines et chantiers, car ils sont la cause de nuisances et nécessitent une protection de l'individu.

III.1 Propagation et méthodes de prévision (*)

III.1.a DIVERGENCE GÉOMÉTRIQUE EN CHAMP LIBRE

Nous appelons rigoureusement champ libre un espace d'air illimité sans obstacle. Dans la pratique, les espaces extérieurs sont toujours limités par le sol et nous appelons propagation en champ libre une propagation non perturbée par celui-ci.

1. Source ponctuelle fixe omnidirectionnelle.

Une source ponctuelle émet des ondes sphériques dont la définition a été donnée au chapitre II. Toute source dès qu'elle est observée de suffisamment loin, se comporte comme une source ponctuelle.

Dans ces conditions, le niveau de pression acoustique L_p en un point situé à une distance r de la source se déduit simplement du niveau de puissance acoustique de la source par :

$$L_p = L_w - 10 \log 4 \pi - 20 \log r$$

Si on connaît le niveau de pression acoustique L_{p_1} à une distance r_1 on en déduit L_{p_2} à une distance r_2 :

$$L_{p_2} = L_{p_1} - 20 \log \frac{r_1}{r_2}$$

Lorsqu'une source ponctuelle omnidirectionnelle se déplace sur une trajectoire rectiligne située à la distance d d'un point d'observation O , le niveau de pression acoustique au point O , pour une position angulaire θ de la source (figure 3.1), est :

$$L_p = L_w - 10 \log 4 \pi - 20 \log d - 10 \log \cos^2 \theta$$

(*) Par J.-M. Rapin, Ingénieur à l'Etablissement de Grenoble du CSTB.

lorsque la vitesse de la source est petite devant la vitesse du son (sinon on devra retrancher de L_p :

$$10 \log \left(1 - \frac{V}{c} \cos \theta \right)$$

NOTE : Si la source est placée sur un sol infiniment réfléchissant (impédance infinie) le rayonnement est hémisphérique :

$$L_p = L_w - 10 \log 2\pi - 20 \log r$$

Ce qui correspond, à une distance r donnée, à un niveau de pression acoustique de trois décibels supérieur à celui que l'on observerait en champ libre.

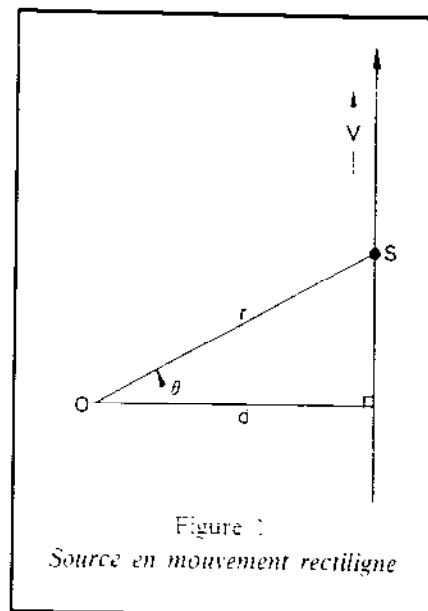


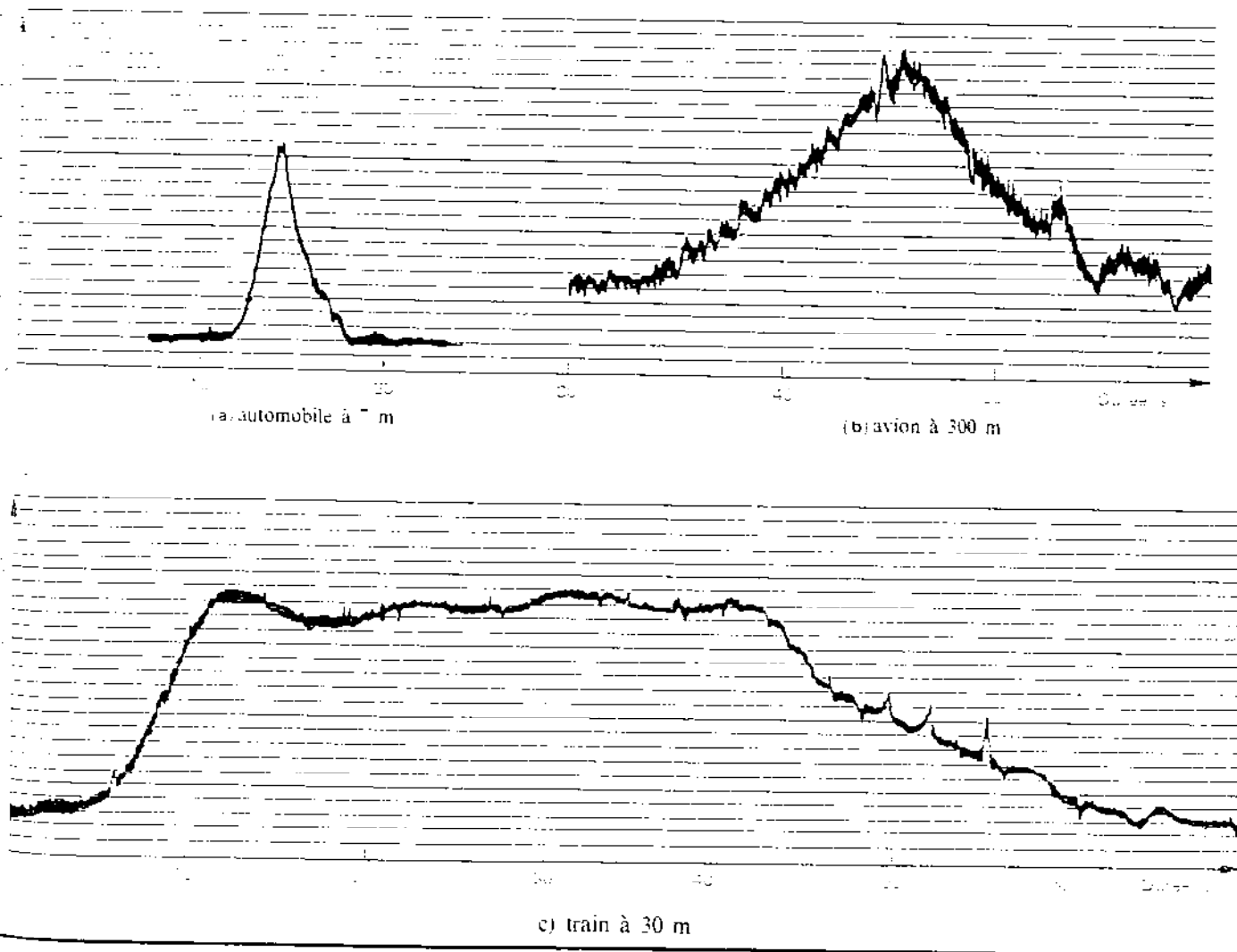
Figure 1
Source en mouvement rectiligne

2. Source ponctuelle en mouvement

On a coutume d'appeler « signature acoustique » du passage de la source la variation dans le temps du niveau L_p au point de réception (fig. 2).

La valeur maximale atteinte par L_p au moment du passage du mobile s'appelle niveau de crête (ou de pointe) et est en général symbolisée par L_{max} .

Figure 2 Exemples de signatures acoustiques



Le niveau acoustique équivalent au passage du mobile s'exprime en général sur une longue période centrée sur l'instant de la pointe L_{\max} . Le plus souvent on choisit une heure (3 600 s) pendant laquelle on effectue la moyenne énergétique :

$$L_{\text{eq}} = 10 \log \frac{1}{3\,600} \int_{t_{\max} - 1\,800}^{t_{\max} + 1\,800} 10^{\frac{L_p}{10}} dt$$

En réalité on calcule la valeur infiniment voisine :

$$L_{\text{eq}} \approx 10 \log \frac{1}{3\,600} \int_{-\infty}^{+\infty} 10^{\frac{L_p}{10}} dt$$

La valeur de

$$10 \log \int_{-\infty}^{+\infty} 10^{\frac{L_p}{10}} dt$$

est parfois appelée L_{AX} .

On peut aussi définir une *durée équivalente* τ telle que, pour un temps T qui peut être égal à 3 600 secondes, on ait

$$L_{\text{eq}} = L_{\max} + 10 \log \frac{\tau}{T} = L_{\max} + \Delta$$

(Δ , exprimé en décibels, est appelé *facteur de durée*).

Autrement dit, sur le plan énergétique, tout se passe comme si la source était perçue au niveau L_{\max} pendant la durée τ . Dans le cas d'une source ponctuelle en mouvement rectiligne uniforme de vitesse V , on montre que :

$$L_{\text{eq}} = L_w - 10 \log 4 \pi V d + 10 \log \frac{1}{T} \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta$$

avec $\theta_1 = -\theta_2 = -\frac{\pi}{2}$

$$L_{\text{eq}} = L_w - 10 \log V - 10 \log d - 6$$

valeur qui doit être majorée de 3dB si la source est placée sur le sol.

*la source tourne les 15 degrés de part et d'autre -
180° - 30° = 150°*

3. Cas particulier d'une source directive

Dans le cas d'une source directive on aura intérêt à utiliser l'expression polaire de L_p en corrigeant la valeur précédente par le facteur de directivité $Q(\theta)$ (cf. chap. II) : on aura alors :

$$L_{\text{eq}} = L_w - 10 \log 4 \pi - 10 \log V - 10 \log d - 10 \log T + 10 \log \int_{\theta_1}^{\theta_2} Q(\theta) d\theta$$

C'est en particulier le cas du bruit de train pour lequel le facteur de directivité d'une roue est approximativement :

$$Q(\theta) = 2 \cos \theta$$

La valeur de L_{eq} est alors, à puissance acoustique égale, de 1 dB supérieure à celle de la source omnidirectionnelle.

4. Ligne de sources ponctuelles indépendantes

Soit une ligne sur laquelle sont réparties des sources de puissances acoustiques variables (fig. 3).

Soit x l'abscisse d'un point sur cette ligne. En chaque point de la ligne on peut définir à l'instant t une densité de puissance acoustique par unité de longueur $W'(x, t)$ telle que la puissance acoustique d'un élément dx voisin de x soit :

$$W = W'(x, t) dx$$

Soit $r(x)$ la distance d'un point O aux différents points de la ligne de source. Le carré de la pression acoustique efficace en ce point est, à l'instant t :

$$p^2 = \frac{\rho_0 c}{4\pi} \int_{x_0}^{x_1} \frac{W'(x, t)}{r^2(x)} dx$$

x_0 et x_1 étant les extrémités de la ligne.

Si l'on appelle $\bar{W}'(x)$ la quantité $\frac{1}{T} \int_0^T W'(x, t) dt$,

on a
$$L_{eq} = 10 \log \int_{x_0}^{x_1} \frac{\bar{W}'(x)}{r^2(x)} dx - 10 \log \pi + 114$$

pour la période $(0, T)$ considérée.

Si $\bar{W}'(x)$ est indépendant de x , soit $L_{\bar{W}'}$ le niveau de puissance acoustique correspondant, comme précédemment (source en mouvement) L_{eq} s'exprime très simplement en fonction de l'angle polaire θ :

$$L_{eq} = L_{\bar{W}'} - 10 \log d - 10 \log \frac{\theta_1 - \theta_2}{\pi} - 6$$

Si la puissance acoustique est indépendante du temps, L_{eq} est évidemment égal à L_p .

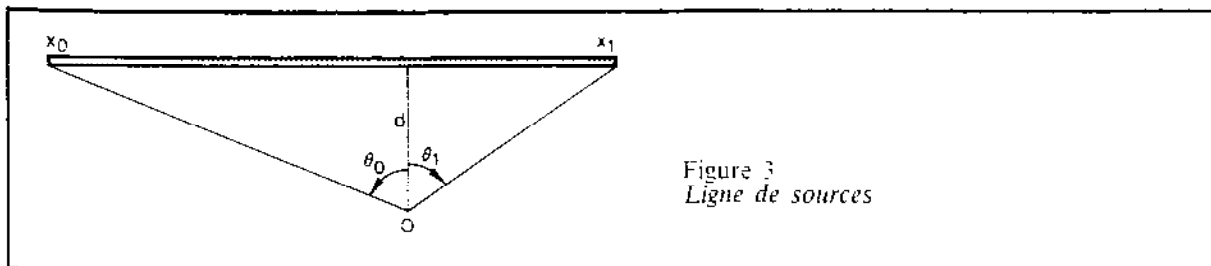


Figure 3
Ligne de sources

5. Surface de sources ponctuelles indépendantes

Dans ce cas on définit une densité de puissance moyenne surfacique $\overline{W''}$.

Soit le cas d'un ruban de sources de largeur ℓ placé sur un sol d'impédance infinie (une route par exemple) (fig. 4).

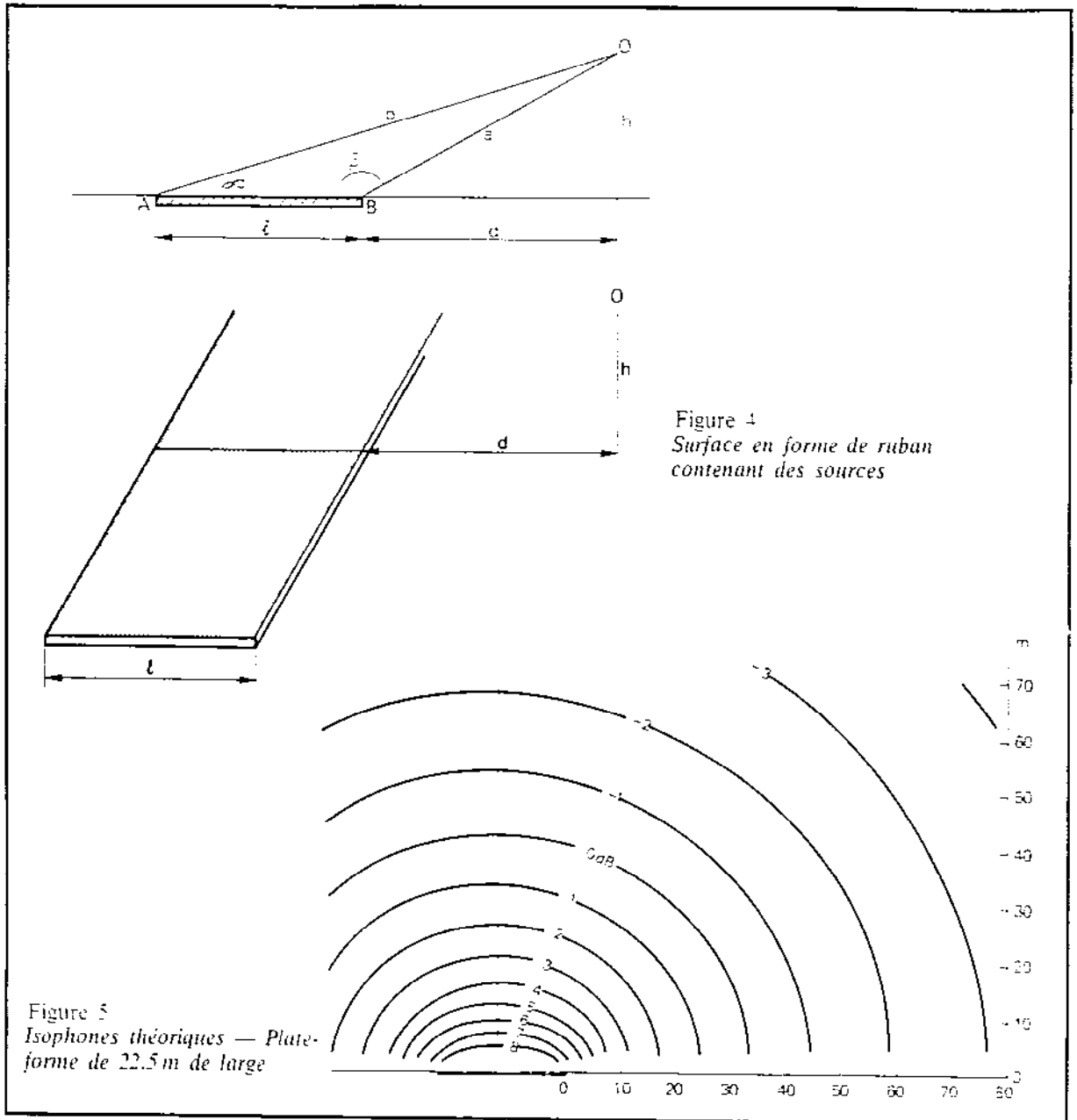
Soit un point O situé à une distance d du bord de ce ruban et à une hauteur h au-dessus du sol. Si ce ruban de sources est infiniment long, la valeur moyenne de p^2 au point O est :

$$\overline{p^2} = \rho_0 c \frac{\overline{W''}}{2} \int_d^{d+\ell} \frac{dy}{\sqrt{h^2 + y^2}}$$

$$\overline{p^2} = \rho_0 c \frac{\overline{W''}}{2} \text{Log} \left(\frac{d + \ell + \sqrt{h^2 + (d + \ell)^2}}{d + \sqrt{h^2 + d^2}} \right)$$

Expression qui peut s'écrire :

$$\overline{p^2} = \rho_0 c \frac{\overline{W''}}{2} \text{Log} \left(\frac{a + b + \ell}{a - b - \ell} \right)$$



Le lieu des points où $\bar{p}^2 = \text{constante}$, ou isophone, est, dans un plan perpendiculaire au ruban de sources, constitué par le réseau d'ellipses de foyers A et B bords du ruban (fig. 5).

Lorsque $\frac{d}{\lambda}$ est petit, on peut, en première approximation, écrire :

$$L_p = L_{\bar{p}} - 0.6 - 10 \log \text{Log} \left(1 + \frac{\lambda}{d} \right)$$

III.1.b RÉFLEXION ET ABSORPTION PAR LES GRANDES SURFACES

1. Facteur de réflexion et impédance acoustique

Soit une onde acoustique rencontrant la surface d'un second milieu sous une certaine incidence.

A une distance ϵ d'un point o de la surface et dans le premier milieu, l'onde incidente donne naissance à une pression acoustique p_i . Supposons qu'une onde acoustique soit réémise par le second milieu, elle va donner, au même point et au même instant, naissance à une pression acoustique p_r .

La pression acoustique en ce point est alors égale à :

$$p = p_i + p_r$$

Supposons l'onde incidente plane et sinusoïdale. Pour une fréquence f et un angle d'incidence i , on définit le facteur de réflexion de la surface au point o :

$$\Gamma = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{p_r}{p_i}$$

Si la surface est plane et homogène, Γ est le même en tous les points. On a l'habitude de définir Γ pour une incidence normale à la surface.

Dans cette condition on définit l'impédance acoustique de la surface par : $Z = p/v$, p et v étant la pression et la vitesse acoustique normale à la surface limite des deux milieux.

Cette impédance mesurée à la surface du milieu 2 pour une onde issue du milieu 1 est aussi l'impédance caractéristique du milieu 2 si ce dernier est homogène et infiniment épais.

Lorsque le milieu 1 est l'air dont l'impédance caractéristique est égale à $\rho_0 c$, on définit l'impédance spécifique du milieu 2 par :

$$Z_s = \frac{Z}{\rho_0 c}$$

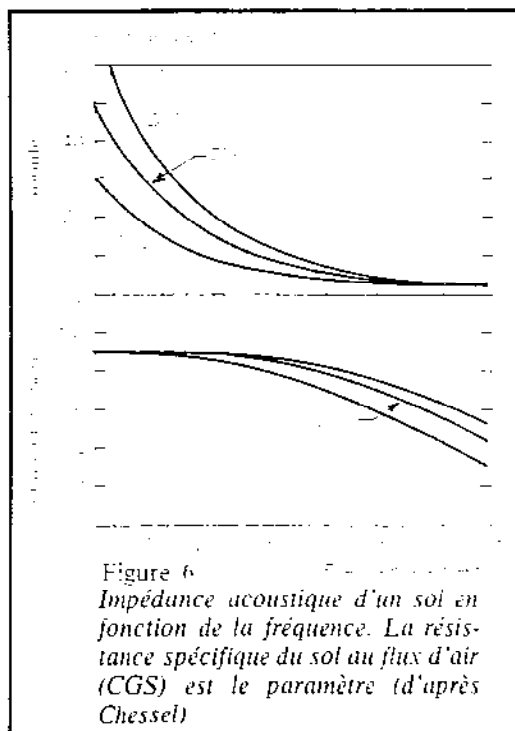
D'après Delany et Bazley, l'impédance ($Z = R + jX$) d'un sol poreux est directement liée à la résistance spécifique σ au flux d'air, par unité d'épaisseur de sol :

$$R \rho_0 c = 1 + 9.08 (f \sigma)^{-0.75}$$

$$X \rho_0 c = -11.9 (f \sigma)^{-0.75}$$

σ étant exprimé dans le système CGS (fig. 6).

Pour des pelouses couvertes de gazon σ est compris entre 100 et 400 $\text{g.cm}^{-3}\text{s}^{-1}$.



2. Surface plane à réaction locale

a) Cas des ondes planes

Par surface à réaction locale on entend une surface dont la réaction en chaque point se fait indépendamment de ce qui peut se passer aux autres points de la surface. Un exemple de surface à réaction locale est celui d'un sol plan qui serait poreux, les pores étant constitués de tubes verticaux indépendants les uns des autres.

Dans ce cas l'onde plane donne naissance à une onde réfléchie plane, les angles d'incidence et de réflexion étant égaux.

Le facteur de réflexion dépend de l'angle d'incidence :

$$\Gamma_i = \frac{Z \cos i - \rho_0 c}{Z \cos i + \rho_0 c}$$

b) Cas des ondes sphériques

Régime sinusoïdal

Soit un point source O et un point de réception A distants de x (fig. 7).

Soit O' l'image de O donnée par un plan réfléchissant (nous l'appellerons le sol).

O' I A = x' et coupe le plan au point I.

O I fait un angle i avec la normale au plan réfléchissant.

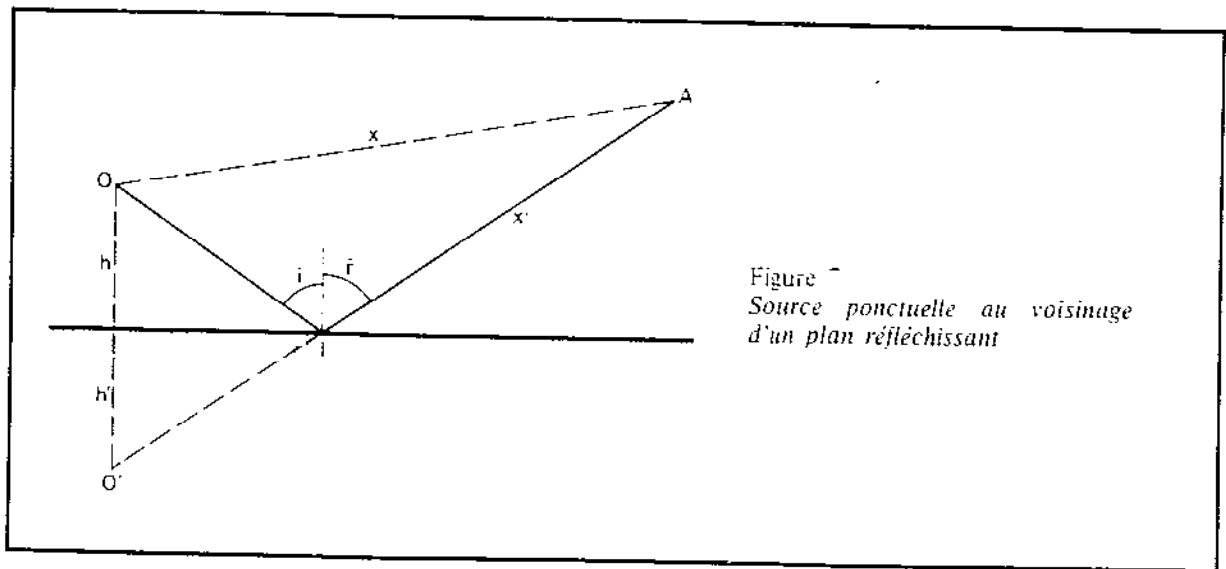


Figure 7
Source ponctuelle au voisinage
d'un plan réfléchissant

Si le sol est très réfléchissant, la pression acoustique au point A est la somme des pressions issues du point O et de son image O' :

$$p = A \left(\frac{e^{-jkx}}{x} + \Gamma_i \frac{e^{-jkx'}}{x'} \right)$$

Γ_i étant le facteur de réflexion indiqué précédemment pour les ondes planes.

Lorsque le sol est très absorbant ou lorsque la source est très près du sol, cette expression n'est plus rigoureuse car l'onde réfléchie n'est plus parfaitement sphérique.

$$\text{D'après Rudnick : } p = A \left(\frac{e^{-jkx}}{x} + \frac{e^{-jkx'}}{x'} [(1 - \Gamma_1) F + \Gamma_1] \right)$$

Expression qui doit être préférée à la précédente lorsque les incidences sont rasantes.

Lorsque O et A sont au voisinage immédiat du sol, l'expression précédente se simplifie :

$$p = 2AF \frac{e^{-jkx}}{x}$$

F est une fonction complexe dépendant des positions de O et de A ainsi que de l'impédance du sol. A une fréquence donnée, F est voisin de 1 tant que x est inférieur à la valeur x_0 donnée par

$$x_0 = \frac{4}{k} \frac{|Z_s|^2}{(\rho_0 c)^2}$$

Ceci signifie que dans cette zone la décroissance du son avec la distance se fait à raison de 6 dB par doublement de la distance, comme en absence de sol.

Lorsque la distance est supérieure à x_0 , la décroissance est plus rapide, de l'ordre de 12 dB par doublement de distance.

L'égalité précédente peut être interprétée d'une autre manière : pour x donné, il existe une fréquence dite de coupure pour laquelle le point considéré se situe exactement au changement de pente de la décroissance du son. On trouvera sur la figure 8 un exemple.

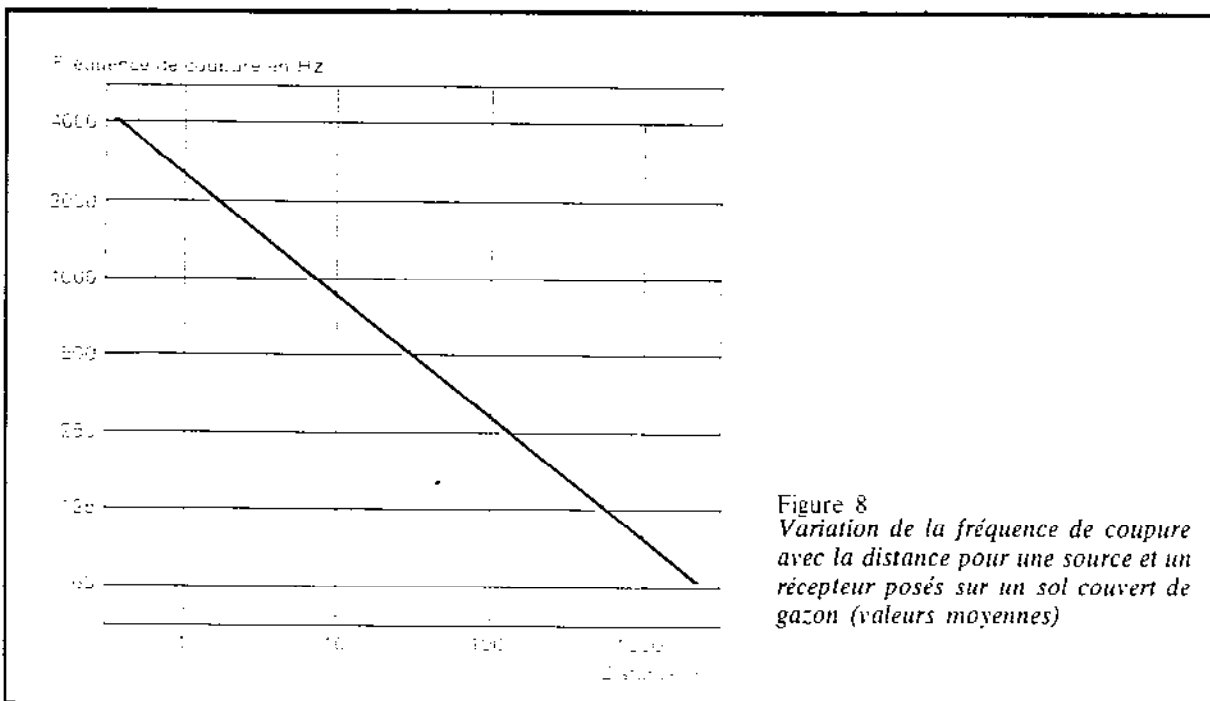


Figure 8
Variation de la fréquence de coupure avec la distance pour une source et un récepteur posés sur un sol couvert de gazon (valeurs moyennes)

Si la hauteur du point O ou du point A au-dessus du sol est supérieure à une demi-longueur d'onde, on peut admettre qu'il est valable d'utiliser une source image et de prendre la formule donnant Γ_j en onde plane.

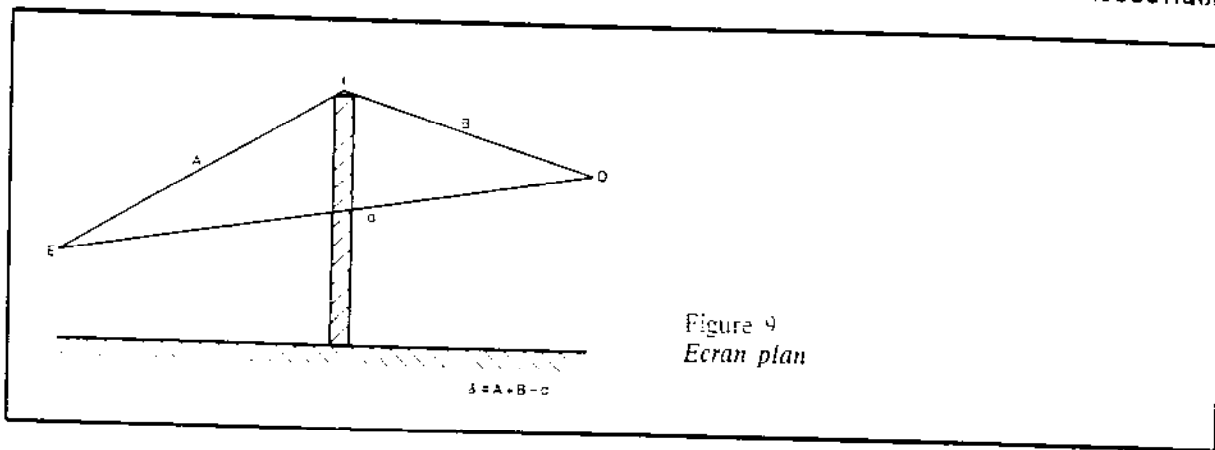


Figure 9
Ecran plan

Elle dépend aussi, si l'écran est de hauteur limitée, de la dimension réelle de l'écran.

Elle dépend un peu :

- des distances des points E et O à l'écran;
- des angles que font EI et OI avec la surface de l'écran;
- du facteur de réflexion de la surface de l'écran.

Les solutions exactes de calcul d'écran ne sont en fait jamais utilisées par les praticiens qui préfèrent utiliser des méthodes de calcul très approchées qui permettent d'aboutir directement à des résultats au moyen d'abaques. Même les programmes automatiques de calcul utilisés en France utilisent des traductions numériques d'abaques. Ces abaques sont malheureusement largement diffusés sans notices explicatives précises et l'utilisateur qui ignore tout à la fois du mode d'emploi et des conditions de validité aboutit à des résultats souvent beaucoup trop optimistes.

1. Abaques d'atténuation

Abaque de Maekawa

C'est l'abaque le plus diffusé. Il ne fait dépendre l'efficacité de l'écran que du nombre de Fresnel (fig. 10). Il a l'avantage d'être expérimental et d'avoir été mis au point avec des écrans réfléchissants de hauteur limitée, mais cependant grands devant la longueur d'onde (plus de 3 mètres pour des résultats valables pour un bruit de route en dB(A)).

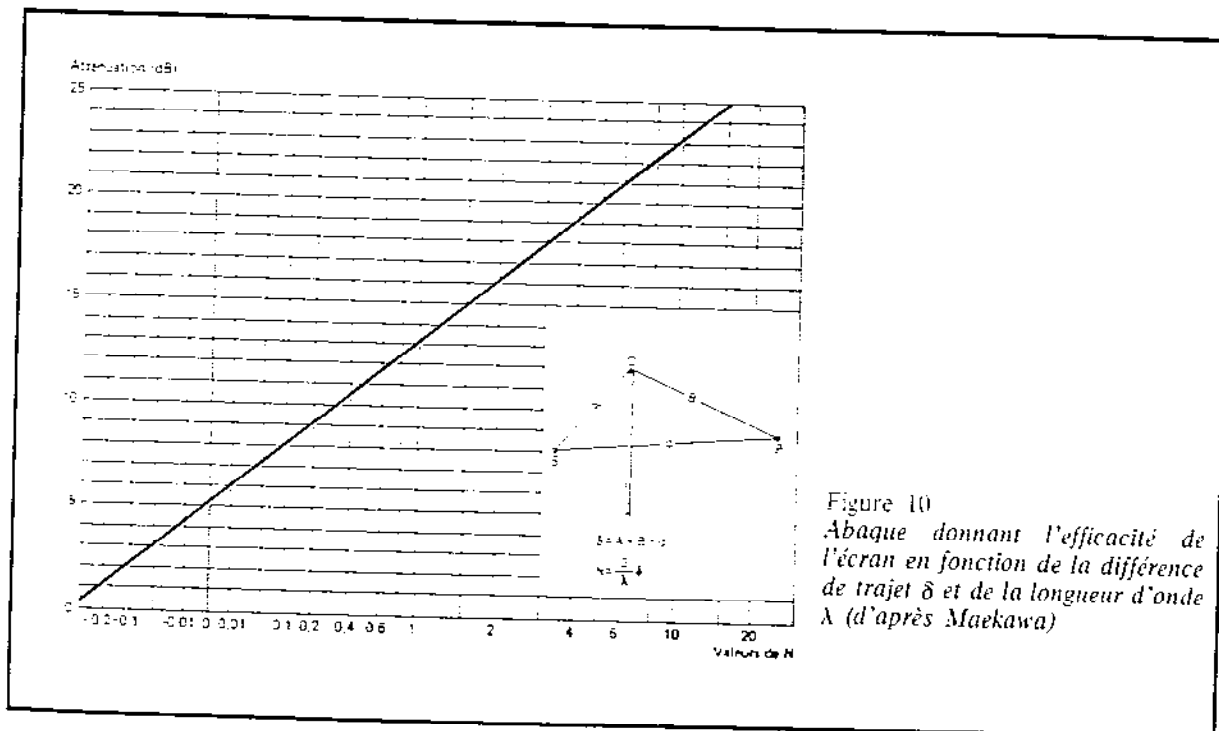


Figure 10
Abaque donnant l'efficacité de l'écran en fonction de la différence de trajet δ et de la longueur d'onde λ (d'après Maekawa)

Il est valable :

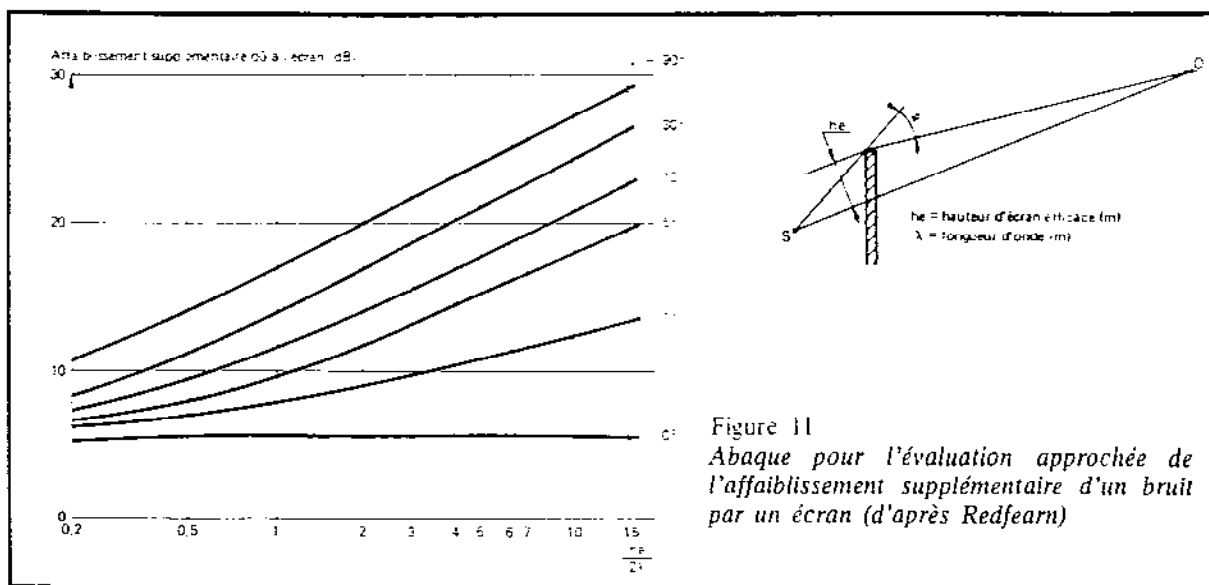
- si les distances des points E et O à l'écran sont grandes devant la longueur d'onde.
- si les positions des points E et O ne sont pas trop dissymétriques par rapport à l'écran.
- si on prend garde d'effectuer le calcul pour toutes les images de E et O découlant des réflexions sur le sol ou sur la surface de l'écran et de cumuler quadratiquement les pressions acoustiques élémentaires obtenues.
- si on prend en compte le véritable trajet du rayon diffracté dans le cas où E et O ne sont pas dans un plan normal à la surface de l'écran.

Dans le cas du calcul du niveau acoustique équivalent issu du trajet routier, on admet en général que la longueur d'onde moyenne du spectre pondéré (A) est de 50 cm. Ceci est vrai si l'on est à moins de 100 mètres du bord de route.

Après intégration temporelle la source de bruit routière devient une ligne de sources qu'il est nécessaire, pour le calcul, de décomposer en sources ponctuelles.

Abaque de Redfearn

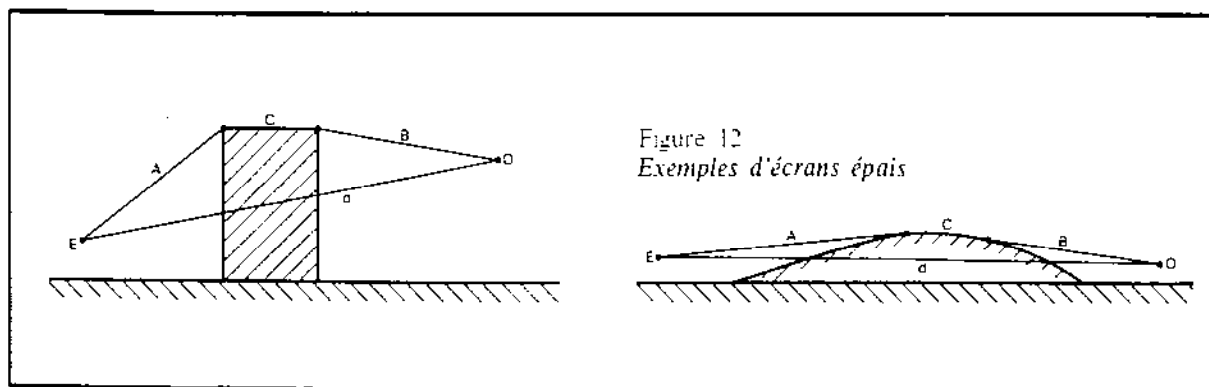
Bien que très diffusé, il a l'inconvénient d'avoir été étudié pour un écran théoriquement de hauteur infinie. Les paramètres utilisés sont jugés très commodes par le projeteur, mais les résultats obtenus sont généralement trop optimistes (fig. 11).



Cas des écrans épais

On utilisera toujours δ , mais le triangle deviendra un polygone plus complexe par exemple :

$$\delta = A + B + C - d \quad (\text{fig. 12})$$



Cas des écrans courts

On devra prendre en compte les chemins de diffraction passant par les arêtes latérales (fig. 13).

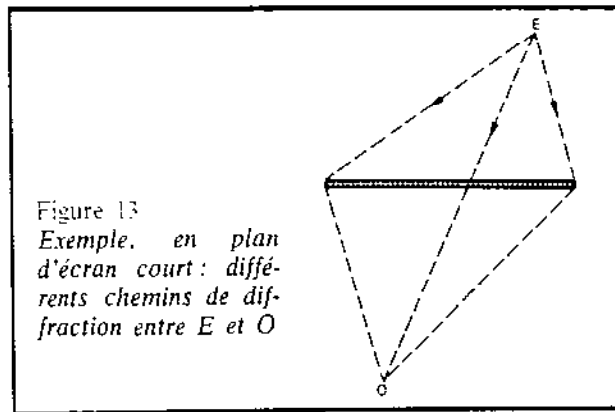


Figure 13
Exemple, en plan
d'écran court: diffé-
rents chemins de dif-
fraction entre E et O

2. Expression analytique de l'efficacité d'un écran

La lecture des abaques est mal adaptée au calcul automatique.

L'abaque de Maekawa peut être remplacé par une expression analytique approchée qui prend en compte les écrans de faible hauteur.

Dans le cas d'une source ponctuelle et d'un écran de hauteur h , on peut écrire, pour un bruit de fréquence voisine de c/λ :

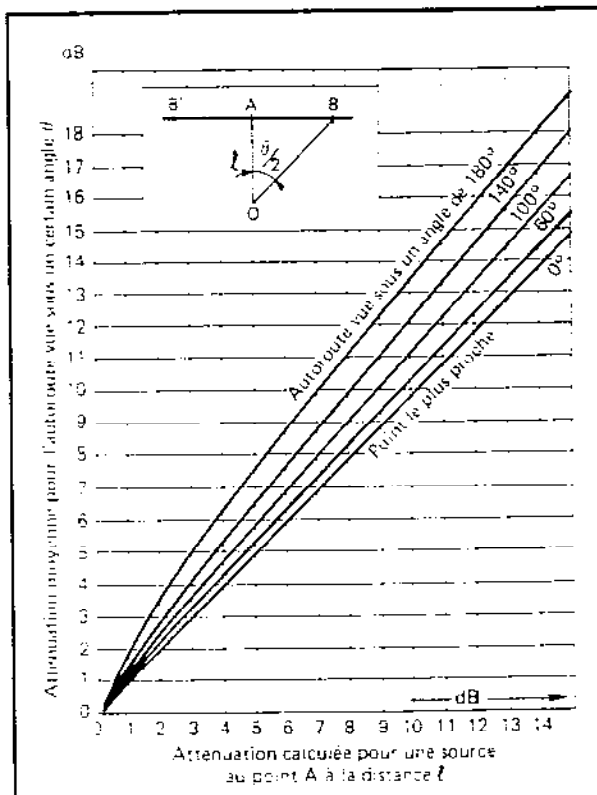
$$\Delta L \approx 20 \log \frac{\sqrt{2 \pi N}}{\text{th} \sqrt{2 \pi N}} + 5 - 10 \log \left(2 e^{\frac{-h}{2N}} + 1 \right)$$

avec $N = 2\delta/\lambda$ comme précédemment.

Dans le cas d'une source linéaire

$$\Delta L \approx 15 \log \frac{\sqrt{2 \pi N}}{\text{th} \sqrt{2 \pi N}} + 5 - 10 \log \left(2 e^{\frac{-h}{2N}} + 1 \right)$$

III.1.d. EFFET DE L'ATMOSPHERE SUR LA PROPAGATION A GRANDES DISTANCES



1. Absorption du son par l'air

L'absorption du son par l'air se traduit par une perte d'énergie fonction de la distance x parcourue par les ondes sonores qui s'exprime, pour les ondes planes et les ondes sphériques, par une décroissance de la densité d'énergie acoustique de la forme $e^{-2\alpha x}$ s'ajoutant à la décroissance résultant de la divergence géométrique. Ce phénomène a été examiné en détail au Chapitre 2.

Nous donnons, fig. 14, le résultat de l'effet d'absorption dans le cas d'une source linéaire.

Figure 14
Courbes donnant l'atténuation due à l'absorption par l'air d'un bruit issu d'une source linéaire vue sous un angle θ , en fonction de l'atténuation par l'air de ce même bruit issu d'une source ponctuelle placée au point de la source linéaire le plus proche de l'observateur

Soit $\Delta x = x' - x$ la différence de parcours entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Si Δx est grand les pressions acoustiques efficaces issues des deux ondes s'ajoutent quadratiquement et il est inutile de faire intervenir la phase. Plus rigoureusement la condition est que la fonction d'autocorrélation du signal tende vers zéro pour : $\tau = \Delta x/c$.

Pour une bande de largeur B d'un bruit parfaitement aléatoire il faut :

$$\Delta x > \frac{c}{B}$$

par exemple pour une octave de bruit blanc de fréquence centrale f :

$$\Delta x > \frac{c\sqrt{\tau}}{f} = \lambda\sqrt{\tau}$$

Aux basses fréquences, cette condition n'est souvent pas réalisée, en particulier dans le cas d'une propagation au voisinage du sol.

Dans ce cas il faut tenir compte de l'autocorrélation du bruit.

Dans le cas d'un bruit à caractère stationnaire, c'est-à-dire dont la valeur efficace ne varie pas dans le temps :

$$p_{\text{résultante}}^2 = p_{\text{directe}}^2 \left[1 + \left(\frac{x \cdot \Gamma}{x'} \right)^2 \right] - 2 \frac{\Gamma \cdot x}{x'} R_x(\tau)$$

avec $\tau = \frac{\Delta x}{c} + \frac{\psi}{\omega}$

$R_x(\tau)$ est la fonction d'autocorrélation de la pression acoustique directe. ψ est le déphasage introduit par la réflexion sur le sol.

III.1.c. DIFFRACTION

Lorsqu'un obstacle est inséré sur le parcours d'une onde sonore le champ acoustique initial est perturbé et l'on observe, derrière l'obstacle, la formation d'une zone d'ombre.

Nous avons vu, au chapitre II.1.f. que la théorie de Kirchhoff permet, théoriquement, de prévoir quelle est la pression acoustique en tout point après insertion de l'obstacle.

Dans le cas de l'écran plan infini, une solution exacte a été donnée en 1896 par Sommerfeld dans le cas où la source est placée à l'infini (ondes planes).

Le cas de la source à distance finie a été traité en 1915 par Mac Donald.

Aujourd'hui de nombreux cas ont été résolus de manière exacte les moyens de calculs modernes permettant d'aboutir plus facilement à des valeurs numériques.

L'atténuation du bruit apportée par un écran dépend en premier lieu du nombre de Fresnel :

$$N = \frac{2\delta}{\lambda}$$

δ étant la différence entre le plus court chemin pour aller de E à O passant par le bord rectiligne de l'écran et la distance entre E et O (fig. 9) :

$$\delta = A + B - d$$

2. Gradient de température

En général la température de l'air au voisinage du sol n'est pas la même en tous points de l'atmosphère et l'une des représentations les plus simples qui en soit donnée est une variation avec l'altitude (atmosphère stratifié).

Étant donné que la célérité du son dépend directement de la température absolue :

$$c = c_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}}$$

on peut montrer que la stratification engendre une courbure des rayons sonores issus d'une source. Cette courbure est d'autant plus accentuée que le gradient de température est élevé. Par exemple, si le sol est plus chaud que l'air, les rayons sonores partant du voisinage du sol ont tendance à être incurvés vers le ciel. On peut avoir formation d'une zone d'ombre. Par contre, si le sol est froid l'inverse se produit.

Les rayons de courbure restent cependant limités à des valeurs de l'ordre de 500 mètres. En fait au voisinage immédiat du sol l'atmosphère est loin d'être stratifiée. Il est le plus souvent le siège de turbulences. Une turbulence thermique a pour effet de compliquer le trajet du son et d'augmenter le caractère aléatoire du bruit perçu en un point.

Elle a aussi pour effet de diffuser de l'énergie sonore dans les zones d'ombre.

Lorsque le sol est chauffé par le soleil, la température varie en son voisinage entre les points de hauteur h et h_0 suivant la loi :

$$T_0 - T = a \log \left(\frac{h}{h_0} \right)$$

Il y a formation d'une zone d'ombre au voisinage du sol (fig. 15a).

A une centaine de mètres d'une source près du sol et à hauteur de piéton on peut constater des atténuations supplémentaires du bruit qui peuvent être de l'ordre de 10 dB.

Cependant, tôt le matin, il peut exister une inversion de température, à quelques dizaines de mètres au-dessus du sol. La propagation du son se fait alors dans un véritable guide d'onde et la décroissance de son peut devenir anormalement lente (fig. 15b).

Lors d'une nuit claire, ou au voisinage d'une surface plus froide que l'air (plan d'eau en été), le son peut se propager par de multiples réflexions sur ce sol (fig. 15c).

Les niveaux de pression acoustique suivront des lois de variation très complexes, compte tenu de l'impédance du sol et des différences de parcours entre les différents trajets.

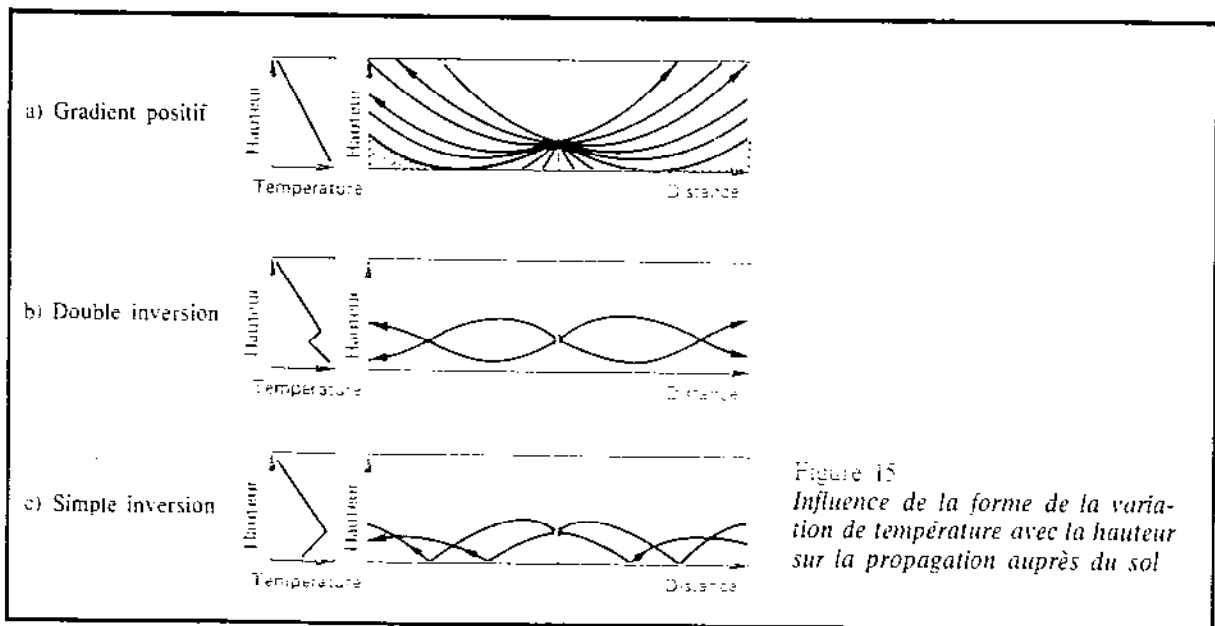


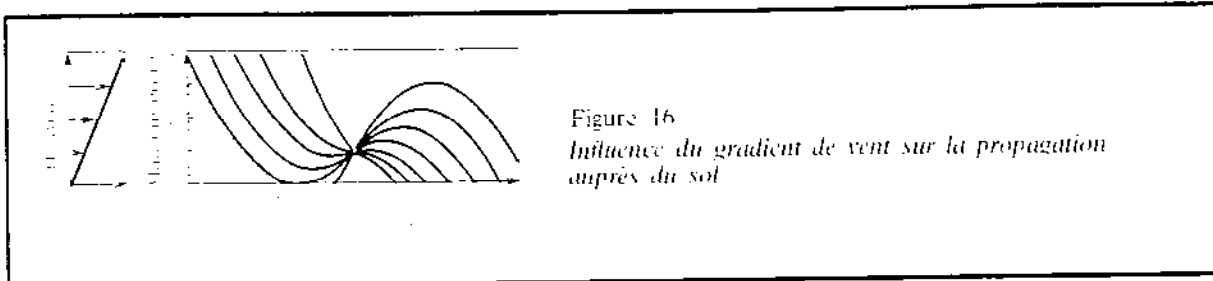
Figure 15
Influence de la forme de la variation de température avec la hauteur sur la propagation auprès du sol

3. Effet du vent

La vitesse du vent se composant avec la vitesse du son, un gradient de vent produit un phénomène de réfraction qui donne lieu, soit à des affaiblissements, soit à des renforcements.

Ces derniers sont particulièrement sensibles lorsque le vent pénètre dans une zone d'ombre (par exemple perte de l'efficacité d'un écran de 4 m de haut pouvant aller jusqu'à 5 dB à une centaine de mètres avec un vent de vitesse supérieure à 10 m/s).

Le phénomène est dissymétrique et ressemble à celui que l'on rencontre avec un gradient de température (fig. 16).



Les effets du vent sont surtout sensibles à grande distance et sont partiellement masqués par le bruit propre du vent. Ce phénomène se mélange avec les phénomènes thermiques.

Une méthode de prévision très approchée a été mise au point par Wiener de manière empirique.

Entre 300 et 500 Hz l'atténuation supplémentaire du bruit dans la zone contre le vent commence à partir d'une distance critique X_c et croît à partir de cette distance linéairement jusqu'à des valeurs de 30 dB pour $3X_c$.

Cette distance dépend de la vitesse du vent et des conditions de gradient de température, et de la hauteur de la source et du point de réception.

Ainsi pour une source à 3 m du sol et un observateur à 1,5 m du sol, elle est de :

- 600 mètres par gradient inverse de température, et vent de 1 m/s
- 120 mètres de jour par un vent de 5 m/s sans inversion de température
- 80 mètres avec un gradient de température positif.

Dans le sens du vent et lorsque la propagation est directe, l'allongement de parcours du son peut donner lieu à des atténuations fonctions du produit $f \times d$ (fréquence en hertz multipliée par distance en mètres).

Cette atténuation existe pour $f \times d > 10^{-5}$ et peut atteindre une dizaine de décibels pour $f \times d = 10^6$.

4. Effet de la turbulence

La turbulence de l'air est plus particulièrement accentuée au voisinage du sol. Son action a pour effet de rendre aléatoire la réception d'un signal dont les caractéristiques à l'émission sont fixes. Elle peut aussi se traduire par un « éclaircissement » des zones d'ombre, par diffusion du son.

III.1.e. EFFET DES VEGETAUX

Les végétaux sont constitués d'éléments trop petits devant la longueur d'onde et sont trop perméables à l'air pour être de réels écrans acoustiques.

En général, ils agissent beaucoup plus sur le son comme éléments diffusants que comme éléments écrans.

Ils se comportent aussi comme éléments dissipatifs en augmentant les pertes par mouvement visqueux ou par dissipation dans leur propre mouvement (cas de taillis très denses ou de végétation épaisse, champs de blé, roseaux...).

Les forêts à futaies créent une zone fraîche sous le couvert des branches qui conduit parfois à une propagation privilégiée au voisinage du sol, cette propagation est favorisée encore par les réflexions sur les branchages et feuillages supérieurs ce qui conduit globalement à favoriser l'action du sol si celui-ci est absorbant.

Le végétal a d'abord une action sur les caractéristiques absorbantes du sol par son système racinaire : certaines racines augmentent la porosité à l'air du sol et drainent l'humidité.

Certains végétaux créent un humus à caractéristiques absorbantes particulières : on note, par exemple, une forte absorption au voisinage de la fréquence 250 Hz sur les sols couverts d'aiguilles de pins.

Les végétaux ont aussi le rôle d'allonger fortement le parcours des hautes fréquences et d'augmenter par cela l'absorption par l'air. Les retards aléatoires introduits dans la propagation du son modifient sa structure dans le temps et en particulier nuisent à l'intelligibilité de la parole qui se propage dans les végétaux.

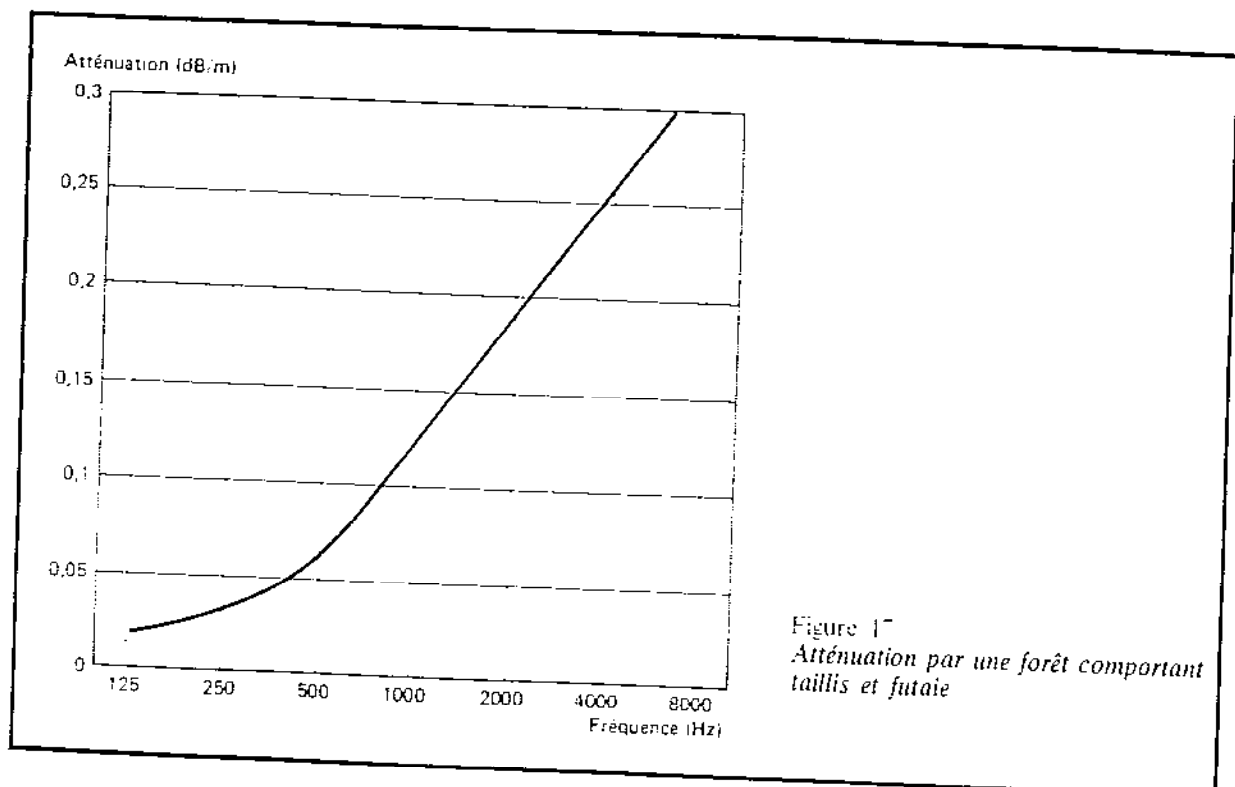
L'absorption due aux végétaux résulte à la fois d'une augmentation de l'absorption par l'air due à l'allongement du parcours et du cumul d'une absorption sur les branches et les feuillages.

En première approximation l'absorption supplémentaire en dB/m s'écrit :

$$\frac{\Delta L}{d} = 0.54 G \cdot F \sqrt{f}$$

où F est la surface de végétal par m^3 de forêt et G un facteur compris entre 10^{-3} et 2×10^{-3} dépendant du type de végétal.

La figure 17 donne un exemple qui correspond au résultat moyen de nombreuses mesures.



A ces valeurs devront être cumulés les effets de la propagation sur le sol.

On devra par contre prendre certaines précautions lorsqu'il s'agira de planter des végétaux sur des buttes à usage d'écran phonique : la diffusion du végétal pouvant réduire l'effet d'écran (fig. 18).

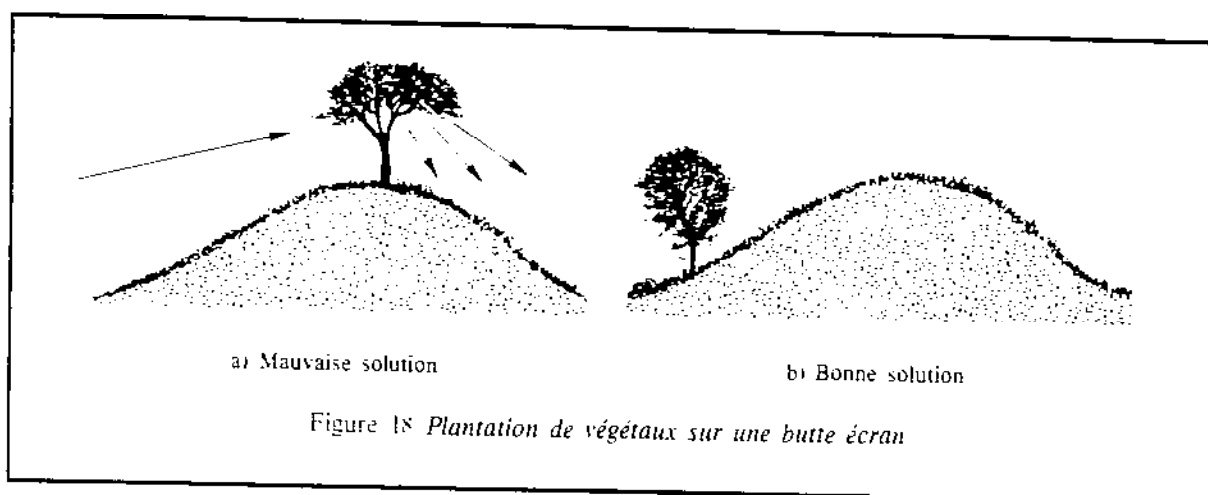


Figure 18 *Plantation de végétaux sur une butte écran*

III.1.f. PRINCIPES DES MÉTHODES DE PRÉVISION

1. Calcul de dégrossissage

On raisonne géométriquement à partir de sources ponctuelles ou d'éléments de sources linéaires. Pour chaque réflexion, on fait intervenir une source image « vue » à travers le réflecteur. Dans le cas de diffraction on raisonne avec l'abaque de Maekawa.

L'absorption par le sol ou les végétaux est prise en compte par valeurs forfaitaires. Des abaques simplifiés permettent de prendre en compte directement l'effet de la diffraction pour une source de forme complexe. Cette méthode n'est utilisable que si la géométrie est simple et les calculs deviennent trop longs lorsque le nombre d'obstacles est grand.

2. Programme de calcul

Seul le calcul automatique permet d'approcher les cas complexes. En général, on décompose toutes les sources en action en sources ponctuelles élémentaires et on raisonne par acoustique géométrique sur ces sources :

- on prend en compte la diffraction au moyen de formules analytiques simplifiées, valables pour des formes simples ;
- on étudie les réflexions au moyen de sources images ;
- il est en général nécessaire de simplifier la géométrie des sites, les temps de calcul croissent fortement avec le nombre de réflecteurs (et donc de sources images). On supprime tout obstacle qui n'est pas grand devant la longueur d'onde ;
- lorsque l'on a calculé la loi qui relie la puissance acoustique d'un émetteur et le niveau de pression acoustique en un point, il est possible de prévoir le bruit issu d'une association complexe d'émetteurs dont la puissance acoustique peut être variable dans le temps, et en particulier de prévoir le bruit de sources mobiles passant par les différents points d'émission.

3. Modèles réduits

Lorsque des formes complexes échappent à l'acoustique géométrique ou lorsque l'on est en dehors des hypothèses de validité des méthodes d'acoustique géométrique, on peut faire appel au modèle réduit.

On remarque, en effet, que l'équation du son est conservée lorsque l'on divise par un même facteur longueur d'onde et dimension.

Il suffit donc de reproduire un site à échelle réduite en conservant les formes et impédances des surfaces.

Il est, en particulier, possible d'étudier sur modèle réduit l'effet de formes géométriques complexes, associant des réflexions multiples, des diffractions échappant au calcul et de la diffusion.

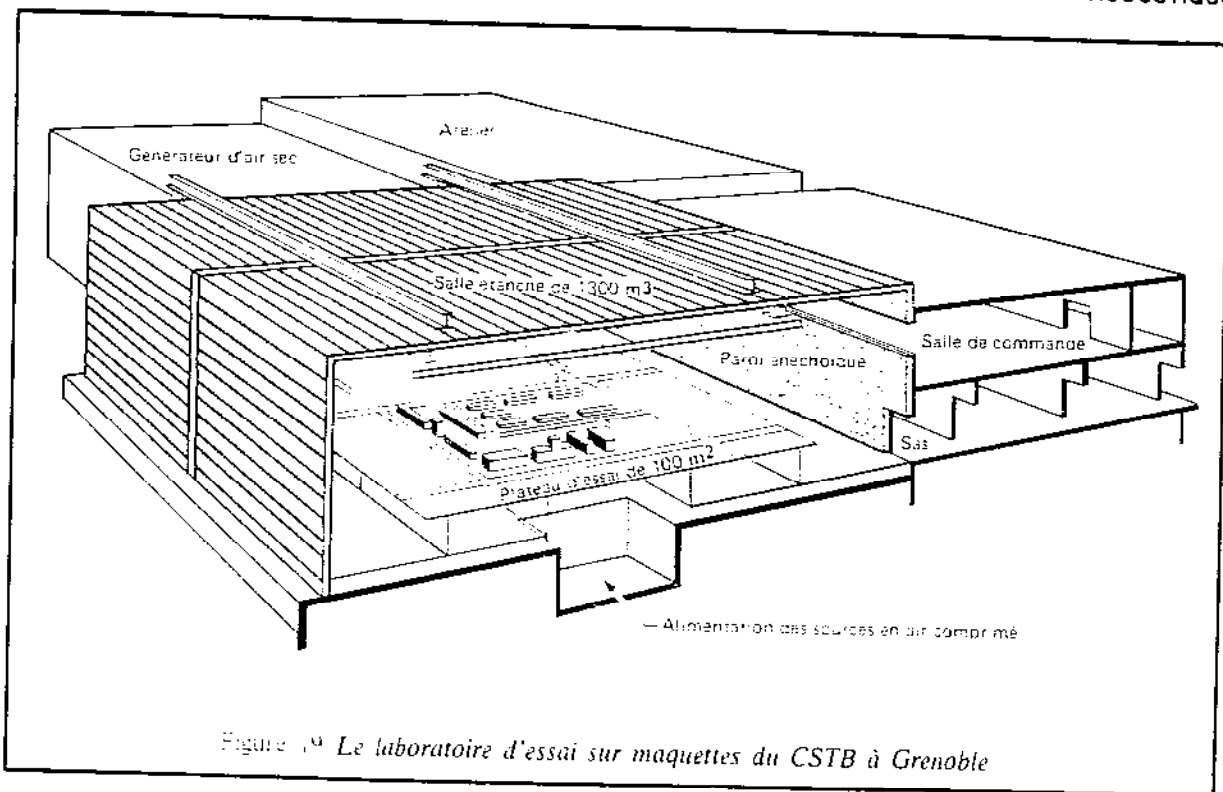
Les limites des réductions d'échelles sont liées à des problèmes technologiques : généralement, on limite les essais sur maquette à la fréquence 100 kHz (soit 1 000 Hz à l'échelle 1/100 et 4 000 Hz à l'échelle 1/25), en raison des dimensions des microphones (3,2 mm pour les plus petits) et de l'absorption classique du son par l'air qui croît comme le carré de la fréquence et devient dominante au-dessus de 100 kHz.

Par contre, on peut, sur maquette, détruire l'absorption moléculaire en travaillant dans une salle étanche à air déshydraté.

Il existe à Grenoble un laboratoire (fig. 19) spécialement équipé pour ce genre d'essai et doté d'une chaîne de mesure automatique. Ses caractéristiques sont données dans le tableau suivant :

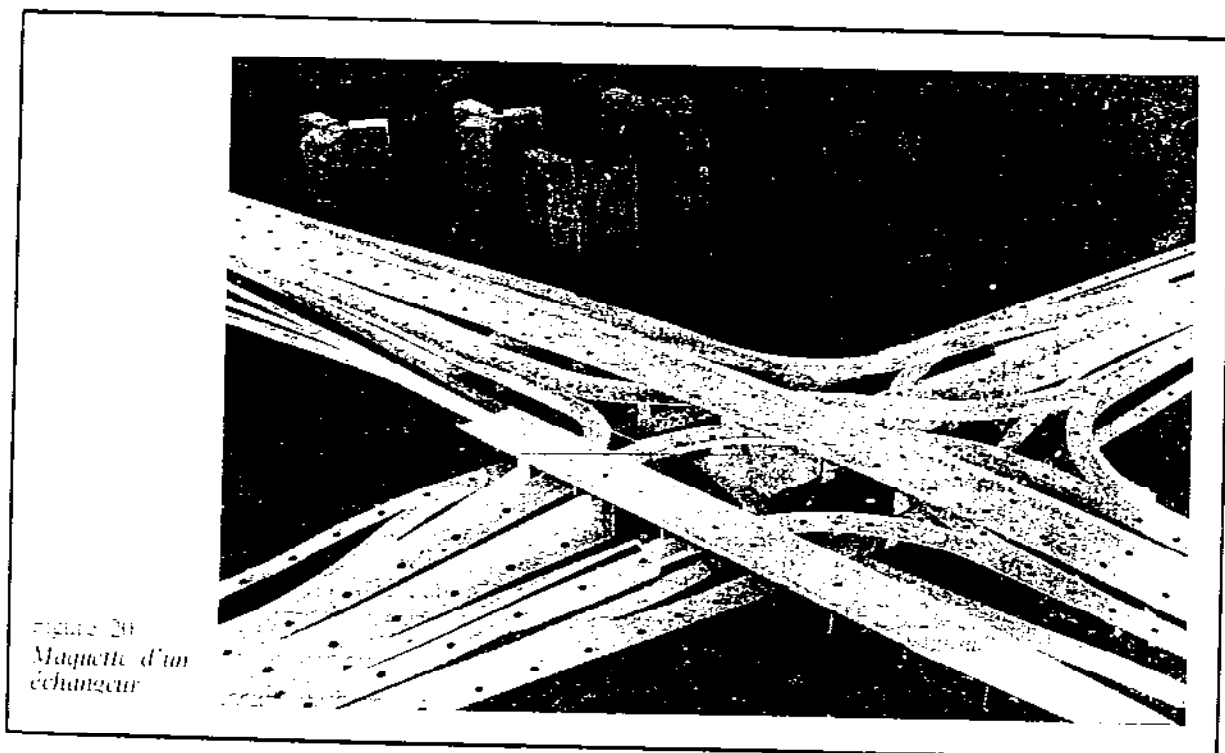
CARACTERISTIQUES TECHNIQUES DE L'INSTALLATION

LABORATOIRE DU C.S.T.B. A GRENoble ESSAI SUR MAQUETTES		Exploration du champ sonore	
Salle d'essais		Microphone :	Miniature — Diamètre 4 mm
Volume :	1 300 m ³	Support microphone :	Pont-roulant très léger
Hauteur :	6 m	Pilotage :	Positionnement en x, y, z automatiquement par calculateur ou manuel par bouton rotatif depuis la salle de commande ou depuis la salle d'essais.
Anéchoïque :	Au-dessus de 1 kHz	Vitesse de déplacement :	Continûment variable de 1 mm/s à 30 cm/s
Air sec :	1 g d'eau/kg d'air	Précision de repérage de position :	1 mm
Température :	23 °C régulée	Calculateur	
Plateau d'essais		Type :	PDP 11/10 - DEC
Dimension :	10 m x 10 m	Mémoire centrale :	28 K octets
Construction :	Modules démontables	Disque :	2,5 millions d'octets
Face inférieure :	Accessible	Moniteur :	Temps réel (foreground/background)
Sources de bruit		Langages :	FORTRAN-BASIC
Principe :	Jet d'air	Acquisition de données	
Bruit :	Aléatoire stationnaire	Vitesse :	3 mesures par seconde pour une position de microphone
Puissance acoustique :	100 dB picowatt entre 10 kHz et 100 kHz	Analyse :	Tiers d'octave. Synthèse automatique du dB (A) par mise en forme de spectre
Nombre disponible :	100	Stockage :	Digitalisation des paramètres acoustiques et géométriques
Position :	Fixes, encastrables dans la maquette	Lecture :	Directe et immédiate des niveaux réels instantanés ou de L _{eq} intégré
Commutation :	Toute commutation possible manuellement ou automatiquement	Traitement des données	
		Possibilités :	Tout indice acoustique. Signature acoustique de passages de véhicules. Synthèse de bruit de trafic et toute autre possibilité.
		En projet :	Tracé automatique des cartes de bruit



Comme dans un programme de calcul, on mesure sur maquette (fig. 20) les différences entre la puissance acoustique des émetteurs et la pression acoustique en un point de réception. En majorant cette différence de $20 \log k$, k étant le facteur d'échelle (soit par exemple $k = 1/100$), on obtient la valeur correspondant à la réalité. Un calculateur permet de composer les résultats issus de plusieurs émetteurs pour obtenir des associations complexes, tout comme dans un programme de calcul et, en particulier, pour étudier l'effet de sources mobiles.

L'émission de bruits aléatoires puissants aux fréquences ultrasonores utilisées pour les modèles réduits nécessitent des sources particulières : on utilise des bruits de jets d'air issus de petits trous ou le claquement d'étincelles entre des électrodes.



III.2. Bruit de trafic routier (*)

III.2.a. L'AUTOMOBILE

1 Source de bruit

Le bruit d'un véhicule automobile provient :

— *De sources mécaniques*

Ce sont essentiellement les vibrations du moteur et du pot d'échappement qui se transmettent aux différentes parties de la structure du véhicule et rayonnent des ondes acoustiques. Ce bruit varie à peu près selon la puissance 4 du régime moteur (puissance 5 pour les VL et puissance 3 pour les Diesel).

— *Des sources aérauliques*

Ce sont d'abord les variations de l'air aspiré au niveau de l'admission ou refoulé au niveau de l'échappement.

Ce sont aussi des bruits de ventilateur et à grande vitesse le bruit du flux d'air (décollement des lames d'air) sur les grilles et reliefs de la carrosserie. Ces bruits varient fortement avec le dessin du véhicule et la vitesse.

— *Des bruits de contact pneumatiques chaussée*

Ils dépendent de la nature du contact et en particulier du relief de la chaussée et des sculptures des pneumatiques.

Ce sont soit :

- des bruits issus de la mise en vibration du pneumatique
- des bruits directement issus de la mise en vibration de l'air et de sa circulation dans les reliefs du pneumatique au moment du contact avec la chaussée.

Cette dernière caractéristique est nécessaire au bon contact et refroidissement du pneumatique.

L'énergie rayonnée par le pneumatique varie comme la puissance 3 à 4 de la vitesse de véhicule.

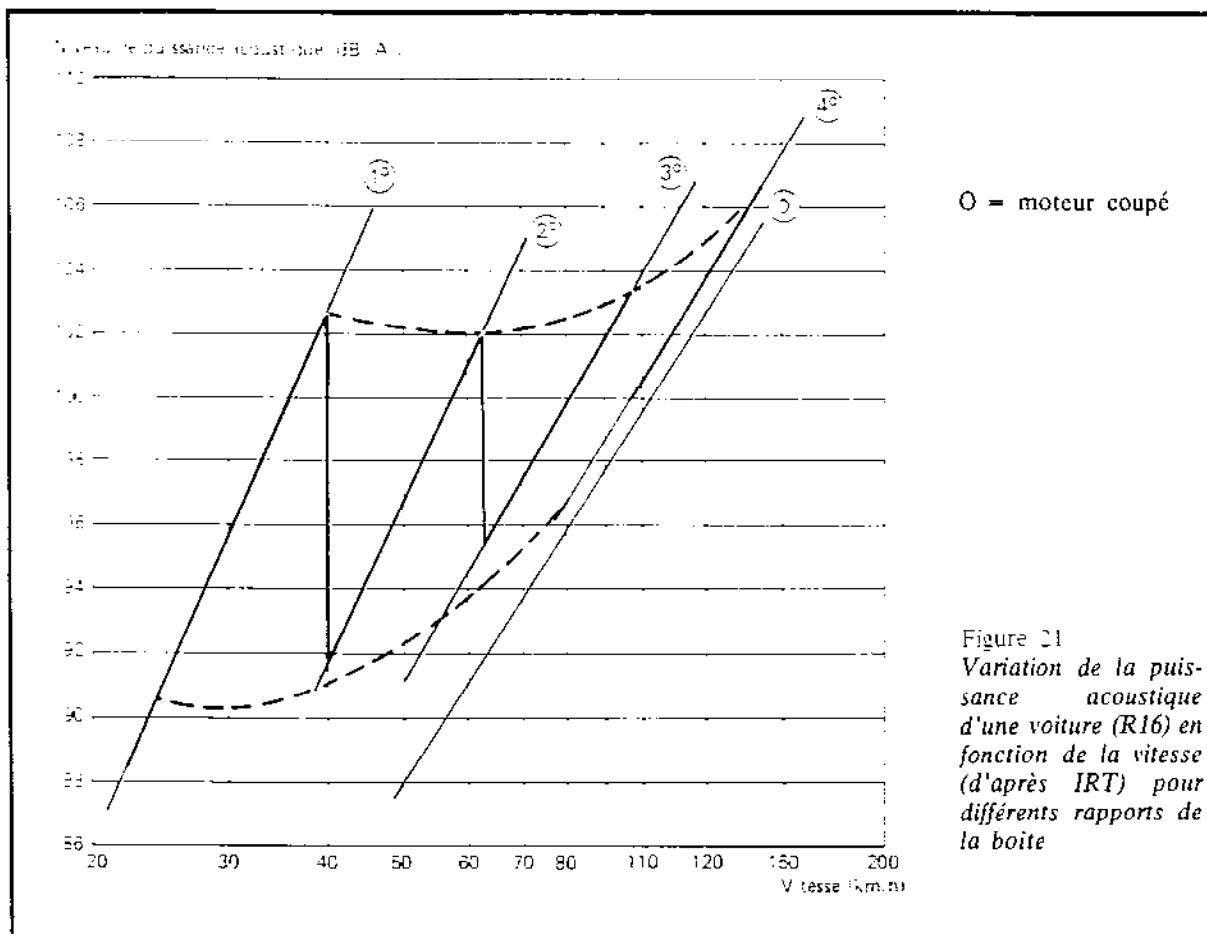
La part de ces différents bruits sur la puissance acoustique dépend des conditions de fonctionnement du véhicule.

D'après l'IRT, cette contribution est la suivante : (valeur indicative)

	Moteur et structure	Admission et échappement	Ventilateur	Roulement
VL Démarrage Carrefour	55%	35%	5%	5%
VL Autoroute	60 à 30% ⁽¹⁾			40 à 70% ⁽¹⁾
PL 3,5 t Démarrage Carrefour	30%	30%	20%	
PL Autoroute	20%	20%	15%	30%
1. Suivant revêtement.				

(*) Par J.-M. Rapin, Ingénieur à l'Etablissement de Grenoble du CSTB.

Nous donnons en figure 21 et toujours d'après l'IRT la puissance acoustique d'un véhicule à différentes allures, pour différents rapports de boîte, sans accélération.



O = moteur coupé

Figure 21
Variation de la puissance acoustique d'une voiture (R16) en fonction de la vitesse (d'après IRT) pour différents rapports de la boîte

Dans le cas d'un mouvement accéléré sur le rapport de boîte de vitesse i le niveau de puissance acoustique L_{w_i} en dB (A) est (d'après IRT) :

$$L_{w_i} = a_i \log V + b_i \gamma \log V + c_i \gamma + d_i$$

avec V = vitesse en km/h et
 γ = accélération en m/s^2

Cette formule ne tient pas compte du couple moteur qui a aussi son rôle.

Pour un véhicule de type R 16, on a :

Rapport de boîte	a	b	c	d
1	53	- 2,5	6,5	20
2	53	- 10	18	9
3	47	- 7	14	14
4	40	- 3	7	22

Pour la moyenne des véhicules d a une valeur supérieure aux précédentes d'environ 5 dB.

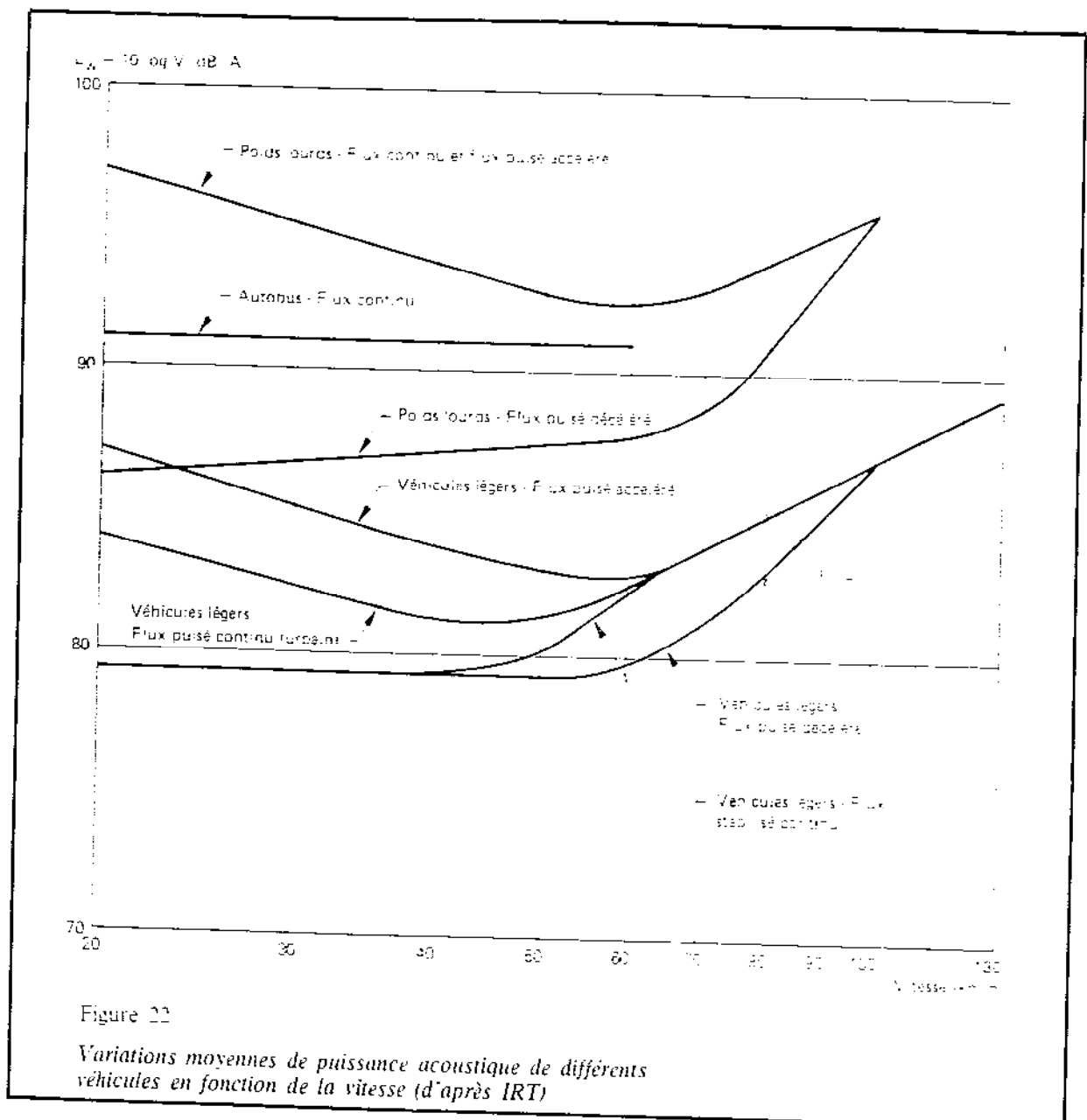
D'après le Highway Research Board, les valeurs de γ sont les suivantes :

V (en km/h)	γ PL (m/s^2)	γ VL (m/s^2)
< 22	0,9	2,4
> 22	0,6	1,2
Flot libre	0	0

Les décélérations urbaines se font à -2 à $-3 m/s^2$.

Nous donnons sur la figure 22 la variation de la puissance acoustique pour différents véhicules en fonction de la vitesse et pour diverses conditions de trafic.

Pour les VL, les écarts entre véhicules différents peuvent atteindre 5 dB, pour les PL, 10 dB.



Comme base de calcul, on peut retenir les valeurs suivantes :

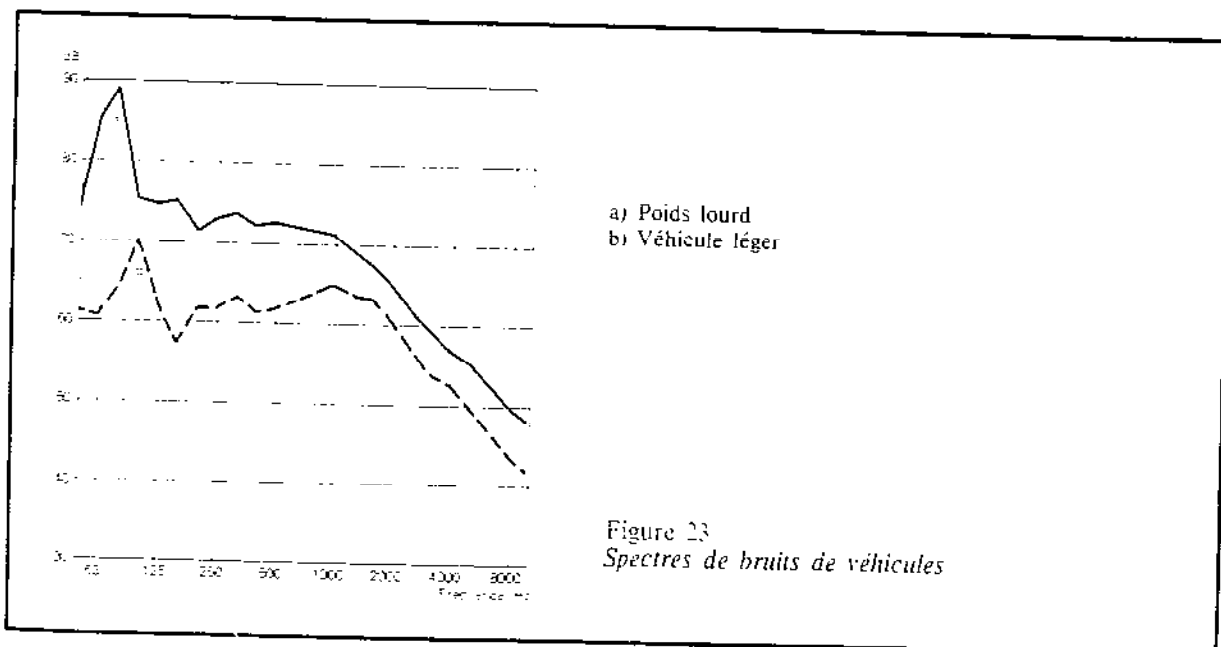
Lw en dB (A)	VL	PL
50 km/h Rue Flot libre En décélération	98 à 100	110
50 km/h Accélération	104	115
VRU 80 km/h	103	112
Autoroute 110 km/h	105	112

Les autobus ont des puissances acoustiques variables suivant les modèles. Cette puissance (mesurée dans les conditions d'essai code de la route) est de l'ordre de 112 dB (A) pour les véhicules les plus bruyants. Il est possible de réduire cette valeur à 110 dB (A) par insonorisation du véhicule et même de l'amener à 105 dB (A) par une conception appropriée du véhicule.

Pour un trolleybus ou un tramway, la puissance est de l'ordre de 100 dB (A).

2. Spectre de bruit de véhicule

Le spectre d'un bruit de véhicule est essentiellement un spectre à large bande plus riche en fréquences graves qu'en fréquences aiguës (fig. 23).



Il comporte, en plus, certaines composantes sinusoïdales :

- au niveau de la fréquence d'allumage et de ses harmoniques,
- au niveau des vibrations de la structure des pneumatiques.

Ces composantes se rencontrent essentiellement aux fréquences graves, octaves 63 et 125 Hz pour les automobiles et 250 Hz pour les cyclomoteurs.

3. Code de la route

Le niveau de pression acoustique issu d'une automobile est défini par le code de la route par le bruit maximum mesuré à 7,50 m de l'axe de la trajectoire d'un véhicule lorsque celui-ci utilise l'avant-dernier rapport de boîte de vitesse et passe devant le microphone à 50 km/h et en pleine accélération.

Ce test correspond à peu près au bruit maximum émis par un véhicule en ville (hors crissement de pneumatiques). Le niveau mesuré lors de ce test est aussi voisin de celui émis par le même véhicule à 100 km/h en flot libre.

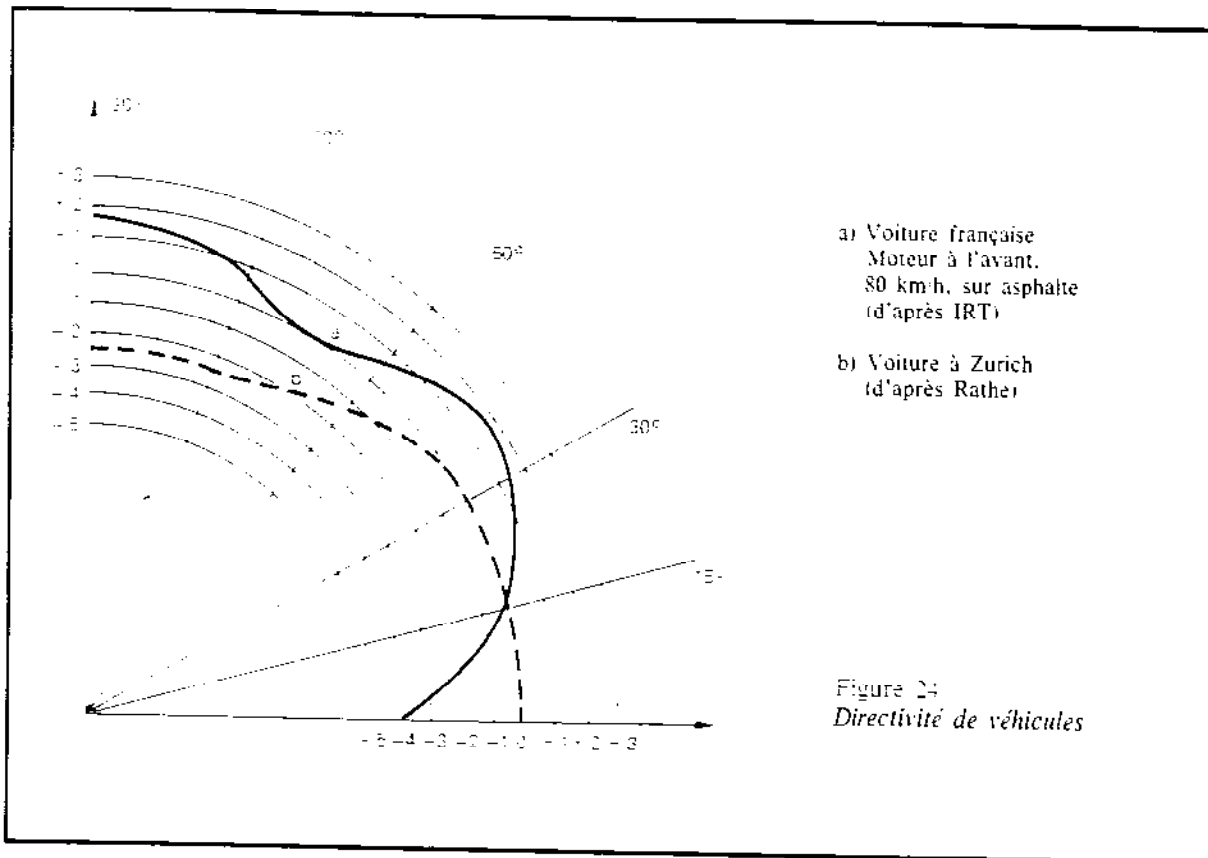
Les valeurs limites applicables à des dates diverses sont données par le tableau ci-dessous.

On considère, en général, un véhicule automobile comme une source omnidirectionnelle sur un hémisphère (fig. 24).

Dans ces conditions :

$$L_{\text{A}} = L_{\text{p}}(7,5) - 25,5$$

Catégorie de véhicules	Niveaux sonores maximaux en dB(A) à 7,5 m (soit $L_{\text{w}} - 25,5$)
<i>A. Véhicules du titre II, livre I^{er} du code de la route.</i>	
A. 1. Voitures particulières.....	80
A. 2. Véhicules autres que les voitures particulières et de poids total en charge n'excédant pas 3,5 tonnes.....	81
A. 3. Véhicules de transport en commun de personnes de poids total en charge supérieur à 3,5 tonnes et ne rentrant pas dans la catégorie A 5 :	
Autobus.....	82
Autocars et divers.....	84
A. 4. Véhicules utilitaires de poids total en charge supérieur à 3,5 tonnes et ne rentrant pas dans la catégorie A 6.....	86
A. 5. Véhicules de transport en commun de personnes dont le moteur a une puissance nette égale ou supérieure à 200 CV :	
Autobus.....	85
Autocars et divers.....	87
A. 6. Véhicules utilitaires dont le poids total en charge dépasse 12 tonnes et dont le moteur a une puissance nette égale ou supérieure à 200 CV.....	88
<i>B. Véhicules du titre III, livre I^{er} du code de la route.</i>	
B. 1. Tracteurs agricoles et machines agricoles automotrices, matériels forestiers :	
B. 1. 1. Dont le moteur a une puissance nette inférieure à 200 CV.....	90
B. 1. 2. Dont le moteur a une puissance égale ou supérieure à 200 CV.....	91
B. 2. Motoculteurs.....	84
<i>C. Véhicules des titres IV et V, livre I^{er} du code de la route.</i>	
C. 1. Véhicules à deux roues :	
C. 1. 1. Cyclomoteurs.....	73
C. 1. 2. VéloMOTEURS.....	80
C. 1. 3. Motocyclettes.....	84
C. 2. Véhicules à plus de deux roues :	
C. 2. 1. Cyclomoteurs.....	74
C. 2. 2. Véhicules assimilés au vélomoteur.....	81



III.2.b. TRAFIC AUTOMOBILE

1. Niveau

Sur une voie de circulation, chaque véhicule émet un bruit variable, fonction de la vitesse, des conditions de pilotage et de la qualité du véhicule et de la chaussée.

Une voie de circulation peut être regardée du point de vue acoustique comme une ligne de sources (ou une série de lignes de sources) plus ou moins espacées, l'espace entre sources dépendant de la densité de véhicules et du type d'écoulement du trafic.

Le bruit instantané dépend de la position géométrique des véhicules sur la voie : la présence d'un ou plusieurs véhicules sur un petit tronçon de voie est régie, en circulation libre, par la loi de Poisson. La probabilité pour que les véhicules présents soient plus ou moins bruyants obéit à la loi de Gauss et dépend de la vitesse du flot.

La présence des carrefours et de feux de commande peut modifier et compliquer la situation.

Mesuré en un point, le bruit issu d'une voie de circulation est un phénomène fluctuant qui peut être décrit par des méthodes statistiques.

Pour caractériser le bruit de circulation, on peut faire le bilan des niveaux sonores atteints et dépassés un certain pourcentage du temps : L_1 (1% du temps), L_{10} , L_{50} , L_{90} .

Aujourd'hui, on se contente souvent de calculer le niveau énergétiquement équivalent qui correspond à la norme Afnor NF S 31-010 et aux recommandations de la Direction des Routes.

L_{eq} est en général calculé pour la période 8 h, 20 h. On peut aussi le calculer de nuit, mais pour cette période, il est bon d'étudier les valeurs de L_1 .

Le calcul du niveau acoustique équivalent se fait aisément en remarquant qu'il est la résultante de la puissance acoustique moyenne de chaque élément de voie pendant la période considérée.

Cette puissance acoustique peut être évaluée pour un élément de longueur de voie (source linéaire) ou un élément de surface (ruban de sources).

Soit $\bar{W}(VL)$ la puissance acoustique moyenne des voitures légères et $\bar{W}(PL)$ la puissance acoustique moyenne des poids lourds (en watts).

- $Q(PL)$ et $Q(VL)$ leur débit horaire
- $U(PL)$ et $U(VL)$ leur vitesse moyenne en km/heure.

Le niveau de puissance acoustique équivalent par mètre de voie s'écrit :

$$L_{w,1} = 10 \log \left(\frac{Q(PL) \cdot \bar{W}(PL)}{U(PL)} + \frac{Q(VL) \cdot \bar{W}(VL)}{U(VL)} \right) + 90$$

Il est possible de calculer les valeurs statistiques du bruit issu d'un tronçon de voie en cherchant à estimer la valeur de l'écart quadratique moyen de ce bruit. Le calcul de σ doit se faire séparément pour le trafic VL et le trafic PL et en première approximation, on admet comme normale, la distribution du bruit issu de chacune des deux classes de véhicules.

Pour une voie infinie à une distance d , la distance moyenne entre véhicules étant δ :

$$\sigma = 2,08 \sqrt{10 \log \left(1 + \frac{\delta}{2 \pi d} \right)}$$

Lorsqu'on ne voit qu'un tronçon de voie entre les angles α_1 et α_2 :

$$\sigma = 2,08 \sqrt{10 \log (1 + k)} \text{ avec}$$

$$k = \frac{\delta}{d} \cdot \frac{1}{(\alpha_2 - \alpha_1)^2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \cos^2 \alpha \, d\alpha$$

$$k = \frac{\delta}{d} \cdot \frac{(\sin 2\alpha_2 - \sin 2\alpha_1) - 2(\alpha_2 - \alpha_1)}{4(\alpha_2 - \alpha_1)^2}$$

La distribution générale du bruit de trafic s'obtient par cumul des deux distributions.

On peut aussi calculer la distribution du bruit pendant le passage d'un seul véhicule et en supposant les événements indépendants, combiner entre elles les distributions élémentaires (méthode Nelson).

2. Spectre d'un bruit de trafic

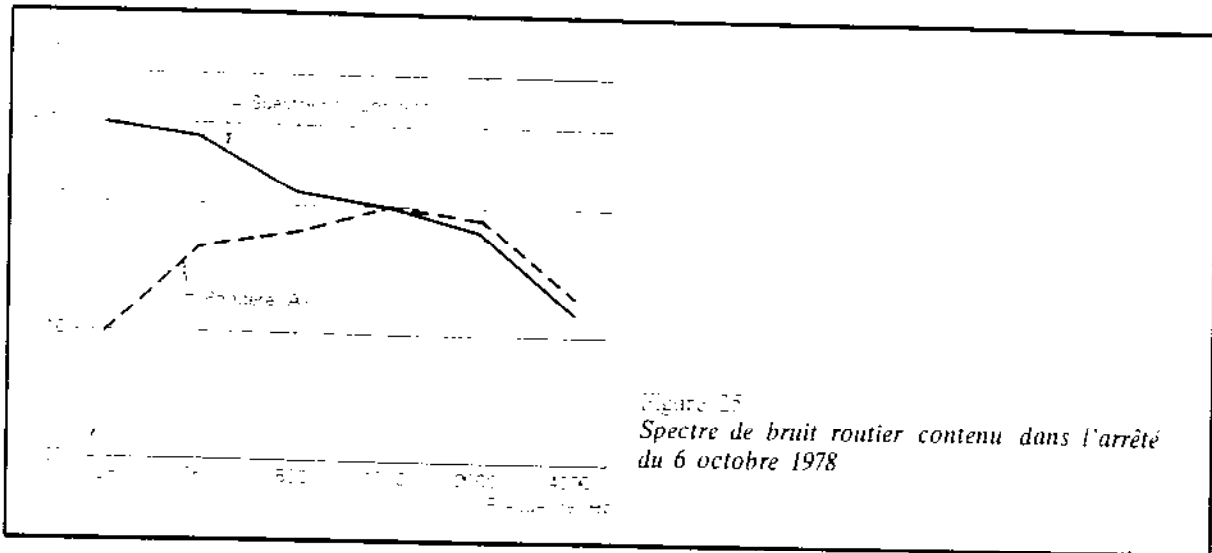
Considéré en L_{eq} ou statistiquement sur une période suffisamment longue (200 passages de véhicules), le spectre de bruit de trafic paraît relativement constant et les caractéristiques globales du bruit bien aléatoires.

Les différences entre le spectre d'un bruit de rue et celui d'un bruit d'autoroute sont légères :

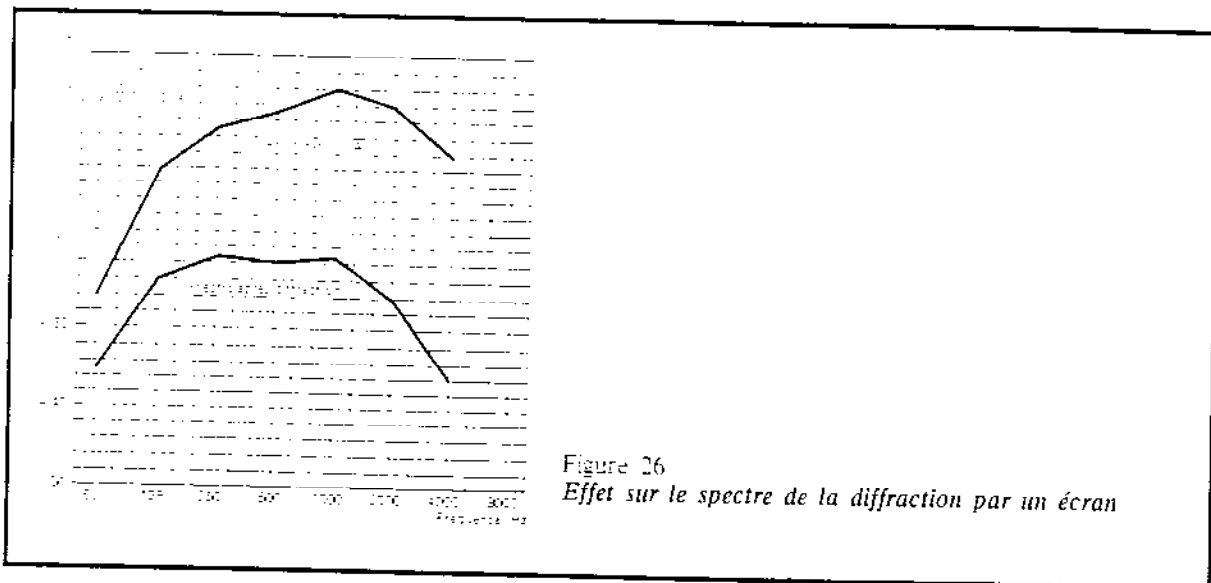
- un peu plus de basses fréquences en présence de poids lourds,
- un peu plus d'aiguës à grande vitesse lorsque les véhicules sont en vue directe.

L'arrêté du 6 octobre 1978 a normalisé un spectre de bruit routier (fig. 25).

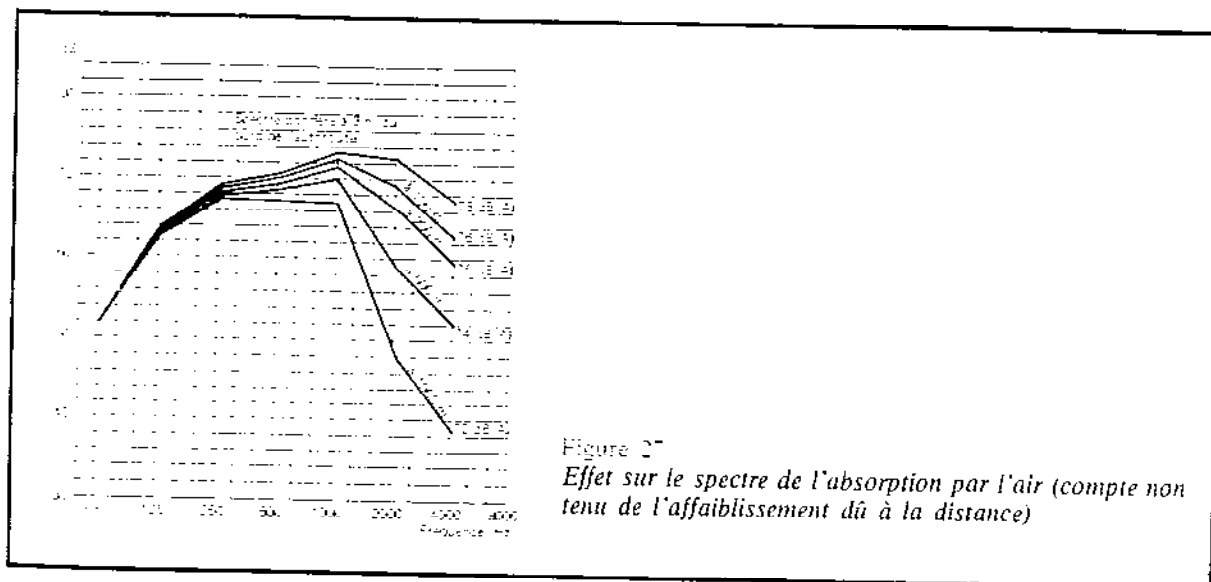
Fréquence centrale de la bande d'octave (Hz)	125	250	500	1 000	2 000	4 000
Différence du niveau de pression acoustique par rapport au niveau de pression à 1 000 Hz (dB)	- 6	- 5	- 1	0	- 2	- 8



En zone de diffraction, le spectre sera fortement déformé et les fréquences aiguës diminuées par rapport aux fréquences graves (fig. 26).

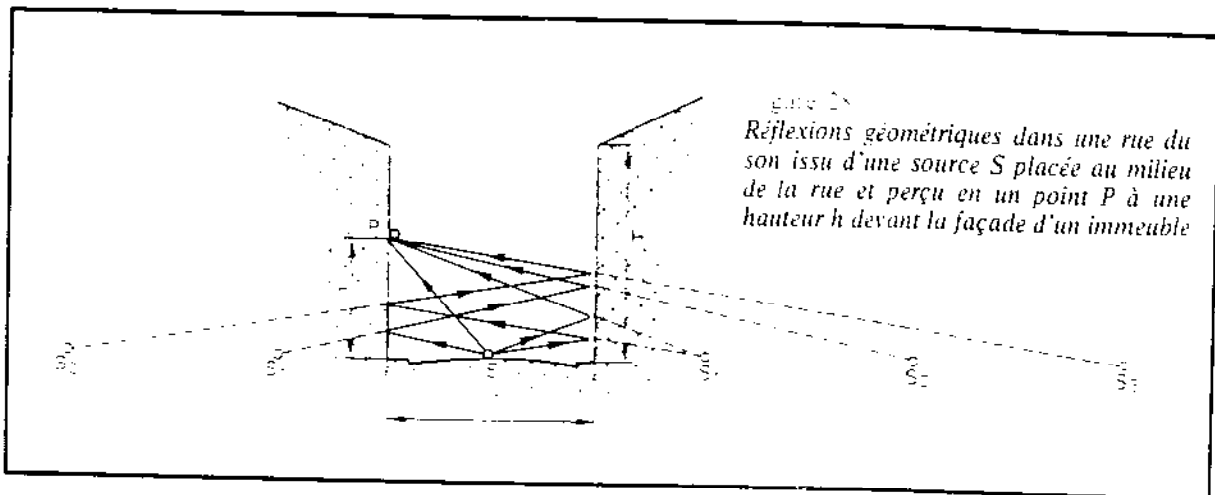


A grande distance, l'absorption par l'air et celle par le sol réduisent les composantes aiguës contenues dans le spectre (fig. 27).

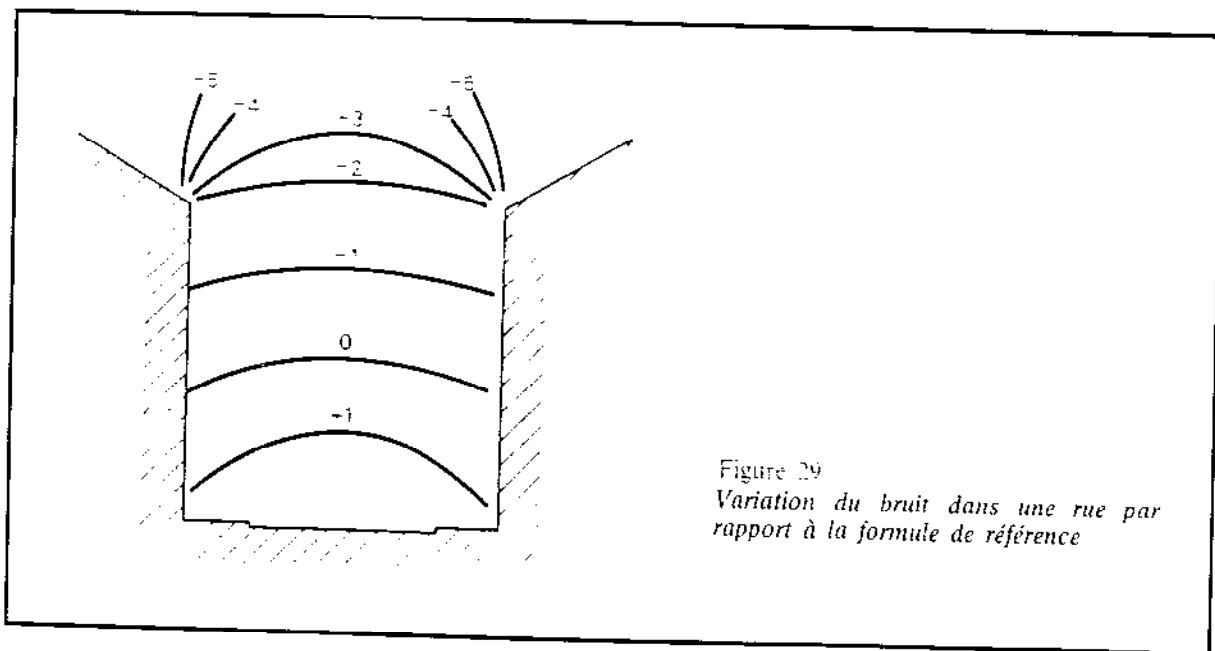


III.2.c. EFFET DU PROFIL

Dans une rue bordée de chaque côté par des maisons, (fig. 28) les réflexions multiples conduisent à augmenter le niveau de pression acoustique perçu devant les façades.



La puissance acoustique dépensée par ces réflexions multiples est faible et le niveau acoustique équivalent dans une rue décroît très lentement (fig. 29).



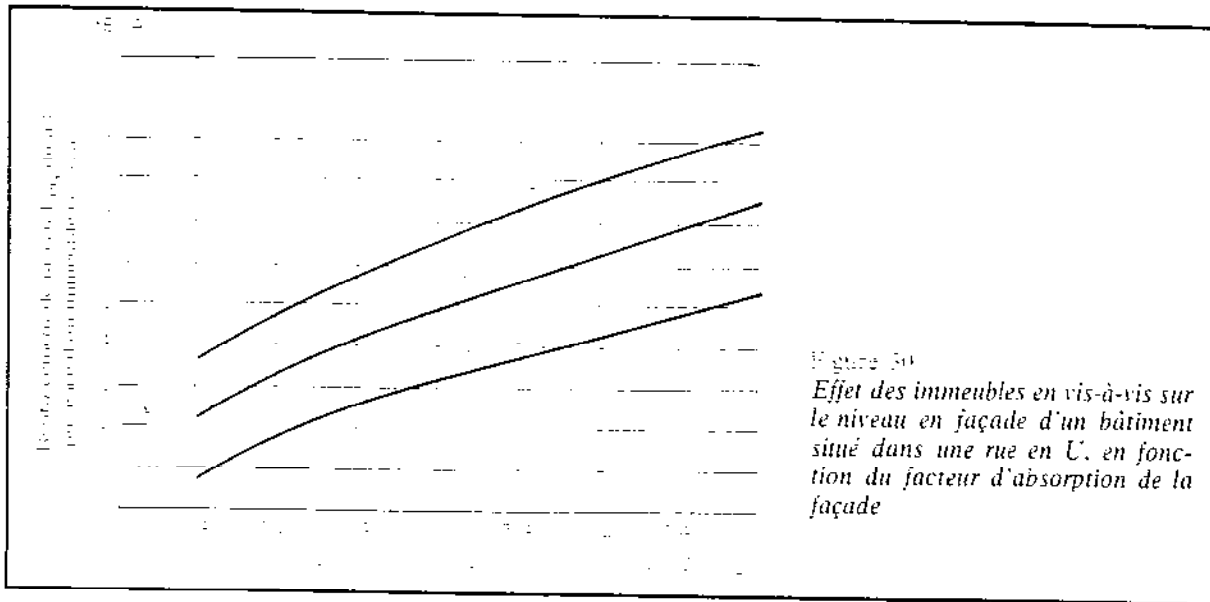
Si α est le facteur d'absorption des façades, le niveau acoustique équivalent devant les façades d'un immeuble et à une hauteur h au-dessus du sol est majoré (fig. 30) par la présence d'un immeuble en vis-à-vis de la valeur :

$$\Delta L_p = 10 \log \left[\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{h^2}{c^2} - \frac{1}{4}} \text{Log } \alpha \right]$$

c étant la distance entre façades

pour $h = \frac{c}{2}$ et $\alpha = 0.01$

$$\Delta L_p = 3.3 \text{ dB}$$



Lorsque l'on n'est pas dans la zone d'accélération d'un feu rouge, le niveau acoustique équivalent dans une rue en U peut s'écrire :

$$L_{p,eq} = 55 - 10 \log (QVL + EQPL) - 10 \log t$$

avec QVL = trafic voiture légère QPL = trafic poids lourd E = équivalence PL/VL

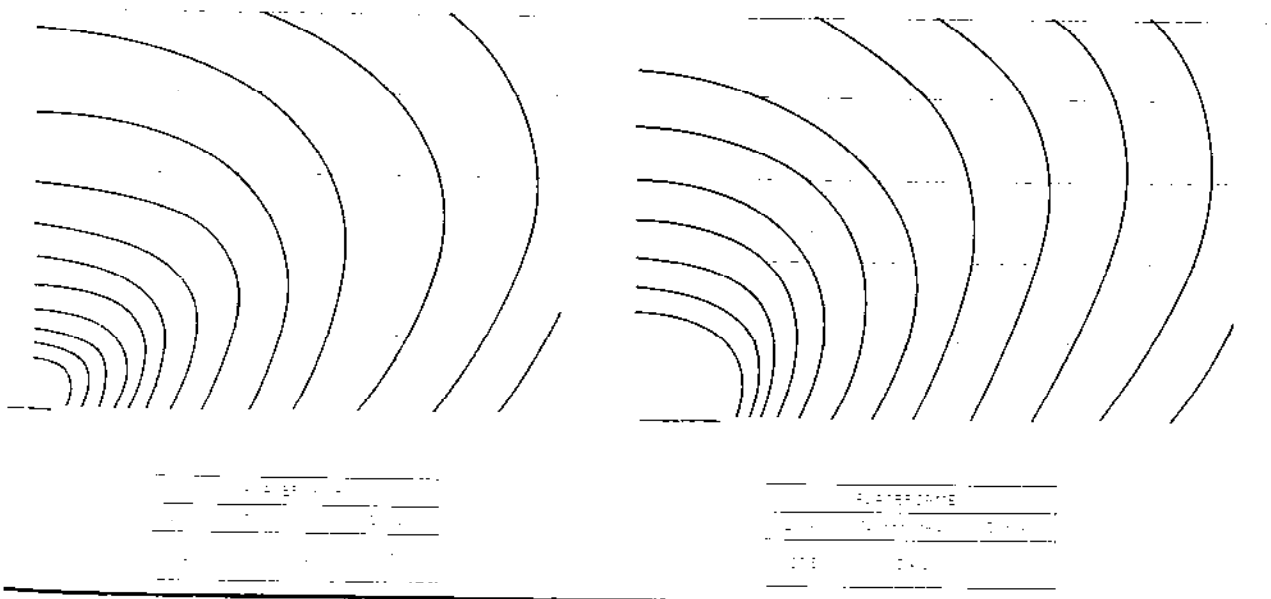
Valeurs de E en ville	Terrain plat	10 (1 PL = 10 VL)
	Rampe 3 ‰	13
	Rampe 5 ‰	18

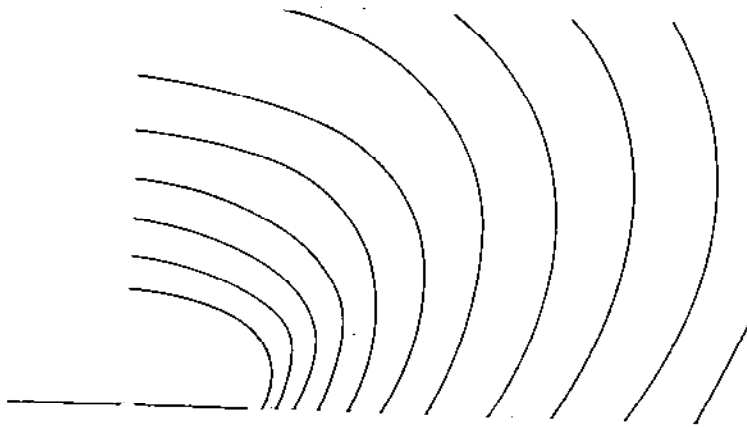
Dans le cas d'une voie dégagée, le profil en travers agit et les obstacles et écrans modifient la propagation.

Nous donnons ici quelques exemples de propagation pour différents profils rectilignes de grande longueur (fig. 31).

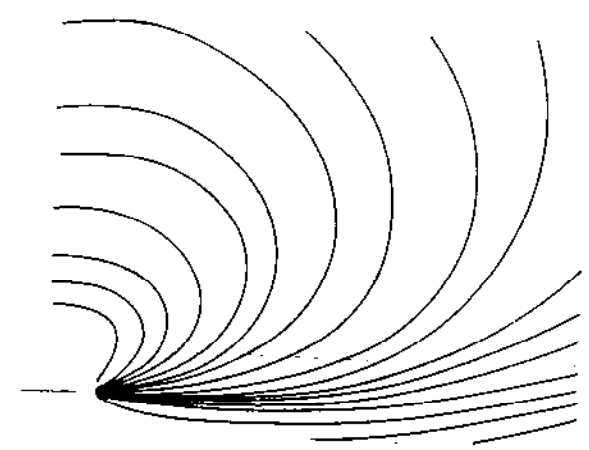
Dans ces abaques, l'isophone zéro est définie par la puissance acoustique par unité de longueur moins 20 dB.

Figure 31 Variation du niveau acoustique équivalent pour différents profils (a à k)

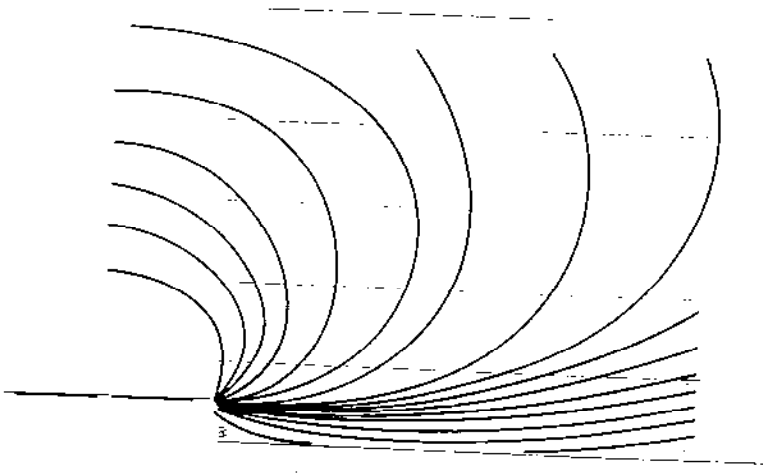




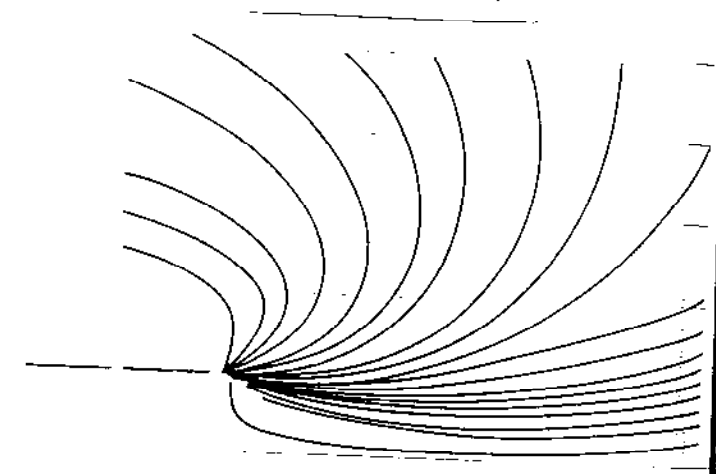
PLATEFORME		
Largeur	Nombre de vagues	Distance
15m	2 x 4	



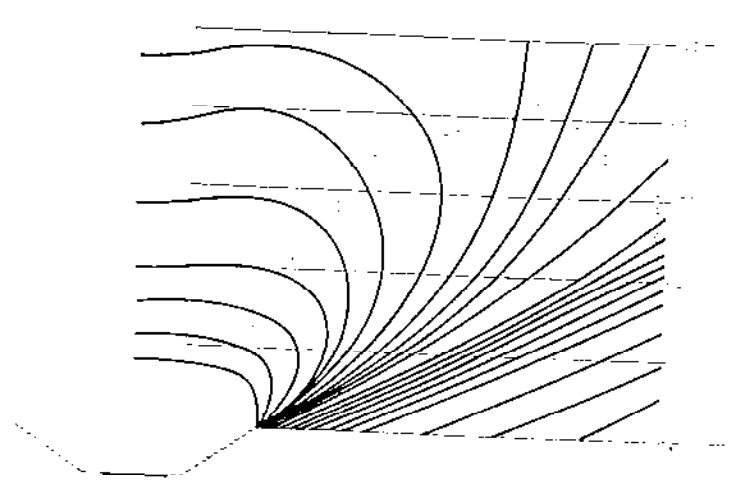
PLATEFORME		
Largeur	Nombre de vagues	Distance
10m	1 x 2	



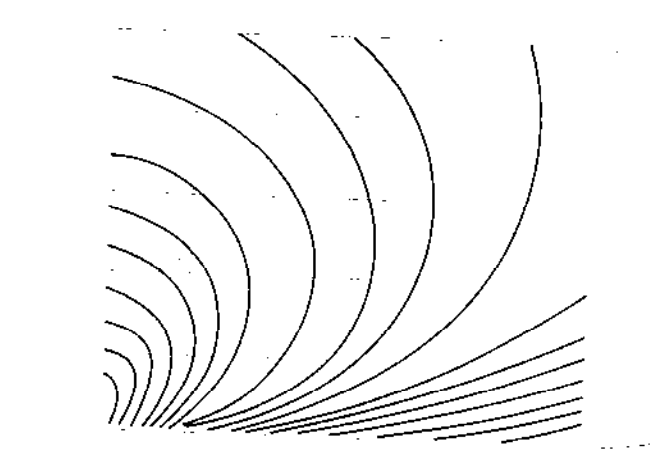
PLATEFORME		
Largeur	Hauteur de vagues	Distance
27.5m	2 x 3	1.5m



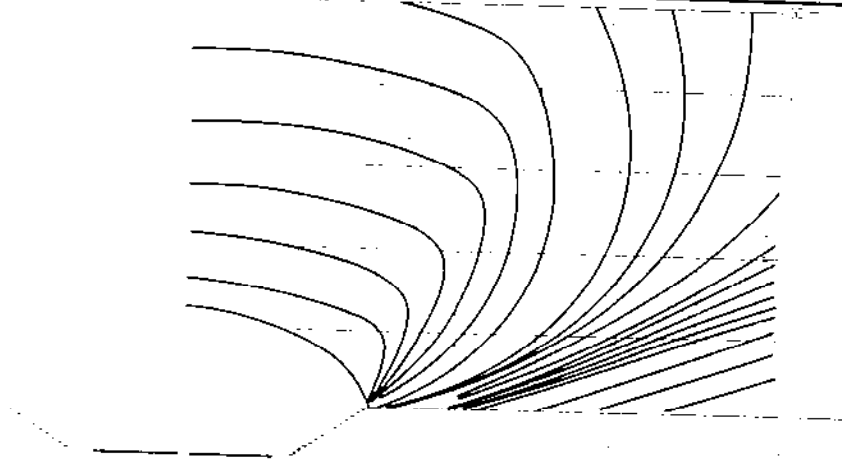
PLATEFORME		
Largeur	Nombre de vagues	Distance
27.5m	2 x 3	1.5m



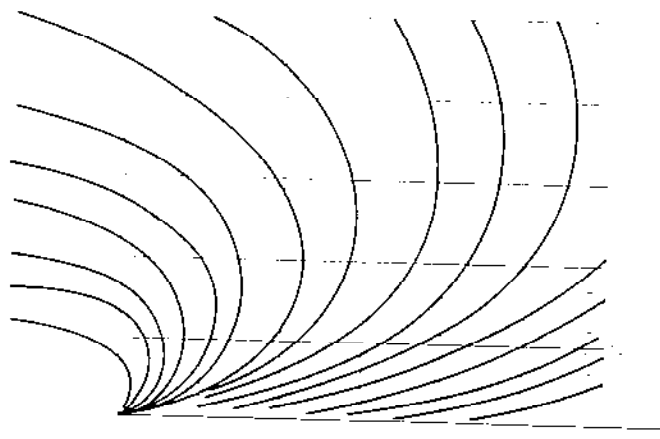
PLATEFORME		
Largeur	Nombre de vagues	Distance
12m	1 x 2	1.5m



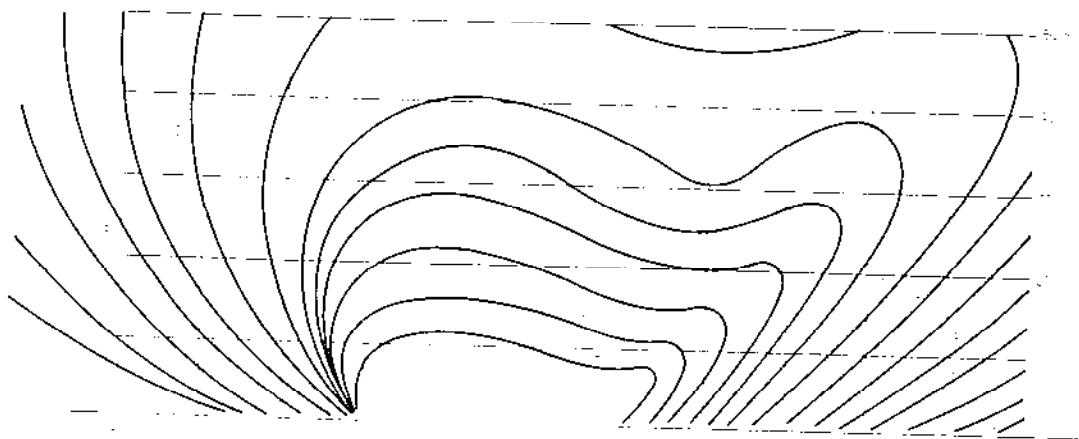
PLATEFORME		
Largeur	Nombre de vagues	Distance
12m	1 x 2	1.5m



PLATEFORME		
Largeur	Nombre de v. s.	Derive
27 m	3	6 m



PLATEFORME		
Largeur	Nombre de v. s.	Derive
27 m	3 x 3	6 m



PLATEFORME		
Largeur	Nombre de v. s.	Derive
27 m	3 x 3	6 m

III.2.d. ÉCRANS EN BORDURE DE VOIE

Afin de faciliter le travail du projeteur, nous avons réalisé un abaque synthétique possédant une correction dans le cas des écrans de faible hauteur (figure 32). Il comporte, en particulier, les résultats d'une intégration très approchée due à Kurze permettant d'aboutir directement à un résultat valable pour une ligne de sources pas trop proche de l'écran à partir d'un calcul limité à une coupe en travers.

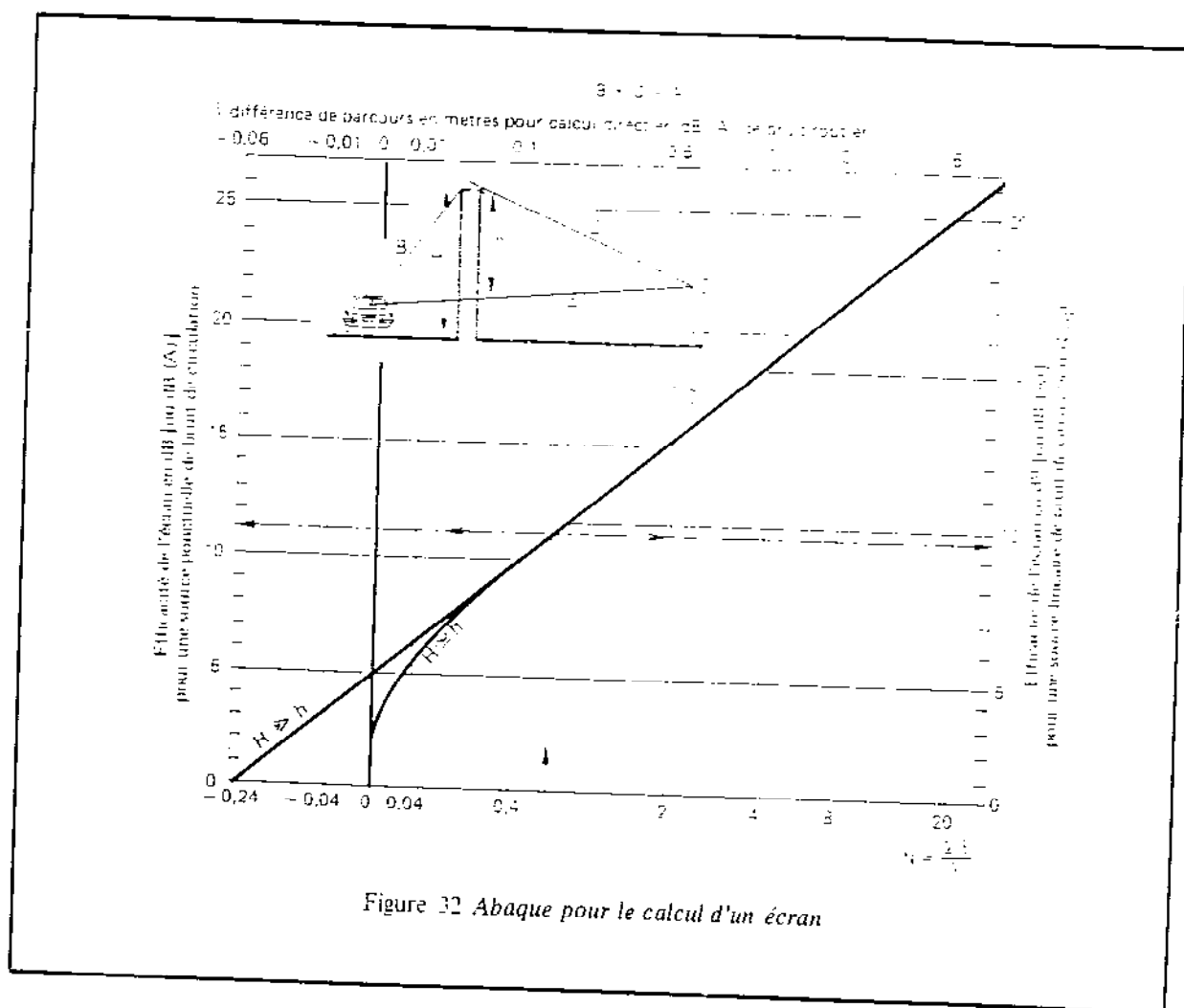


Figure 32 Abaque pour le calcul d'un écran

Le calcul doit être effectué en tenant compte de la réflexion sur le sol, c'est-à-dire du point O' image du point O. Tous ces résultats sont valables pour un écran de longueur infinie. Lorsque la longueur est finie, pour une source ponctuelle il faut tenir compte de la diffraction sur les deux arêtes limitrophes. Nous donnons la correction sur la figure 33. Un écran dont l'efficacité serait de 10 dB ne réduit le niveau équivalent que de 7 dB s'il ne cache la ligne de sources que sous 90 % de l'angle « vu ».

Lorsque la chaussée a une certaine largeur, elle doit être décomposée en plusieurs lignes de sources.

Afin de faciliter une première évaluation, nous avons réalisé un abaque très simplifié permettant de connaître l'efficacité d'un écran dans quatre directions déterminées graphiquement. Cet abaque tient compte du risque de présence d'un sol réfléchissant au voisinage du récepteur (fig. 34).

Lorsque le sol est absorbant (terre végétale), on devra isoler son effet et celui de l'écran. En général, l'effet de l'absorption par le sol sera moins élevé en présence d'écran qu'en absence d'écran.

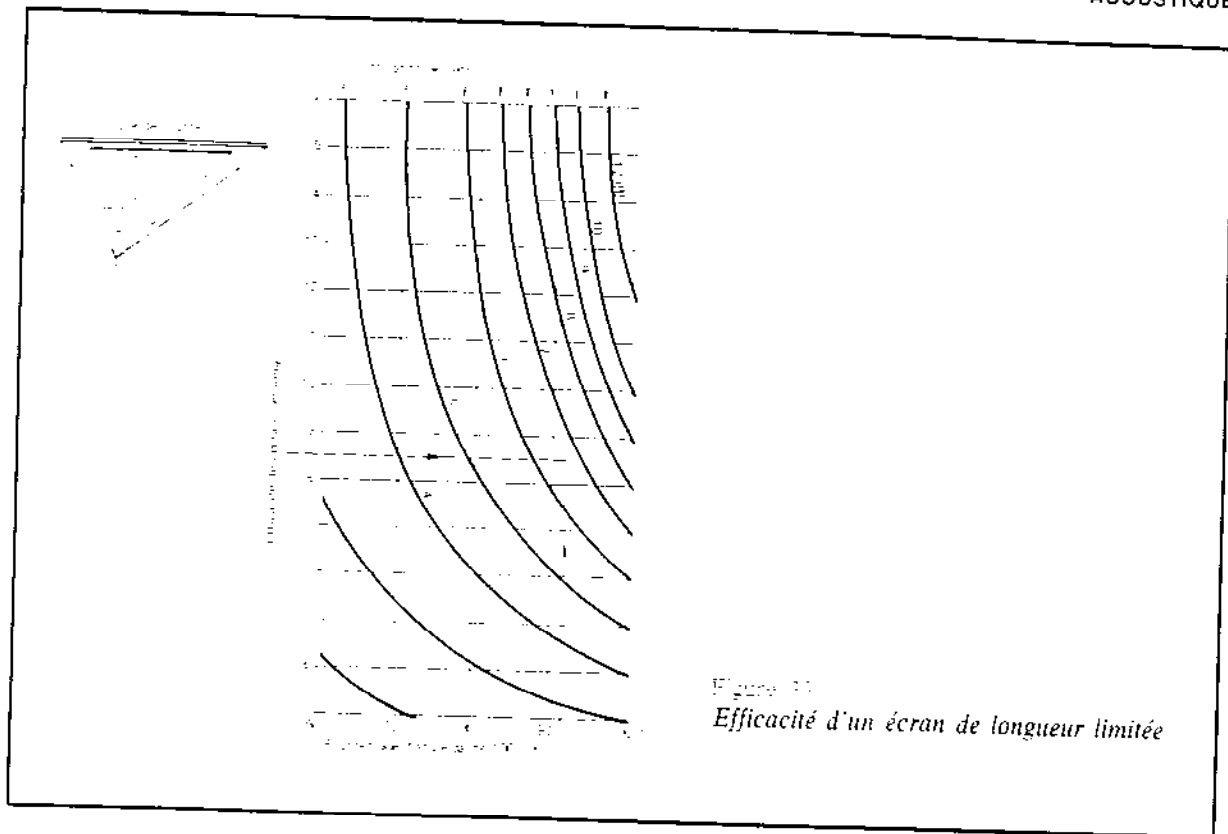


Figure 32
Efficacité d'un écran de longueur limitée

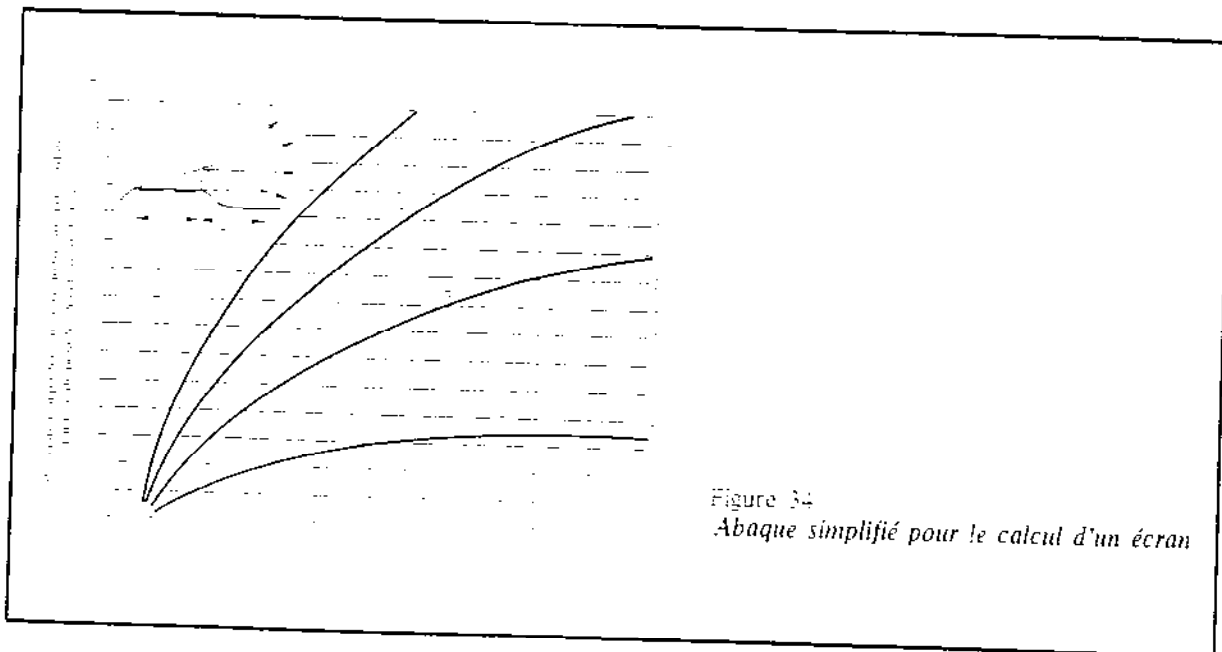


Figure 34
Abaque simplifié pour le calcul d'un écran

1. Cas de multiples écrans et de grandes distances

L'abaque de la fig. 32 a été gradué directement en δ par référence à un bruit de trafic routier de spectre type pour lequel la longueur d'onde moyenne est de 50 cm. Ceci suppose que le spectre n'a pas été déformé par un premier écran ou par absorption par l'air et que l'écran reste grand devant les longueurs d'onde.

Dans tout autre cas, le calcul de l'écran devra être effectué octave par octave en fonction de N .

Lorsque l'écran ne sera pas grand devant la longueur d'onde (soit supérieur à 3λ), on utilisera systématiquement la partie basse de la courbe ($H \approx h$).

2. Calcul du niveau de pression acoustique en présence d'écrans, en un point O

- On représente la route par un certain nombre d'émetteurs ponctuels : E_1, E_2, \dots, E_n
- On calcule le nombre moyen de véhicules représentés par l'émetteur : pour cela, on calcule la densité de véhicules sur la voie de circulation où se trouve l'émetteur ($K = (Q/1000 V)$ avec Q en véhicule/heure et V en km/heure) et on multiplie cette densité par la longueur du tronçon discrétisé par l'émetteur.
- On évalue la puissance acoustique moyenne des véhicules dans les conditions de trafic considéré et on déduit la puissance acoustique des émetteurs L_w .
- On affecte aux émetteurs images le niveau de puissance acoustique $L_w + 10 \log(1 - \alpha)$, α étant le facteur d'absorption du réflecteur.
- On effectue le calcul du niveau de pression acoustique au récepteur et à ses images, pour chaque émetteur direct ou image et on effectue la somme quadratique des pressions partielles considérées.

3. Cas où l'isolement de l'écran n'est pas très grand

On prendra alors, en plus, en compte les niveaux de pression correspondant au chemin acoustique traversant l'écran: ce sont les niveaux en vue directe réduits de R , indice d'affaiblissement de l'écran.

III.2.e. COUVERTURES ET SEMI-COVERTURES

1. Couvertures

L'efficacité d'une couverture totale couvrant une tranchée (fig. 35) sera la différence entre le niveau de puissance acoustique L_w , émis par le trafic et celui L_w' , rayonné par la couverture (par mètre linéaire de voie).

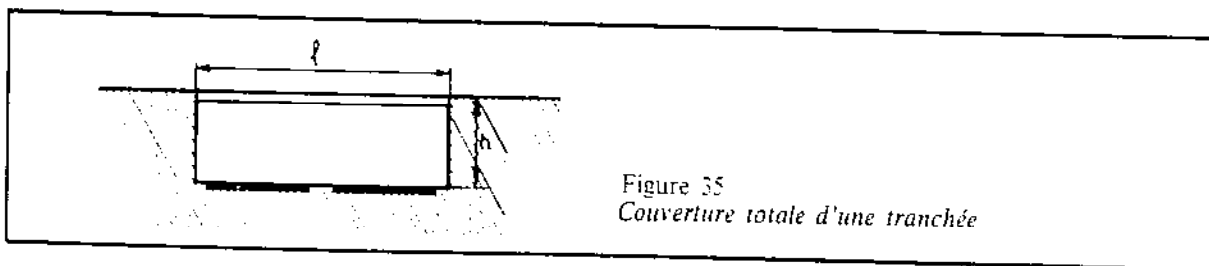


Figure 35
Couverture totale d'une tranchée

Soient l la largeur de la couverture, h la hauteur et α_n le facteur d'absorption de chacune des parois.

On calcule le périmètre d'absorption :

$$P = \sum l \alpha = h \alpha_1 + h \alpha_2 + l \alpha_3 + l \alpha_4$$

On majore cette valeur d'une valeur représentant l'absorption des véhicules et qui est sensiblement égale à la densité de véhicules multiplié par 1 m^2 .

On majore éventuellement d'un terme représentant l'absorption par l'air et qui est sensiblement égal à :

$$5 S \times 10^{-3}$$

avec

$$S = h \times l$$

section de la tranchée couverte.

Soit R l'indice d'affaiblissement acoustique de la couverture,
l'efficacité de la couverture s'écrira :

$$\Delta L = L_{w, \text{ext}} - L_{w, \text{int}} = R + 10 \log \frac{P}{\ell}$$

On pourra aussi calculer le niveau de pression acoustique sous la couverture :

$$L_p = L_{w, \text{ext}} - 10 \log P + 6$$

Dans le cas où R n'est pas constant, on calcule la transmission par chaque élément homogène.

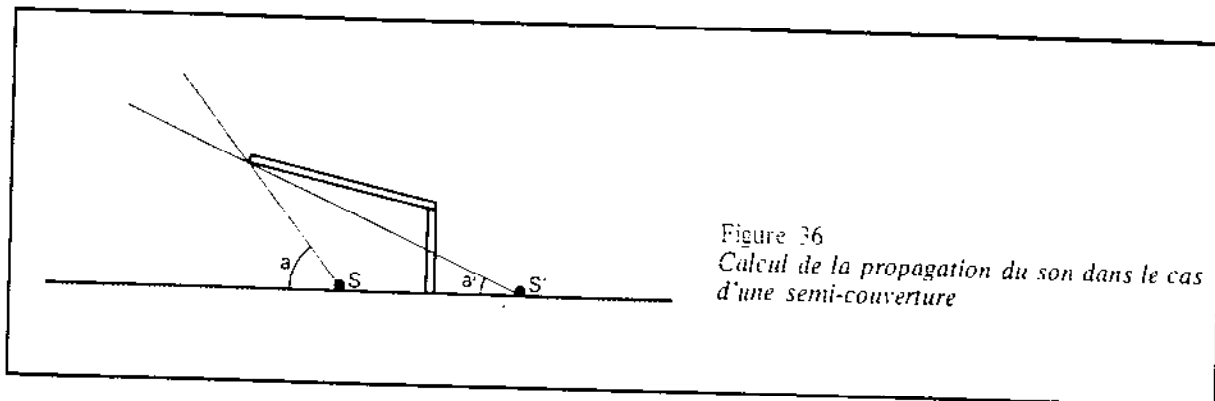
En première approximation, on pourra assimiler les ouvertures à des surfaces pour lesquelles $\alpha = \tau = 1$

Dans le cas d'une partie couverte de longueur limitée, on tiendra compte de la propagation de l'énergie vers les extrémités.

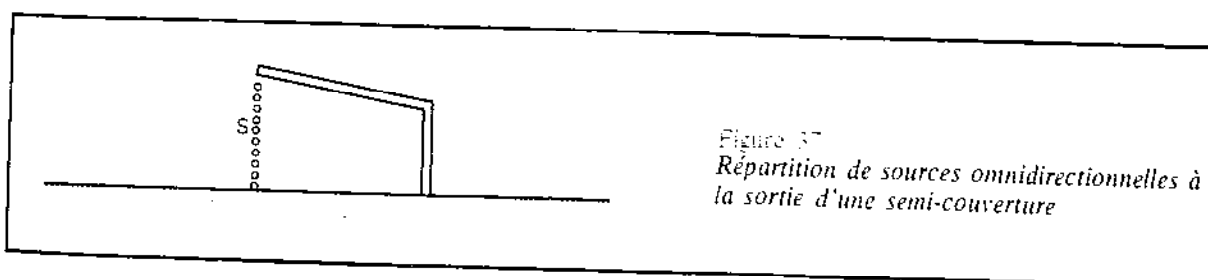
2. Semi-couvertures

Dans le cas de semi-couvertures :

- a) On calcule la propagation du son géométriquement pour chaque source et ses premières images (fig. 36).



- b) On évalue la puissance acoustique réverbérée sous la semi-couverture, on la suppose diffuse. On la représente alors par une répartition de sources omnidirectionnelles à la sortie de la couverture et on effectue un nouveau calcul géométrique à partir de ces sources (fig. 37).



III.2.f. NIVEAUX TOLERABLES

Les différentes enquêtes effectuées aussi bien en France qu'à l'étranger ont montré que le niveau acoustique équivalent L_{eq} traduisait relativement bien les réactions de gêne collective tout au moins lorsque les niveaux sonores commencent à produire des effets objectifs tels que la gêne des conversations ou la gêne de l'écoute de la radio et de la télévision, particulièrement ressentie dans la période de fin de journée. Par contre, les recherches sur la gêne nocturne n'ont pas encore abouti à des recommandations précises.

Ainsi, la direction des routes recommande de ne pas dépasser 65 dB(A) entre huit heures et vingt heures, devant les façades d'immeubles, pour les voies de circulation nouvelle, cette valeur pouvant être abaissée à 60 dB(A) en zone périphérique des villes ou élevée à 70 dB(A) dans les centres d'affaires, les attitudes vis-à-vis du bruit dépendant du contexte urbain.

Dans certains pays, on recommande d'abaisser ces niveaux de 10 dB(A) la nuit. En France, on estime que l'écart entre le niveau de pointe L_1 et le niveau équivalent L_{eq} a un rôle aussi important la nuit que la valeur absolue de L_{eq} .

III.3. Bruit de trafic ferroviaire (*)

Moins d'actualité que le bruit d'aéroport ou de voie routière, le bruit de trafic ferroviaire ne doit pas être ignoré. Le bruit des trains modernes n'est pas beaucoup plus faible que celui de ses ancêtres à traction à vapeur, sa puissance acoustique dépasse très fortement celle des véhicules routiers. Si l'habitat peut avoir intérêt à se rapprocher des points desservis par ce moyen de transport, cela ne doit pas se faire sans précautions.

III.3.a. LES SOURCES DE BRUIT DANS UN CONVOI FERROVIAIRE

Les bruits émis à l'extérieur d'un convoi ferroviaire peuvent être regroupés en quatre familles :

- bruit de motrice.
- bruit de roulement.
- bruit aérodynamique.
- bruits accidentels, en particulier du freinage.

Le bruit de motrice, en dehors de celui dû à son roulement, dépend fortement du type de matériel.

Ce sont, en général, les motrices à moteur Diesel qui émettent les plus fortes puissances acoustiques.

La puissance acoustique émise est d'abord due à l'explosion et s'écrit, en première approximation et en dB(A) :

$$L_w = 30 \log N - 50 \log B + Cte$$

où N est la vitesse de rotation du moteur

B le diamètre du piston

A cela, s'ajoutent la vibration des pistons, un bruit d'engrenage et un bruit d'injection, des bruits de ventilateur.

Une grande partie de la puissance acoustique se trouve dans les basses fréquences (octave 63 Hz).

Les locomotives Diesel émettent un niveau compris entre 95 et 85 dB(A) à 30 mètres de la voie et se comportent approximativement comme des sources omnidirectionnelles (décroissance de 6 dB par doublement de distance).

(*) Par J.-M. Rapin, Ingénieur à l'Etablissement de Grenoble du CSTB

Les anciennes locomotives à vapeur étaient légèrement plus silencieuses.

Le bruit de traction électrique d'où émergent, en particulier, des bruits de magnétostriction est vite couvert par le bruit de roulement. Notons cependant le bruit de frottement du pantographe. Les locomotives électriques émettent un bruit inférieur de 10 dB environ de celui des locomotives Diesel.

C'est le bruit de roulement qui l'emporte dans les chemins de fer modernes. Ce bruit est essentiellement émis par la roue qui se comporte comme une source directive.

En première approximation, la puissance acoustique émise par la roue peut s'exprimer en dB (A) sous la forme :

$$L_w = 30 \log V + 20 \log F + Cte$$

- V étant la vitesse du train et
F la force transmise par la roue au rail.

Les roues les plus chargées (motrices) sont généralement les plus bruyantes.

Le bruit de roulement dépend fortement de la nature du rail et de sa planéité.

Par rapport à un long rail soudé en acier dur, un rail traditionnel émet un bruit de 5 dB supérieur s'il est bien entretenu et jusqu'à 15 dB s'il ne l'est pas.

Le bruit de roulement dépend aussi beaucoup de la qualité de la roue, en particulier de son usure (méplat), sa raideur et son amortissement et de la qualité de sa suspension.

Les effets cumulés de la qualité du rail, de la roue et de la suspension peuvent amener à des écarts sur les niveaux sonores allant jusqu'à 15 dB pour des trains circulant à même vitesse.

Le bruit aérodynamique, négligeable aux vitesses classiques, peut devenir prépondérant aux grandes vitesses (plus de 240 km/h) car il croît environ comme la puissance sixième de la vitesse.

Enfin, le freinage peut provoquer un bruit particulièrement élevé sur certains matériels. Il s'agit d'une mise en résonance de la roue ou éventuellement du disque de freinage. L'amortissement de la roue a une grande importance.

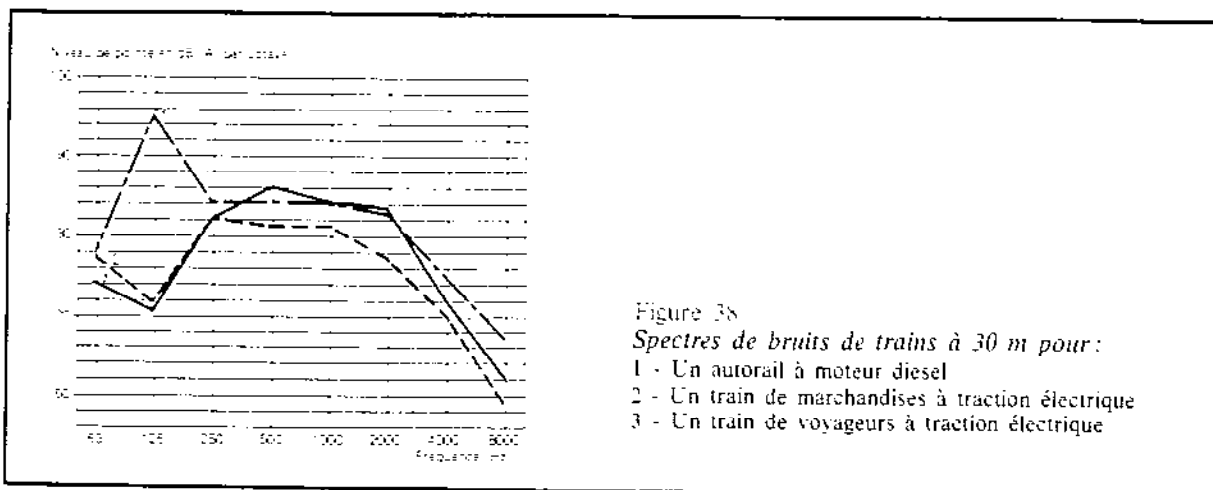
Le frein à patin est parfois considéré comme source d'une usure anormale de la roue et l'on admet que les roues équipées de freins à disque sont moins bruyantes. Cela n'est pas toujours vrai et il existe aujourd'hui de bons systèmes de freins à patin.

Les ponts métalliques sans ballast, le glissement des roues dans les virages et les signaux avertisseurs sont aussi des sources de bruits particulières.

III.3.b. SPECTRE DE BRUIT DE TRAIN

Il se distingue du spectre du bruit routier par sa pauvreté en fréquences graves, sauf dans le cas d'une traction Diesel. La richesse en fréquences aiguës croît avec la vitesse.

Nous donnons trois exemples en figure 38.



III.3.c. VARIATION DU BRUIT AU PASSAGE D'UN TRAIN : SIGNATURE DU BRUIT DE TRAIN

Pour un observateur fixe, la variation du bruit de train ou signature se présente approximativement comme une droite brisée semblable à un trapèze dépourvue de grande base (fig. 39). On distinguera une pente de montée, un palier pendant lequel le bruit atteint des valeurs voisines de la valeur maximale, enfin une pente de décroissance, plus lente que la pente de montée et un peu plus chahutée. Cette dissymétrie est due, en partie, à la composition de la vitesse du train avec la vitesse du son. Il y a aussi des phénomènes de distorsion dus au sillage. Dans le cas de traction Diesel, le bruit de la motrice émerge du bruit global. On distinguera aussi des voitures plus bruyantes que les autres.

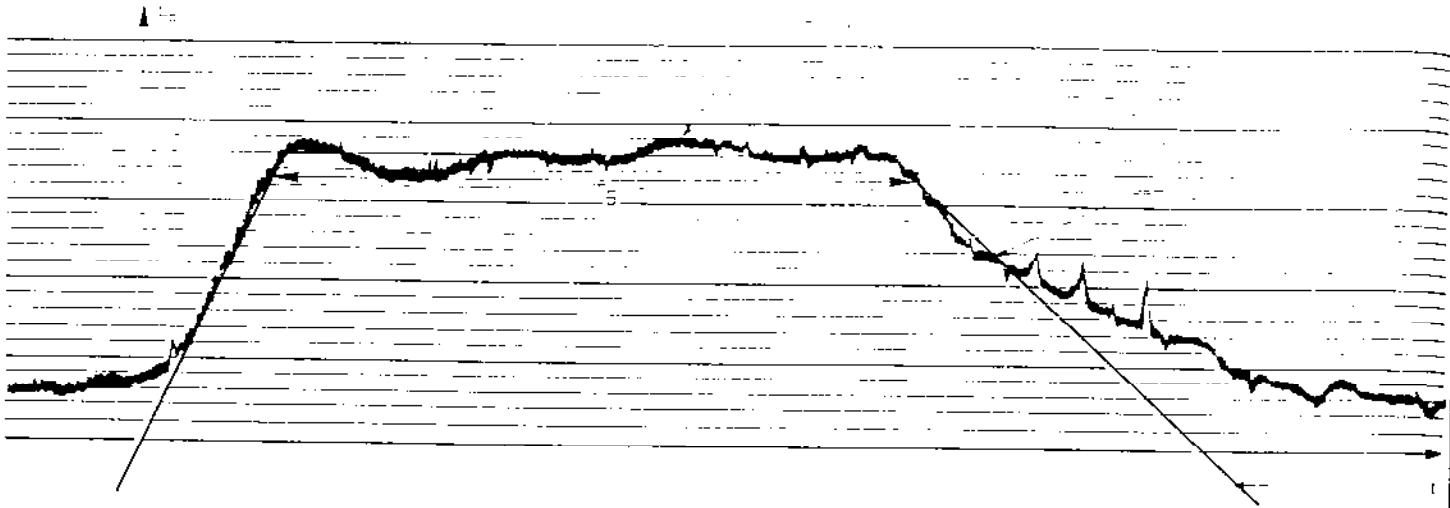


Figure 39 *Signature d'un bruit de train*

La durée de pointe du bruit de train s'exprime par la durée T_5 , c'est-à-dire le temps pendant lequel le bruit de train ne s'écarte pas de plus de 5 dB de la valeur maximale. T_5 est très approximativement égal au facteur de durée.

La pente de montée dépend de la vitesse (1 dB/s par 15 km/h) jusqu'à 240 km/h où elle devient constante. Elle décroît quand la distance croît et croît très légèrement avec la longueur du train (paramètre négligeable). Les figures 40 et 41 traduisent cet effet.

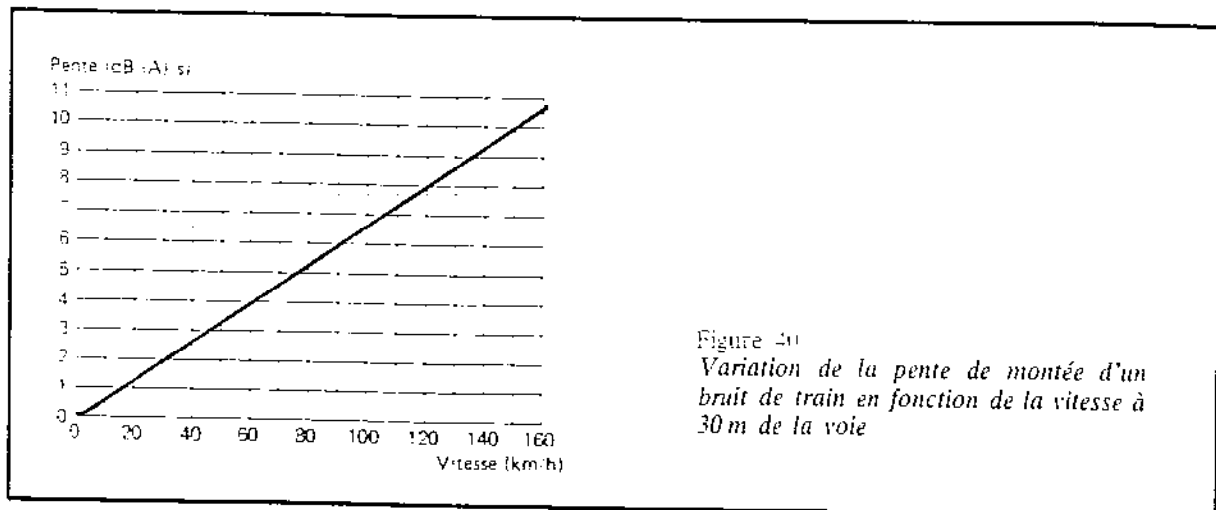
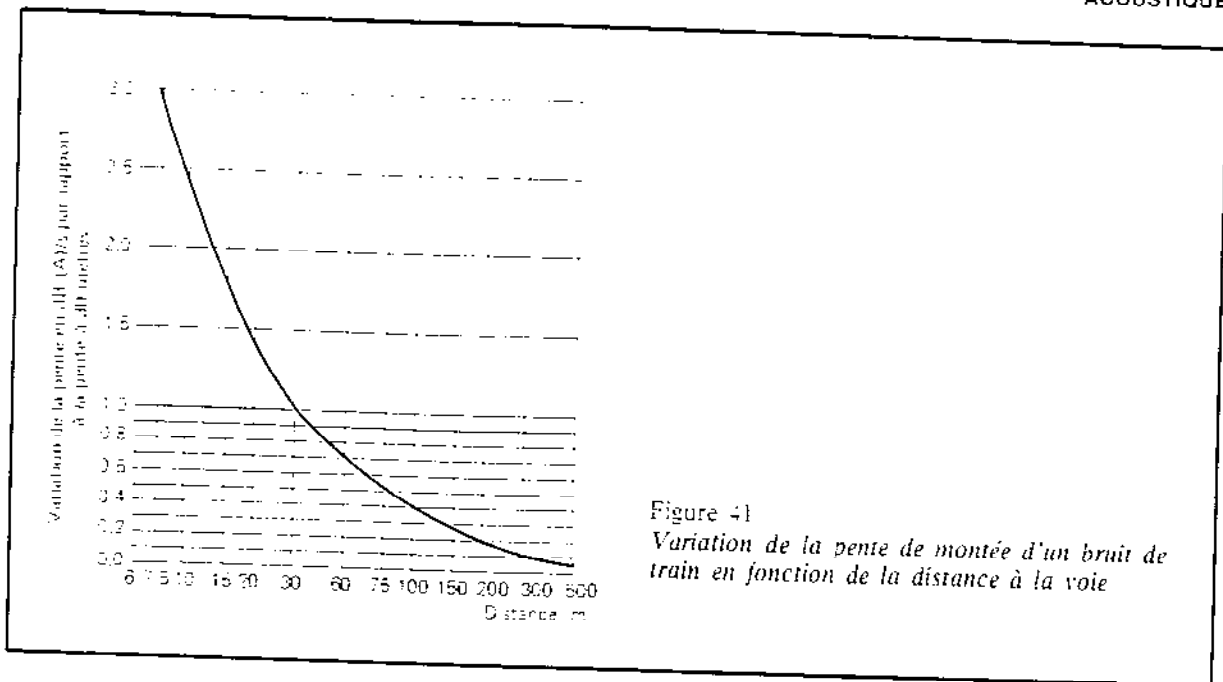


Figure 40
*Variation de la pente de montée d'un
bruit de train en fonction de la vitesse à
30 m de la voie*



III.3.d. PRÉVISION DU BRUIT DE TRAIN EN SITE DÉGAGÉ

A vitesse normale, on se contente de prévoir le *bruit de roulement* : compte tenu de l'effet de l'absorption du son par l'air sur la propagation du bruit et compte tenu de la dureté des roues, le niveau de pointe dû au passage d'un train, à une distance d en mètres du premier rail, peut s'écrire, en zone dégagée :

$$L_{\max} = 45 - 13 \log d - 5 \log \left[\left(\frac{2d}{e} \right)^2 + 1 \right] - 10 \log \operatorname{th} \frac{d}{2e} + 30 \log V + 10 \log \frac{a}{b}$$

- e étant la longueur de train en m
- V la vitesse du train en km/h
- e la distance moyenne entre boggies (ou essieux) (10 m en moyenne)
- $a = 1$ longs rails soudés
- $a = 1,5$ rails à joints alternés
- $a = 3$ rails traditionnels
- $b = 0,5$ wagon bruyant
- $b = 1$ wagon ordinaire
- $b = 3$ wagon silencieux
- $b = 6$ wagon très silencieux

Le niveau L_{eq} pour un train par heure s'écrit :

$$L_{eq} = 15 - 13 \log d + 10 \log \frac{a}{b} e V^2$$

Pour un trafic composé de n trains, on aura :

$$L_{eq} = 15 - 13 \log d + 10 \log a \sum_{i=1}^{i=n} \frac{e_i V_i^2}{b_i}$$

Lorsque le train circulera à très grande vitesse il faudra ajouter le *bruit aérodynamique*.

Le niveau de pointe dû au bruit aérodynamique s'écrit :

$$L_{\max} (\text{aéro}) = 55 \log V + 10 \log h - 10 \log d + 10 \log \left[\operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{e}{2d} + \frac{1}{2} \sin \left(2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{e}{2d} \right) \right] - 37$$

h étant la hauteur moyenne du train en mètres.

ACOUSTIQUE

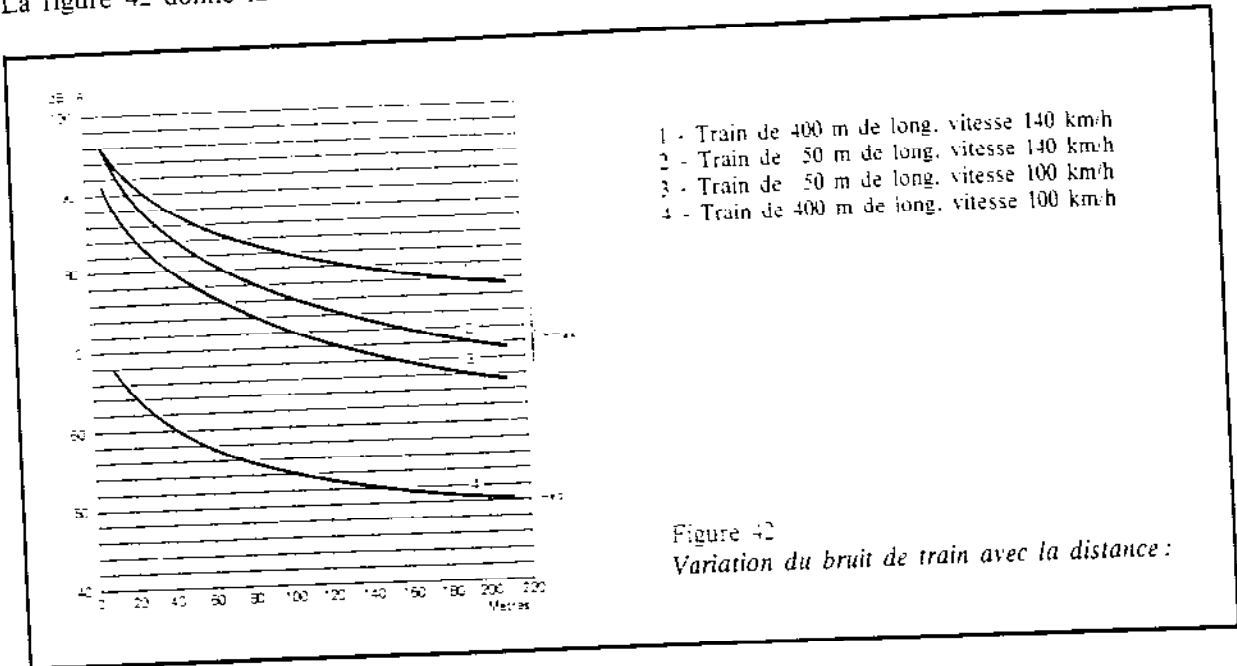
Le niveau acoustique équivalent pour un passage de train par heure s'écrit, pour le bruit aérodynamique seul :

$$L_{\max}(\text{aéro}) = 45 \log V + 10 \log \zeta + 10 \log h - 10 \log d - 65$$

Soit pour un trafic de n trains :

$$L_{\text{eq}}(\text{aéro}) = 10 \log \sum_1^n V^{4.5} \zeta h - 10 \log d - 65$$

La figure 42 donne la variation du bruit de train avec la distance.



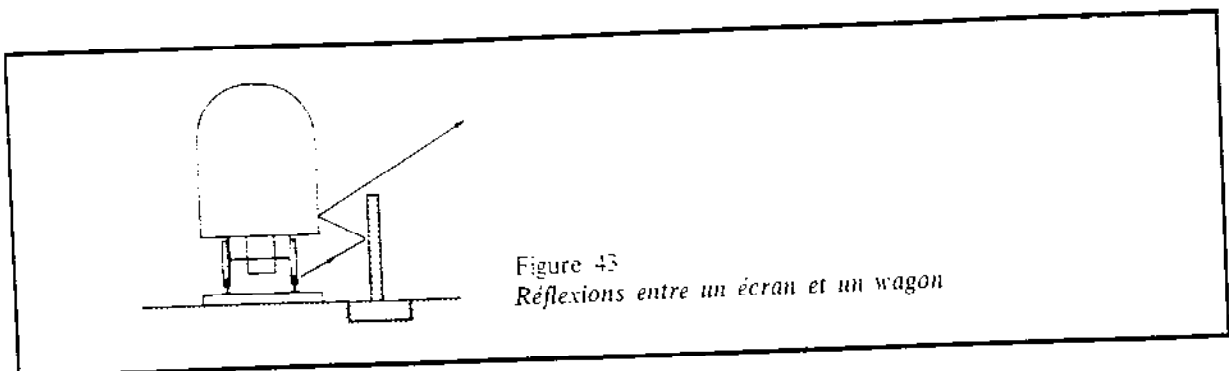
III.3.e. EFFET DES ÉCRANS SUR LE BRUIT DE TRAFIC FERROVIAIRE

Comme pour le bruit de trafic routier, un écran en bordure de voie de chemin de fer peut être réalisé par un mur ou une butte de terre ou par un profil en tranchée.

Lorsqu'un train circule aux vitesses où le bruit de roue est dominant, la voiture de chemin de fer elle-même forme écran vis-à-vis du bruit de roue et on peut constater des réductions du niveau de pression acoustique de l'ordre de 10 dB à la verticale au-dessus du wagon, cette réduction étant accentuée par la directivité de la roue.

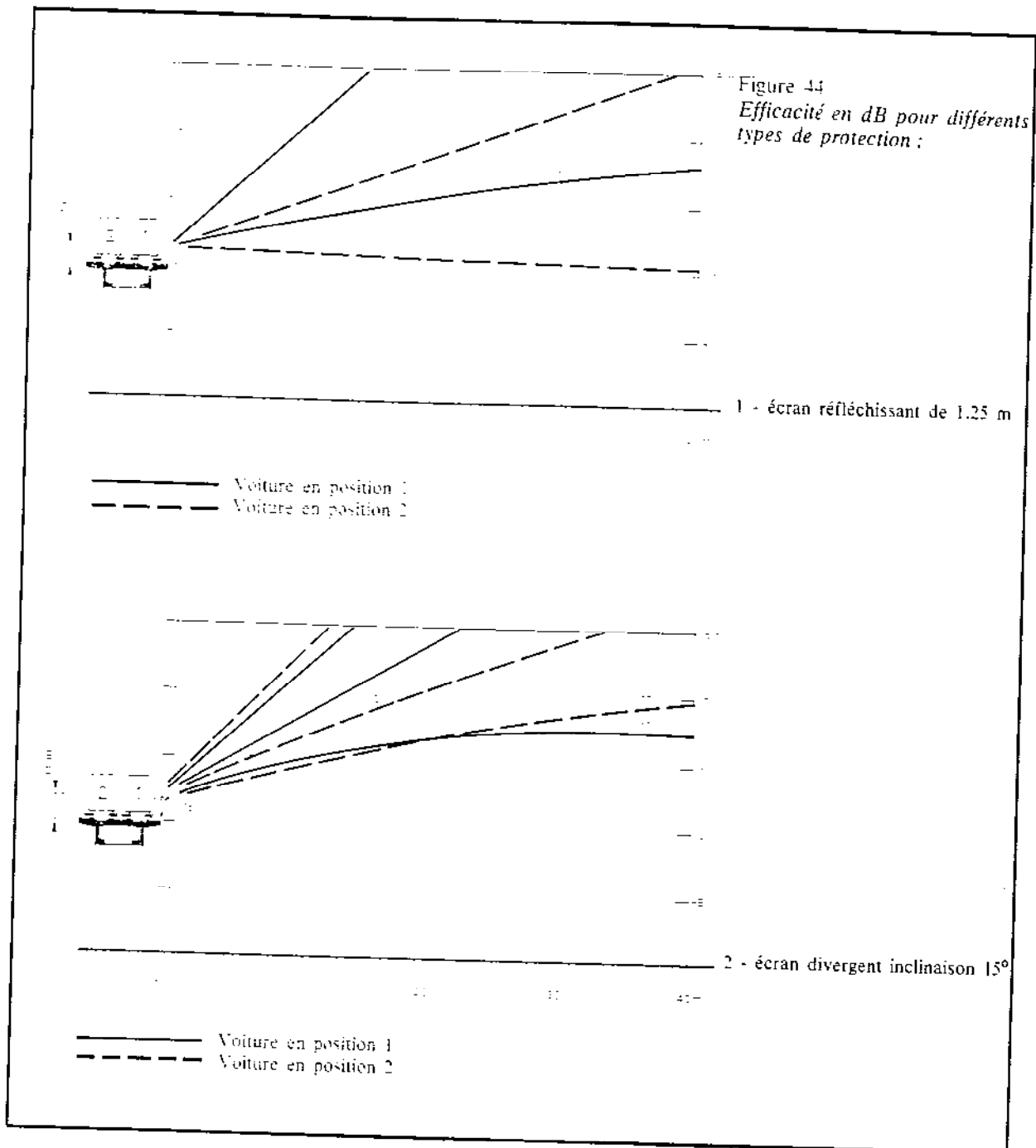
Le calcul d'un écran en bordure de voie de chemin de fer se fait en situant une source à la jonction du rail et de la roue, source que l'on suppose omnidirectionnelle pour simplifier les calculs.

On doit ensuite tenir compte des réflexions multiples qui peuvent exister entre l'écran et le wagon (fig. 43).



Tant que le bruit aérodynamique est négligeable, on peut se contenter d'écrans de faible hauteur, 1,5 m par exemple, qui permettent d'obtenir des efficacités de l'ordre de 7 dB en dessous de leur arête.

Nous donnons quelques exemples issus de mesures sur maquettes (fig. 44).



III.3.f. NIVEAUX TOLÉRABLES

Les enquêtes effectuées en région parisienne ont montré que, comme pour le bruit de circulation, les riverains de voies de chemin de fer étaient sensibles à la valeur de L_{eq} , tout en ayant une attitude favorable vis-à-vis du train. On a été amené à recommander de ne pas dépasser 70 dB (A) entre huit heures et vingt heures, avec des possibilités de variation de cinq décibels autour de cette valeur comme pour le trafic automobile. Là encore la gêne nocturne est mal connue et les enquêtes n'ont pas été effectuées dans les zones à plus grand trafic de nuit.

Au voisinage d'infrastructures nouvelles telles que celles des trains à grande vitesse, au Japon, on a remarqué que les seuils de sensibilité étaient les mêmes que pour le bruit de circulation automobile.

III.4. Le bruit du trafic aérien (*)

III.4.a. LE BRUIT D'AVION

De tous les moyens de transport, les avions sont, de loin, les sources émettant la puissance acoustique la plus grande. Cette dernière n'est d'ailleurs qu'une partie infime de leur puissance mécanique. Pondérée (A) cette puissance acoustique est, au décollage, de l'ordre du kilowatt pour un avion subsonique de la « nouvelle génération », de quelques kilowatts pour un avion subsonique de « l'ancienne génération ».

De plus, dès que l'avion a quitté le sol, les conditions de propagation du son deviennent particulièrement favorables puisque les obstacles s'estompent. La gêne causée est particulièrement importante, d'une part dans les lieux situés à proximité des aéroports, et d'autre part dans certaines localités proches de points de repère des trajectoires aériennes (balises...), là où tendent à se regrouper les dites trajectoires.

En général, les avions évoluant au sol sont peu gênants, du fait de la forte absorption que le sol cause à la propagation du son lorsqu'elle se fait au ras du sol. Lors d'opérations d'entretien, le bruit créé dure longtemps mais, bien souvent, si elles se font sur un avion immobile, des silencieux sont utilisés en sortie des réacteurs.

Pour un observateur au sol aux environs d'un aéroport, un passage d'avion se traduit par un bruit de niveau et de spectre fluctuant au cours du passage (fig. 45).

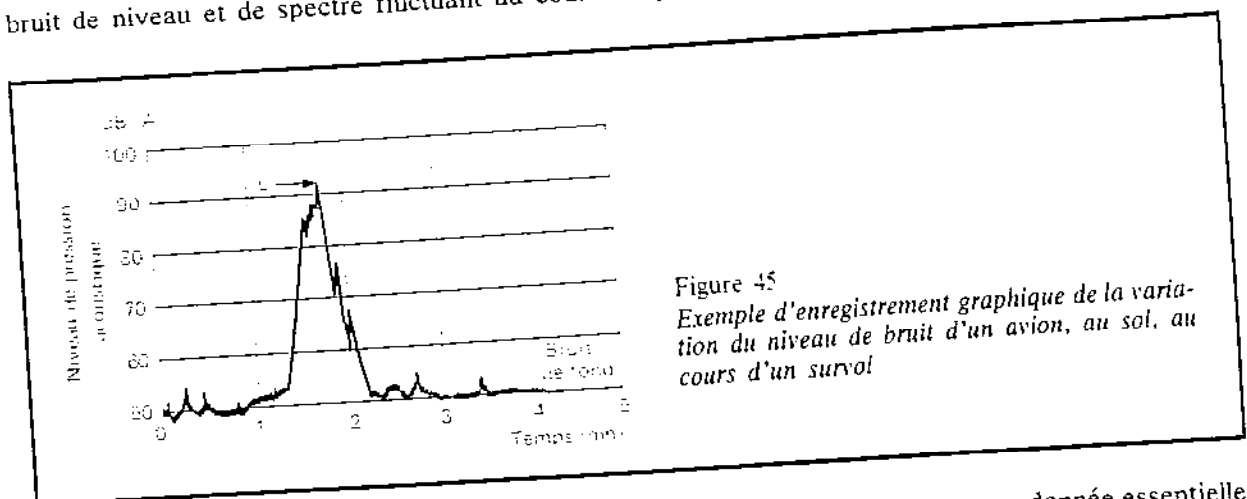


Figure 45
Exemple d'enregistrement graphique de la variation du niveau de bruit d'un avion, au sol, au cours d'un survol

Les caractéristiques de ce bruit, à l'instant du bruit maximal, constituent une donnée essentielle pour les prévisions de bruit.

Le niveau de pression L correspondant est dénommé niveau de crête. Il peut être donné par bandes d'octave ou de 1/3 d'octave ou, d'une manière globale, en PNdB, en dB (A), dB (D) ou dB (N).

On a approximativement :

$$L_{PN} = L (D) + 7$$

$$L_{PN} = L (A) + (9 \text{ à } 14)$$

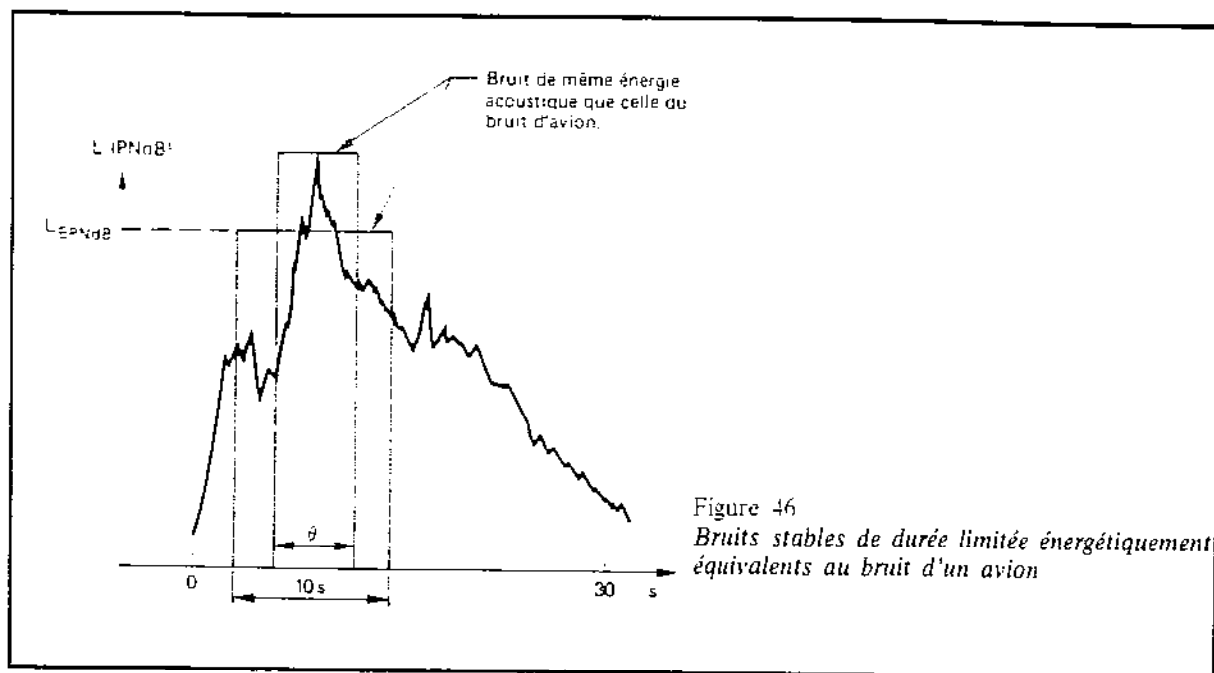
selon les avions et la nature des mouvements considérés.

Outre le spectre et le niveau global pondéré du niveau de pression acoustique en un point donné, au moment du bruit maximal, il est utile de connaître la durée pendant laquelle ce bruit est perçu.

(*) Par P. Gilbert et R. Josse, Ingénieurs au CSTB.

Cette durée peut être définie comme étant celle pendant laquelle le niveau du bruit de l'avion dépasse un seuil donné (75 dB (A) par exemple) ou pendant laquelle le niveau du bruit n'est pas de plus de 10 dB inférieur à la valeur qu'il atteint en crête. Ces durées peuvent varier entre 10 et 30 secondes.

On peut lui préférer la durée équivalente θ d'un bruit qui aurait un niveau de pression acoustique constant, égal à la valeur de crête L observée au cours du mouvement de l'avion considéré et qui durerait le temps θ tel que l'énergie acoustique du signal tronqué en forme de créneau, de niveau L et durant le temps θ soit égale à celle délivrée par le mouvement de l'avion considéré (fig. 46).



Diverses observations ont montré que, pour des avions à l'envol, cette durée équivalente θ est de l'ordre de six secondes, du moins dans les cas pratiques c'est-à-dire ceux où le bruit des avions produit une gêne non négligeable.

On peut aussi prendre en compte l'influence de la variation du niveau avec le temps, au cours d'un passage, en donnant le niveau équivalent d'un bruit stable durant 10 secondes (durée de passage forfaitaire) dont l'énergie serait la même que celle contenue dans le bruit réel de l'avion.

C'est ainsi que l'ISO (R 507) a défini le niveau effectif de bruit perçu L_{EPN} , exprimé en PNdB. D'après ce qui a été vu ci-dessus, ce niveau est d'environ 2 dB inférieur au niveau de crête.

La valeur du niveau de crête, lorsqu'elle est mesurée sur le terrain, peut dépendre notablement de la constante de temps du sonomètre utilisé. Pour cette mesure ISO R 507 recommande une constante de temps de l'ordre de 1 s ce qui correspond à la position « lente » des sonomètres ainsi qu'à une vitesse de 16 dB/s du stylet d'un enregistreur sur papier.

Il est d'usage, lors des épreuves de certification des avions, de mesurer ce niveau à 1,20 m au-dessus du sol, en divers points et pour diverses conditions de vol.

Le tableau suivant donne, pour des opérations en vol proches du sol (« décollages » et « atterrissages »), le niveau de pression acoustique exprimé en PNdB effectif pour différents avions subsoniques commerciaux courants. Les pentes correspondantes des trajectoires, pour le décollage, sont indiquées car ce sont des éléments de calcul nécessaires à la détermination de la distance r entre source et observateur. Dans ce tableau, on a donné aussi, exprimé en dB (A), le niveau L de la pression acoustique de crête correspondante.

NIVEAU DE LA PRESSION ACOUSTIQUE CONSTATÉE LORS DE L'ENVOL ET DE L'APPROCHE DE DIVERS AVIONS

Type d'avion	ENVOL							ATERRISSAGE
	Masse au décollage (tonnes)	Niveaux de pression acoustique à 300 m de distance lors de la phase décollage		Pente de montée lors de la phase décollage %	Niveaux de pression acoustique à 300 m de distance lors de la phase poussée réduite		Pente de montée lors de la phase poussée réduite %	Niveaux de pression acoustique à 300 m lors de l'atterrissage (1)
		LEPN	dB (A) crête		LEPN	dB (A) crête		
B 707-320 simple flux	140	117	109	8,6	110	100	4	102
	120	117	109	11,8	107	97	4	102
B 707-320 B double flux	150	114	106	8,3				109
	130	114	106	11,3				109
B 727-200	80	110	102	11,1	103	93	4,7	96
	65	110	102	14,7	101	91	4,9	96
B 737	50	109	101	13,4				100
	43	109	101	15,4				100
B 747-200	350	110	102	8,6				99
	300	110	102	12,7				99
DC 8 10/30	140	117	109	8,6	110	100	4	102
	120	117	109	11,8	107	97	4	102
DC 8 50/60	150	114	106	8,3				109
	130	114	106	11,3				109
DC 9 32	50	109	101	13,4				100
	43	109	101	15,4				100
DC 10	195	108	100	10,5	102	92	5,8	94
	160	108	100	14,7	100	90	5,7	94
L 1011	195	108	100	10,5	102	92	5,8	94
	160	108	100	14,7	100	90	5,7	94
Trident 3 B	68	113	105	12,2	103	93	2,9	105
	64	113	105	13,7	103	93	3,5	105
	60	113	105	15,7	103	93	4,5	105
Airbus A 300	130	109	101	16,8	100	90	8,1	95
	120	109	101	21	99	89	8,2	95
Mercury	48	111	103	8,5	101	91		101
Caravelle III	48	117	109	11,4	107	97	4	104
	44	117	109	13,3	106	96	4	103

1 - La pente de la trajectoire d'atterrissage est uniformément fixée à 5,2% (angle 3°).

Ce tableau permet de prévoir, d'une manière approximative (ce calcul est assez grossier car il ne tient pas compte de la directivité de la source, de l'hétérogénéité de l'atmosphère, de la répartition spectrale du bruit, etc.) quel sera soit le niveau de crête, soit le niveau équivalent sur 10 secondes (EPNdB), en n'importe quel point, lors du mouvement de l'avion, en atmosphère calme et homogène.

Pour cela, il suffit d'utiliser le tableau suivant :

DÉCROISSANCE L (r) A 15°C ET 70% D'HUMIDITÉ RELATIVE, EN ATMOSPHÈRE CALME ET HOMOGENE

	r (mètres)											
	300	400	500	600	800	1 000	1 300	1 600	2 000	3 000	4 000	5 000
Différence entre les niveaux de pression acoustique (en dB) mesurés à 300 m et à r mètres	0	3	5	7	10	12	15	17	20	24	27	30

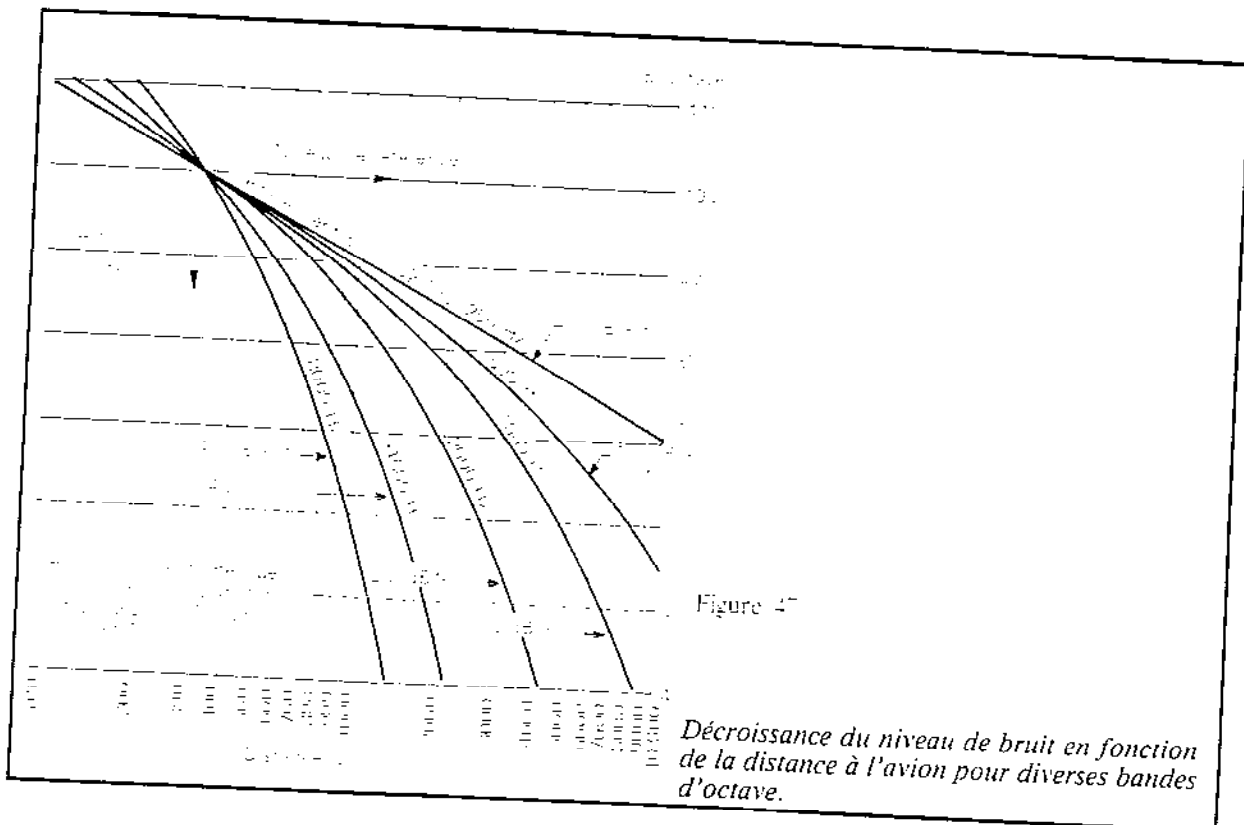
Le calcul peut être rendu plus rigoureux, mais toujours en supposant l'atmosphère calme et homogène, si l'on connaît le spectre du bruit à une distance donnée r_0 (par exemple, $r_0 = 300$ m). On a alors, à une distance r , le niveau de pression acoustique dans une bande de fréquences suffisamment étroite (par exemple : octave, ou 1/3 d'octave) :

$$L(r) = L(r_0) - 20 \log \frac{r}{r_0} - a(r - r_0)$$

a étant le coefficient d'atténuation linéique du son, dans les conditions climatiques considérées et pour la bande de fréquences considérées. On trouvera, au chapitre 2, les valeurs de a dont l'utilisation est préconisée par l'ISO.

On peut alors sommer les énergies des différentes bandes de fréquences pour lesquelles le calcul a été fait et obtenir le niveau global, éventuellement pondéré (dB (A), dB (D), ou PNdB).

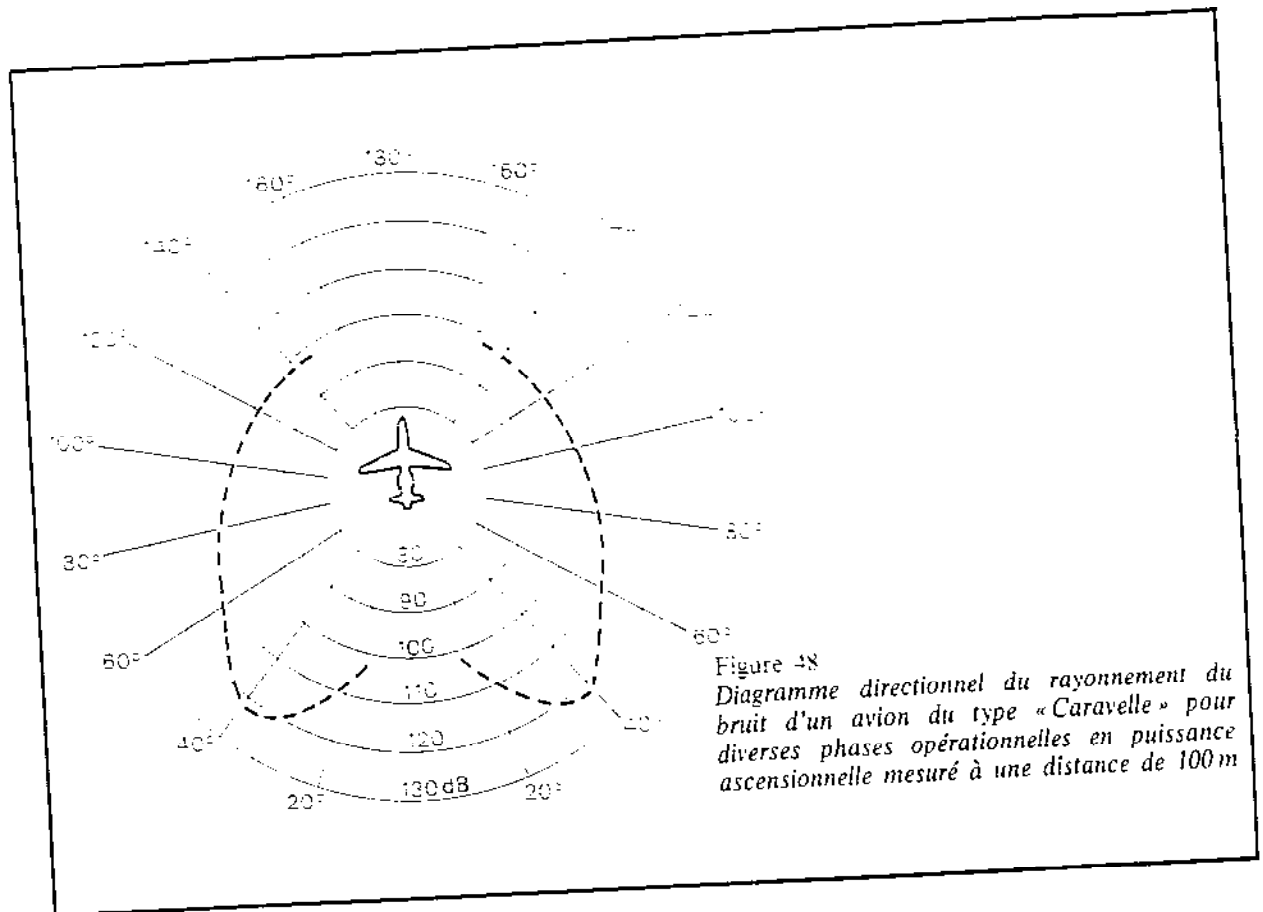
La figure 47 donne les décroissances ainsi calculées pour des bandes de bruit blanc, de largeur une octave, et de niveau 100 dB à 300 m.



ACOUSTIQUE

La prise en compte des effets résultant des gradients de vent ou de température semble à l'heure actuelle impraticable.

De même, le caractère directif (fig. 48) de la source de bruit que constitue un avion n'est pas pris en compte. L'ensemble de ces simplifications peut expliquer des écarts pouvant atteindre 10 dB entre un niveau prédit et un niveau réellement mesuré sur le site.

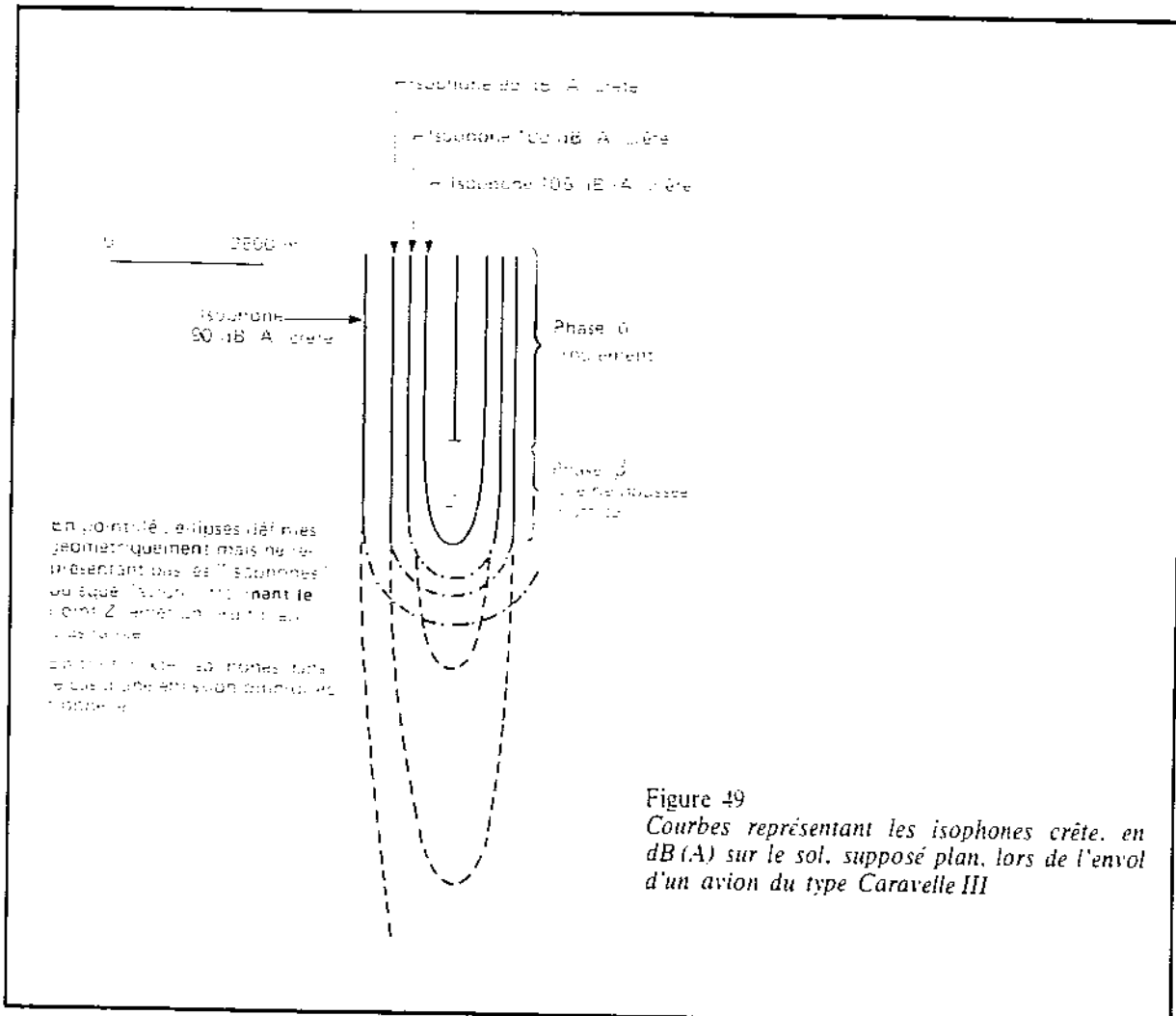


Avec les hypothèses précédentes et à partir de la connaissance des niveaux de bruit mesurés au cours des épreuves de certification, il est donc possible de tracer, sur une carte, les courbes isophones en terrain dégagé résultant d'un mouvement d'avion. Le niveau de bruit devant une façade (2 m) en vue directe de l'avion sera alors 2 à 3 dB plus élevé que l'indiquent les isophones, cela à cause d'une réflexion complémentaire contre la façade.

Prenons par exemple le cas d'une caravelle de type III en cours d'envol rectiligne avec une pente de 12 %, au-dessus d'un sol plan. Vent faible, température 15 °C et taux d'humidité relative 70 %. Pour la phase d'envol à pleine poussée, on prévoit, à partir des tableaux donnés précédemment, que les points situés sur un cylindre de rayon 450 m et centré sur la trajectoire reçoivent un niveau de crête de 105 dB (A). L'isophone 105 dB (A) est donc la courbe intersection de ce cylindre et du sol. C'est une ellipse dont le petit axe a 450 m de longueur, dont le centre est au point de décollage et dont l'un des foyers est à $450/0,12 = 3\,750$ m en avant du point de décollage.

Cette ellipse est donc facile à tracer (fig. 49). On peut trouver de la même manière les autres courbes isophones.

En fait, la limitation de poussée en cours d'envol, par exemple à 300 m d'altitude, conduit à une réduction, à partir du point de réduction, du diamètre du cylindre isophone. La discontinuité du régime des réacteurs se traduit donc, sur le terrain, par un raccord entre deux ellipses concentriques de dimensions différentes.



L'ensemble des courbes isophones correspondant à une trajectoire de départ ou d'arrivée pour un type d'avion dans des conditions de charge déterminée est appelé « réseau de base ». Il est recommandé de tracer les courbes pour des intervalles de 5 dB.

III.4.b. LE BRUIT DE TRAFIC AÉRIEN AU VOISINAGE D'UN AÉROPORT

L'ambiance sonore, au sol, au voisinage d'un aéroport, peut être caractérisée par un « indice d'exposition » à base énergétique ou s'en rapprochant.

C'est ainsi que l'ISO (P 507) recommande le niveau équivalent L_{eq} déterminé sur une période donnée (une année par exemple).

L_{eq} est lié au niveau effectif du bruit perçu par :

$$L_{eq} = 10 \log \frac{10}{T} \sum 10^{\frac{L_{EPNi}}{10}} \text{PNdB}$$

où L_{EPNi} correspond au $i^{\text{ème}}$ mouvement

T est la période de temps considérée, exprimée en secondes.

L_{eq} peut aussi être exprimé en dB(A).

La recommandation ISO n'est pas appliquée en France.

L'indice utilisé en France est l'indice psophique I_e (anciennement N) défini dans la circulaire n° 74-38 du 24 février 1974, de la Direction des bases aériennes.

$$I_e = \overline{L_{PN}} + 10 \log (n_1 + 10 n_2) - 32 \text{ PNdB}$$

n_1 est le nombre de mouvements entre 6 h et 22 h
 n_2 est le nombre de mouvements entre 22 h et 6 h

$\overline{L_{PN}}$ n'est pas clairement défini dans le texte mais les services de la D.B.A. semblent utiliser

$$\overline{L_{PN}} = 10 \log \frac{1}{n_1 + 10 n_2} \left(\sum 10^{\frac{L_i}{10}} + \sum 10^{\frac{L_j + 10}{10}} \right)$$

les indices i correspondent aux vols de jour
 les indices j correspondent aux vols de nuit
 les niveaux étant exprimés en PNdB effectifs.

Si on néglige les vols de nuit et si l'on suppose $L_{EPN} = L_{PN} - 2$, on trouve une relation stricte entre I_e et (L_{eq}) 6 h à 22 h :

$$I_e = L_{eq} + 8 \text{ PNdB}$$

$$I_e = L_{eq} + 21 \text{ dB (A)}^{(1)}$$

Dans le cas particulier de l'Aéroport de Paris, le (L_{eq}) 6 h à 22 h serait d'environ 2 dB plus fort que le (L_{eq}) 8 h à 20 h par suite d'une certaine concentration en début de matinée et en fin de journée.

Vu l'intensité du bruit régnant aux abords des aéroports il est indispensable d'une part d'apporter des restrictions à la construction dans les zones exposées et, d'autre part, de connaître les limites que le bruit ne devra pas dépasser quel que soit le développement de l'aéroport.

Pour cela, les documents d'urbanisme (SDAU et POS) doivent préciser les zones de bruit, zones qui doivent être représentatives de la situation future la plus contraignante.

Ces plans d'exposition au bruit sont établis par le service technique des bases aériennes pour les aérodromes de catégories A et B et certains aérodromes de catégorie C, par l'aéroport de Paris pour les aérodromes relevant de son autorité, et par le directeur régional de l'aviation civile pour les autres aérodromes.

Sur ces plans on fait apparaître les zones suivantes :

- zone A où I_e est supérieur à 96
- zone B où I_e est compris entre 89 et 96
- zone C où I_e est compris entre 84 et 89

Les restrictions à la construction, dans ces zones, sont précisées par l'arrêté du 6 octobre 1978. Quant aux habitations se trouvant déjà en site très bruyant, elles peuvent faire l'objet d'une aide à l'insonorisation dans les conditions indiquées par le décret n° 73-193 du 13 février 1973 et par l'arrêté du 27 mars 1973 (taxe parafiscale).

Pour tracer la limite des zones A, B et C, il est nécessaire de connaître les trajectoires, le nombre et le type des avions qui les suivent ainsi que les conditions climatiques.

A partir des réseaux de base indiqués plus haut et par application des définitions venant d'être données on peut donc calculer en chaque point du sol l'indice psophique correspondant et, par suite, tracer les courbes isopsophiques.

1. Dans l'hypothèse $L_{PN} = L(A) + 13$, hypothèse convenable pour les avions en cours d'envol.

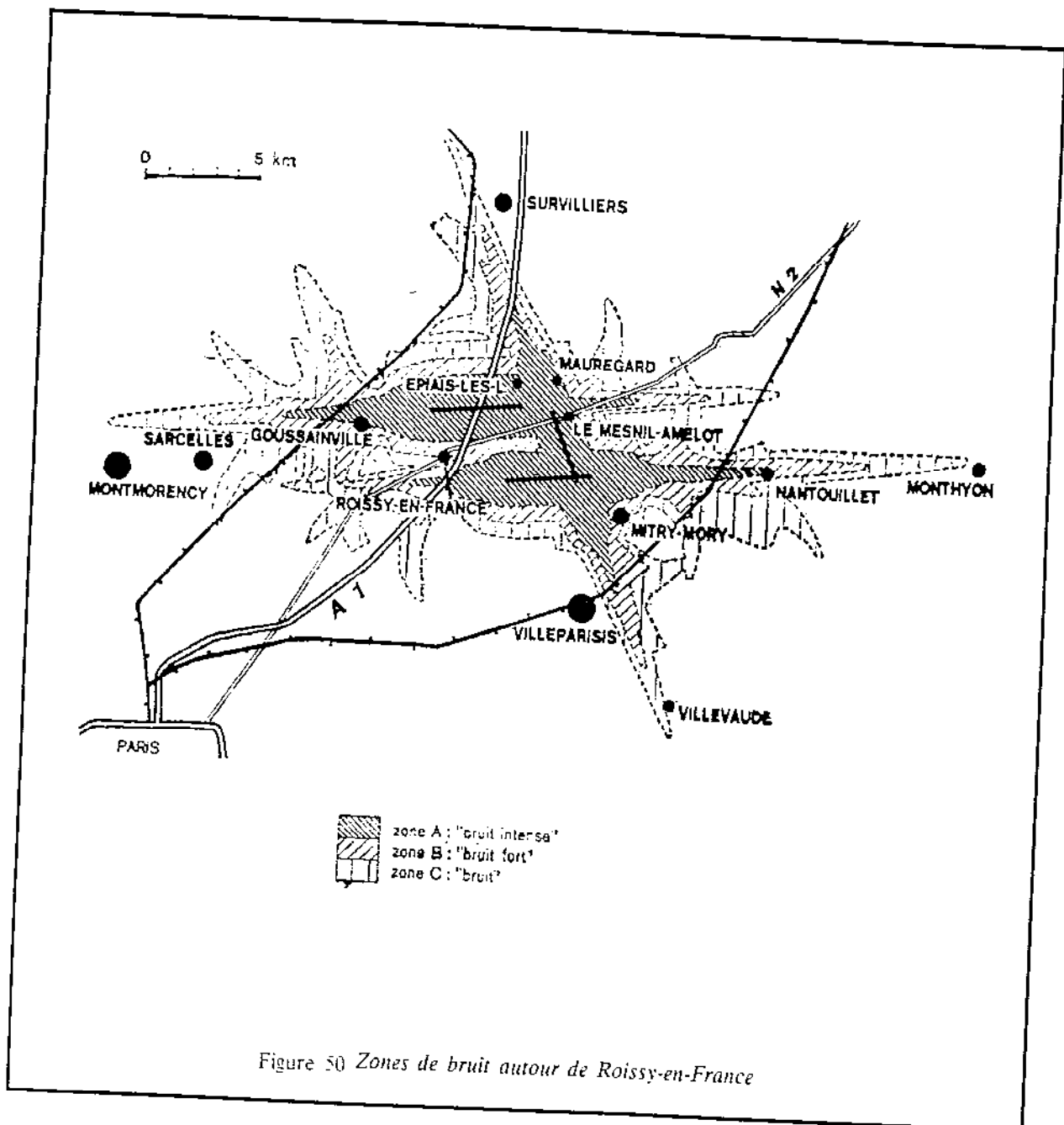
En fait l'indice ainsi calculé en un point est une variable aléatoire que l'expérience a montré être souvent gaussienne. L'écart quadratique σ correspondant peut, pour des points éloignés de l'aéroport (zone C par exemple), être élevé. Ce fait peut expliquer que des mesures sur le site, en de tels points, conduisent souvent à un indice psophique nettement plus élevé que celui calculé, les écarts pouvant atteindre 8 dB.

En effet, si l'on parle en niveau équivalent, on sait que :

$$L_{eq} = L_{moyen} + 0.11 \sigma^2$$

L_{eq} est ce que l'on mesure réellement et L_{moyen} est le niveau équivalent calculé pour des conditions moyennes.

A titre d'exemple, nous donnons aux figures 50 à 54 les zones de bruit d'avion autour de quatre aéroports français fortement utilisés.





▲
Figure 51
Courbes d'égal indice I_e autour de l'Aéroport
d'Orly

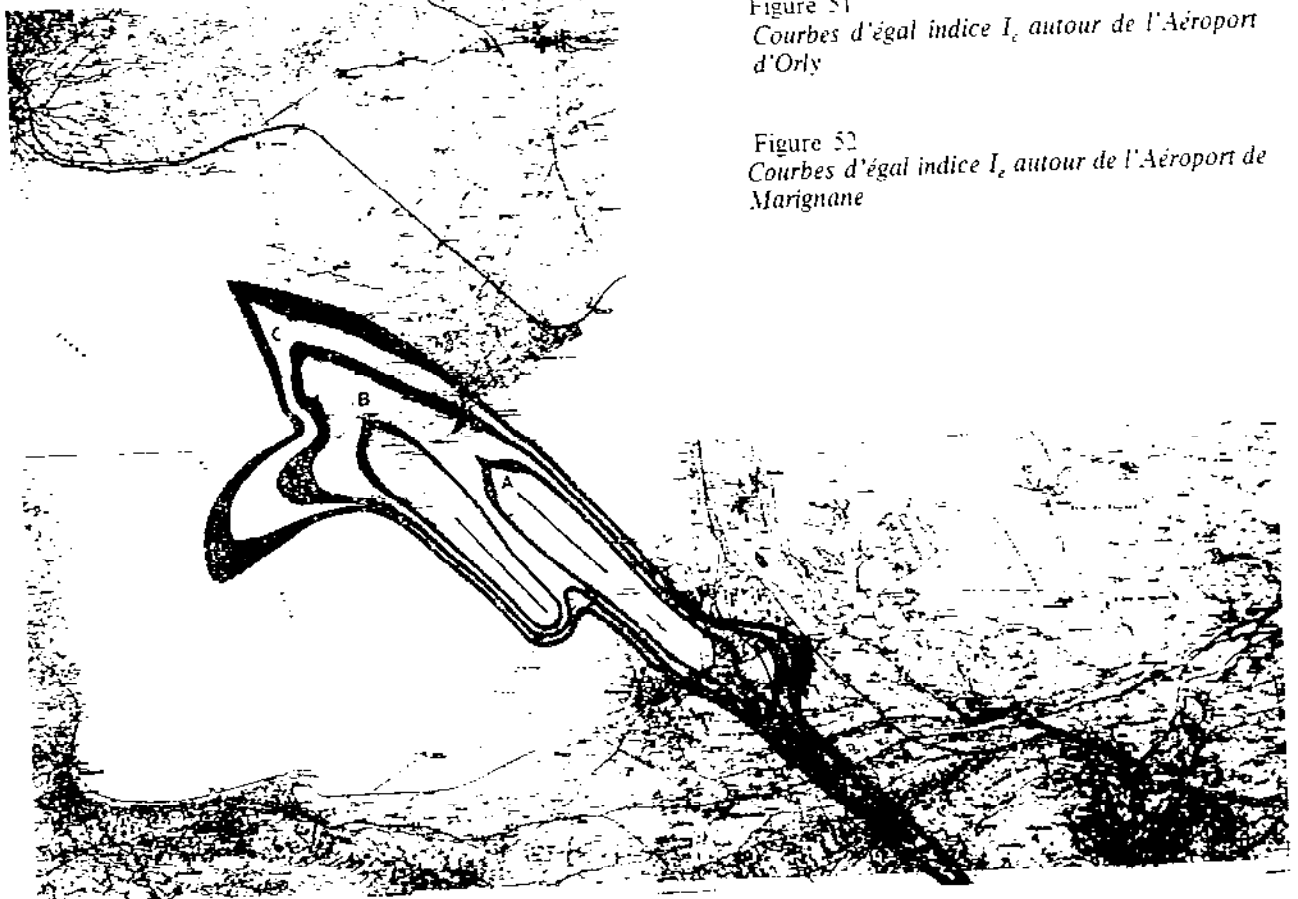


Figure 52
Courbes d'égal indice I_e autour de l'Aéroport de
Marignane

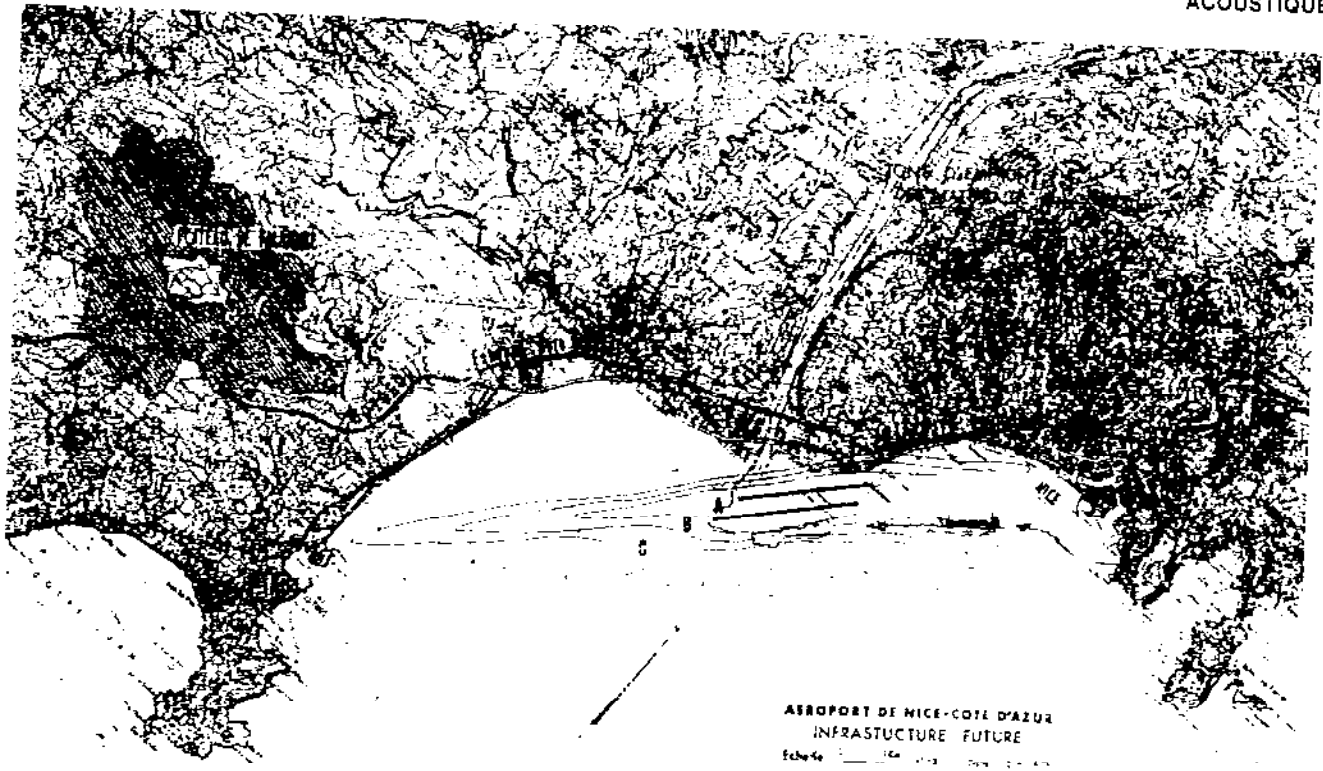


Figure 53
 Courbes d'égal indice I_e autour de l'Aéroport de Nice — Estimation valable dans l'avenir

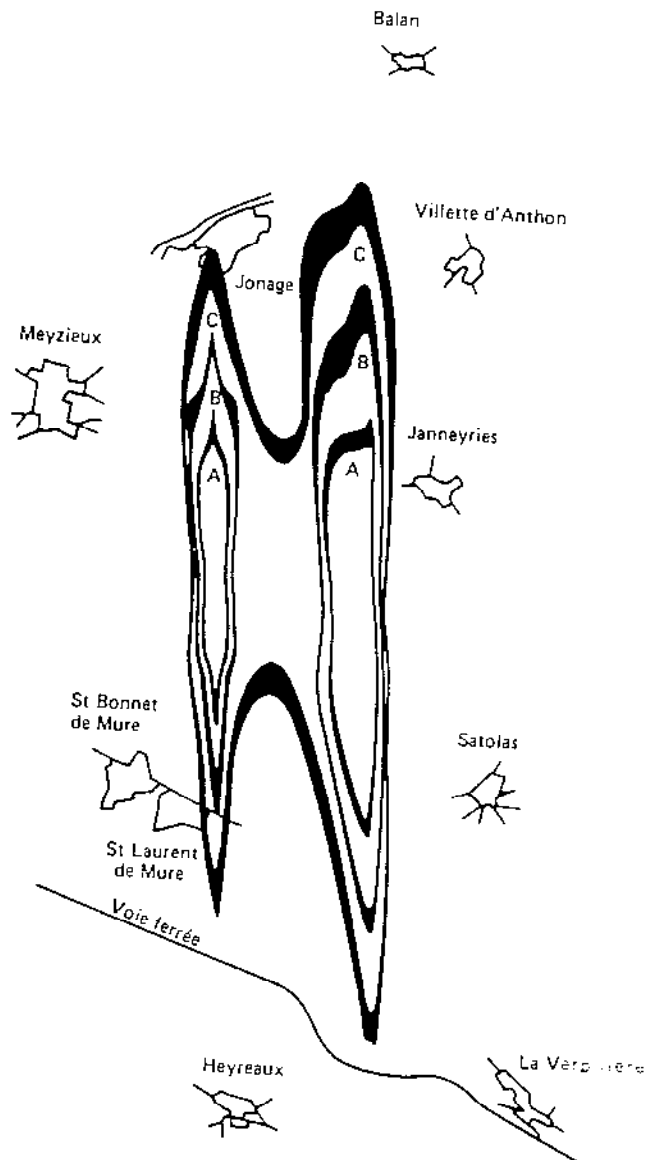


Figure 54
 Courbe d'égal indice I_e autour de l'Aéroport de Lyon-Satolas (estimation à prendre en compte ultérieurement. Présentement seuls les deux contours enfermant la partie droite de la zone A et la partie droite de la zone B sont valables)