

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DE CONSTANTINE
INSTITUT D'ELECTRONIQUE

THESE

Présentée pour obtenir
le diplôme de MAGISTER en ELECTRONIQUE
Option : Composants Electroniques
par

Mohammed El Kamal ABDELMOUMENE

TITRE

MODELISATION DU LITHOTRIPEUR
PIEZOELECTRIQUE A BASE D'UNE
MOSAIQUE DE CERAMIQUES ET SON
UTILISATION DANS LE TRAITEMENT
DES LITHIASES

Soutenue le / / 1996 , devant le jury d'examen:

MM. M. BOULEMDEN	Professeur	U. Batna	President
M. BENSLAMA	MC	U. Constantine	Directeur de thèse
A. SAIFI	Docteur	U. Constantine	Examineur
H. ACHOUR	Docent	CHU. Constantine	Examineur
Mme M. MARIR	MC	U. Constantine	Examineur
Mme Z. TIR	Docent	CHU. Constantine	Invitée

*À la mémoire de ma mère, à mon père
À ma femme et mes enfants: Amina, Nadjib, Adib.
À mes frères et sœurs et leurs enfants.
À ma belle famille grands et petits.
À tous ceux qui me sont proches.
Je dédie ce modeste travail.*

RESUME

Un grand nombre de personnes souffrent en Algérie de calculs urinaires. Cette maladie fréquente, douloureuse, peut à terme, détruire les reins. Il y'a chaque année, des milliers de cas de coliques néphrétiques ou d'autres douleurs causées par des calculs, la plupart du temps méconnues ou négligées. Ces troubles impliquent un important problème de santé publique: interventions chirurgicales, arrêts de travail, etc.

On peut aujourd'hui, détruire ces calculs sans incision chirurgicale: il s'agit de techniques de pointe, remarquables et très efficaces. La destruction des lithiases se fait au moyen d'ondes de choc -ultrasons - générées par des appareils appelés **LITHOTRIPTEURS**. Cette méthode utilisée pour débarrasser l'organisme des calculs est appelée **LITHOTRIPTIE EXTRA-CORPORELLE**.

Dans cette thèse, nous nous proposons d'étudier les différents types de lithotripteurs actuellement commercialisés, de définir leurs paramètres et d'indiquer éventuellement la corrélation entre ces paramètres et le succès d'un traitement. L'accent est mis sur le lithotriporteur piézo-électrique qui a été détaillé. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux trouvés dans la littérature. La dernière partie de ce travail nous a permis de dégager l'expression analytique d'une onde de choc sur le second foyer du lithotriporteur c'est à dire la position de la lithiase et de comparer le modèle trouvé avec les sorties du système physique réel, recueillies à partir des publications.

- LITHOTRIPTEUR
- ONDES DE CHOC

MOTS CLES :

- ULTRASONS
- CAVITATION
- HAUTE PRESSION

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier monseigneur **M. BÉGIN** pour avoir accepté de m'honorer et dirigé mon travail. Ses conseils avisés ont été une aide et un soutien inestimables. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Que mentionne le professeur **M. BEN LAMMIA** soit aussi de ma profonde reconnaissance pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

Je remercie aussi messeigneurs **M. MARIN** et monsieur **A. SAÏF** de s'être intéressés à cette étude et d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je suis très heureux de compter les docteurs **M. TIR** et monsieur **H. ACHOUR** parmi les membres du jury.

Dans ces remerciements, je ne saurais oublier ceux qui m'ont aidé à réaliser ce travail, en particulier

- le docteur **NEZZAL** et Mlle **TROUDI** pour l'aide matérielle qu'ils ont bien voulu mettre à ma disposition. Qu'ils en soient remerciés.

- **ABDENNOUR** que je remercie beaucoup pour avoir très sympathiquement pris une part active à l'élaboration de cette thèse.

Une pensée amicale à tous ceux qui n'ont pas été cités.

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier monsieur **M. BENSLAMA** pour avoir accepté à m'encadrer et diriger mon travail. Ses conseils avisés, son soutien amical et constant m'ont été très bénéfique. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Que monsieur le professeur **M. BOULEMDEN** soit assuré de ma profonde reconnaissance pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

Je remercie aussi madame **M. MARIR** et monsieur **A. SAIFI** de s'être intéressés à cette étude et d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je suis très honoré de compter les docteurs madame **Z. TIR** et monsieur **H. ACHOUR** parmi les membres du jury.

Dans ces remerciements, je ne saurais oublier ceux qui m'ont aidé à réaliser ce travail, en particulier:

- le docteur **NEZZAL** et Mlle **TROUDI** pour l'aide matérielle qu'ils ont bien voulu mettre à ma disposition. Qu'ils en soient remerciés.

- **ABDENNOUR** que je remercie beaucoup pour avoir très sympathiquement pris une part active à l'élaboration de cette thèse.

Une pensée amicale à tous ceux qui n'ont pas été cités.

Hypophyse: glande située sous l'encéphale sécrétant entre autres des stimulines freinant la sécrétion urinaire.

Lithotriptie extracorporelle: procédé de destruction des calculs dans les reins à l'aide d'ondes de choc traversant la peau et les tissus.

Nécrose: mort d'une cellule ou d'un groupe de cellules à l'intérieur d'un corps vivant (mortification).

Oncologie: cancérologie.

Pacemaker: stimulateur cardiaque.

Pelvis: bassin.

Prostaglandines: famille de substances (initialement isolées dans les sécrétions prostatiques) jouant, entre autres, un rôle dans l'inflammation et augmentent le débit du sang et de l'urine dans les reins.

Pseudarthrose: absence complète et définitive de consolidation d'une fracture.

Renine: enzyme sécrétée par le rein en fonction de la pression artérielle locale et qui contrôle la formation d'angiotensine (vaso-constricteur).

Sacrum: os formé par la soudure des cinq vertèbres sacrées, et s'articulant avec les os iliaques pour former le bassin.

Scoliose: déviation latérale de la colonne vertébrale.

Séroïdes: corps anti-inflammatoires produits par le cortex surrénal.

Tendinite: inflammation d'un tendon.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 Eléments d'anatomie du rein	3
CHAPITRE 2 Les lithiases urinaires	6
2.1 - Définition	6
2.2 - Les différents types de lithiases	6
2.3 - Formation des lithiases	8
2.3.1 - Les étapes de leur formation	8
2.3.2 - Les facteurs de l'apparition des cristaux	8
2.3.3 - Facteurs favorisant l'apparition des calculs	9
2.4 - Localisation des calculs	9
2.5 - Les symptômes	9
2.6 - Conséquences	11
CHAPITRE 3 Traitement de la lithiase urinaire	12
3.1 - Traitement de la colique néphrétique	12
3.2 - Dissolution médicale des calculs	13
3.3 - L'ablation chirurgicale des calculs	13
3.4 - L'ablation instrumentale des calculs	14
3.4.1 - L'ablation des calculs situés dans les reins	14
3.4.2 - L'ablation des calculs situés dans les uretères	14
3.5 - La lithotriptie extra-corporelle	16
3.6 - Le choix de la technique pour l'ablation des calculs	17
CHAPITRE 4 Traitement des lithiases rénales par ondes de choc ..	18
4.1 - Introduction	18
4.2 - Nature et formation des ondes de choc	19
4.2.1 - Formation des ondes de choc	19

4.3 - Sources d'ondes de choc	22
4.3.1 - Emetteurs supersoniques	22
4.3.2 - Emetteurs à amplitude finie	24
4.3.2.1 - Principe	24
4.3.2.2 - Système de focalisation	25
4.3.2.3 - Emetteur électromagnétique (E. M.)	28
4.3.2.4 - Emetteur piézo-céramique (P.E.)	30
4.3.2.5 - Autres transducteurs d'ondes de pression ..	48
4.4 - Localisation des calculs	48
4.4.1 - Système à R.X	52
4.4.2 - Système à U.S	52
4.4.3 - Avantages et inconvénients des deux systèmes ...	53
4.5 - Autres unités auxiliaires	53
4.5.1 - Table du patient	53
4.5.2 - Contrôle et déclenchement	53
4.5.3 - Couplage	55
4.6 - Les paramètres acoustiques utilisés en lithotriptie	55
4.6.1 - Les pics de pression	57
4.6.1.1 - Le pic de pression positive	57
4.6.1.2 - Le pic de pression négative	57
4.6.2 - Le temps de montée	60
4.6.3 - La largeur de l'impulsion	62
4.7 - Autres paramètres acoustiques utilisés en E. S. W. L.	63
4.7.1 - L'intensité intégrale de l'impulsion	63
4.7.2 - L'énergie acoustique par impulsion	64
4.7.3 - La zone focale	65
4.7.4 - La profondeur focale	66
4.7.5 - Le gain de focalisation	66

CHAPITRE 5 Interactions de l'onde de choc avec le milieu ...	70
5.1 - L'absorption	71
5.1.1 - Relaxation thermique	71
5.1.2 - Relaxation structurelle	71
5.1.3 - Relaxation chimique	72

5.2 - La dispersion	74
5.3 - La cavitation	82
5.3.1 - Introduction	82
5.3.2 - Les modèles d'étude des bulles transitoires	83
5.3.2.1 - Le modèle de Rayleigh	86
5.3.2.2 - Le modèle de Herring	87
5.3.2.3 - Le modèle de Guilmore	87
CHAPITRE 6 Mécanismes de fragmentation des calculs et effets biologiques des ondes de choc	91
6.1 - Mécanismes de fragmentation des calculs	91
6.1.1 - Composition et propriétés des calculs	91
6.1.2 - Les mécanismes de la fragmentation des calculs	94
6.1.3 - Les principaux paramètres de l'onde de choc causant la fragmentation	95
6.2 - Les effets biologiques des ondes de choc	97
CHAPITRE 7 Modélisation de l'onde de choc au second foyer du lithotriporteur	100
7.1 - Modèle du lithotriporteur électrohydraulique	102
7.2 - Modèle du lithotriporteur piézo-électrique	104
7.3 - Modèle du lithotriporteur électromagnétique	104
7.4 - Conclusion	107
Conclusion générale	108
Annexe	110
Bibliographie	113

INTRODUCTION

Un véritable bouleversement s'est produit au cours des dernières années dans les méthodes utilisées pour débarrasser l'organisme des calculs présents dans les voies urinaires. Une technologie nouvelle est apparue, qui permet de détruire les calculs par des ondes de chocs traversant la peau (lithotriptie extracorporelle par ondes de choc), sans aucune intervention opératoire. Les fragments sont ensuite évacués hors du corps par le flux urinaire.

Cette découverte s'est faite presque par hasard: les chercheurs d'une firme allemande fabriquant des avions de chasse étudiaient les effets des ondes de choc produites par les vitesses supersoniques sur le corps humain, afin de permettre aux pilotes de mieux y résister. C'est ainsi qu'est née l'idée d'utiliser ces ondes de choc pour détruire les calculs rénaux.

La première génération d'appareils a été mise au point (par la firme Dornier) à l'institut d'urologie de Munich, où elle a été utilisée pour la première fois sur l'homme en 1976.

En février 1980, les premiers résultats furent publiés par Chaussy et la lithotriptie extracorporelle par ondes de choc devient alors le traitement de choix pour les calculs rénaux et urétéraux. Ce lithotripteur utilise des ondes de choc produites par une étincelle entre deux électrodes pour fragmenter les lithiases rénales, tandis que le patient est suspendu dans une baignoire remplie d'eau. Malheureusement, tous les malades ne pouvaient bénéficier de cette technique, même si leurs calculs répondent aux conditions d'utilisation (position et taille). En particulier, les personnes trop grosses pour la capacité de la baignoire (c'est à dire pesant plus 120 kg) et les enfants de trop petite taille en sont exclus.

Ce problème fut solutionné par l'apparition en 1986 d'appareils dits "lithotripteurs de seconde génération" utilisant soit l'effet piézoélectrique (lithotripteurs P.E.) soit l'électromagnétisme (les lithotripteurs E.M.). Le recours à la baignoire n'est plus nécessaire et les patients pourront être traités soit dans la position couché sur le dos soit couché sur le ventre permettant ainsi l'accès facilement (à travers le sacrum et le pelvis) à l'uretère pour traiter les lithiases rénales sur la totalité de la longueur urétérale.

Par conséquent, le chapitre (1) présente quelques éléments de l'anatomie du rein. Le chapitre (2) donne une idée sur la formation et les différents types de lithiases rénales. Dans le chapitre (3), nous situerons la procédure de lithotriptie extracorporelle par ondes de choc dans la panoplie des méthodes utilisées pour débarrasser le corps de calculs. Le chapitre (4) est consacré à l'étude des différents types de lithotripteurs. L'accent est mis en particulier, sur le lithotriporteur P.E. pour calculer les éléments de base (dimension de l'élément céramique et le nombre de ces éléments qui forment la mosaïque sphérique de l'émetteur) qui constituent cet appareil. A ce propos, la résolution de l'équation tensorielle de Christoffel combinée à un modèle électromécanique d'une plaque piézoélectrique a permis de calculer la dimension de l'élément céramique. Leur nombre a été déterminé grâce au vecteur de Pöynting. Dans ce même chapitre, nous avons défini les paramètres importants d'un champ de lithotriptie qui ont permis de comparer différentes variétés de lithotripteurs actuellement commercialisés. Dans le chapitre (5), nous avons défini les principales interactions d'une onde de choc avec le milieu de propagation. Une place importante a été accordée au phénomène de la cavitation qui fût l'objet de bien des débats quant à son rôle dans la fragmentation des calculs. Le chapitre (6) essaie d'apporter _ à la lumière de certaines publications récentes _ des éclaircissements sur les mécanismes de fragmentation des calculs par les ondes de choc, ainsi que les effets biologiques de ces dernières. Dans le dernier chapitre (7), nous présenterons un modèle mathématique décrivant de manière analytique une onde de choc au second foyer (localisation de la lithiase) du lithotriporteur.

CHAPITRE 1

Eléments d'anatomie du rein

Isaac Dinesen, dans son récit des sept contes gothiques, définissait l'homme comme une machine ingénieuse destinée à transformer avec "une habileté illimitée, le vin rouge de Shiraz en urine". D'une façon moins poétique mais plus précise, les reins servent à extraire de 1700 litres de sang par jour un litre d'un liquide concentré hautement spécialisé appelé urine. Ce faisant, le rein accomplit l'une des fonctions vitales les plus importantes. Il excrète les déchets du métabolisme, régule avec précision la concentration d'eau et des sels dans le corps, maintient l'équilibre acido-basique du plasma, et sert de glande endocrine en sécrétant plusieurs hormones importantes comme l'érythropoïétine, la rénine et les prostaglandines. Les mécanismes physiologiques qui assurent ces fonctions expliquent la structure hautement différenciée du rein.

Ce problème fut solutionné par l'apparition en 1986 d'appareils dits "lithotripteurs de seconde génération" utilisant soit l'effet piézoélectrique (lithotripteurs P.E.) soit l'électromagnétisme (les lithotripteurs E.M.). Le recours à la baignoire n'est plus nécessaire et les patients pourront être traités soit dans la position couché sur le dos soit couché sur le ventre permettant ainsi l'accès facilement (à travers le sacrum et le pelvis) à l'uretère pour traiter les lithiases rénales sur la totalité de la longueur urétérale.

Par conséquent, le chapitre (1) présente quelques éléments de l'anatomie du rein. Le chapitre (2) donne une idée sur la formation et les différents types de lithiases rénales. Dans le chapitre (3), nous situerons la procédure de lithotriptie extracorporelle par ondes de choc dans la panoplie des méthodes utilisées pour débarrasser le corps de calculs. Le chapitre (4) est consacré à l'étude des différents types de lithotripteurs. L'accent est mis en particulier, sur le lithotriporteur P.E. pour calculer les éléments de base (dimension de l'élément céramique et le nombre de ces éléments qui forment la mosaïque sphérique de l'émetteur) qui constituent cet appareil. A ce propos, la résolution de l'équation tensorielle de Christoffel combinée à un modèle électromécanique d'une plaque piézoélectrique a permis de calculer la dimension de l'élément céramique. Leur nombre a été déterminé grâce au vecteur de Pöynting. Dans ce même chapitre, nous avons défini les paramètres importants d'un champ de lithotriptie qui ont permis de comparer différentes variétés de lithotripteurs actuellement commercialisés. Dans le chapitre (5), nous avons défini les principales interactions d'une onde de choc avec le milieu de propagation. Une place importante a été accordée au phénomène de la cavitation qui fût l'objet de bien des débats quant à son rôle dans la fragmentation des calculs. Le chapitre (6) essaie d'apporter _ à la lumière de certaines publications récentes _ des éclaircissements sur les mécanismes de fragmentation des calculs par les ondes de choc, ainsi que les effets biologiques de ces dernières. Dans le dernier chapitre (7), nous présenterons un modèle mathématique décrivant de manière analytique une onde de choc au second foyer (localisation de la lithiase) du lithotriporteur.

CHAPITRE 1

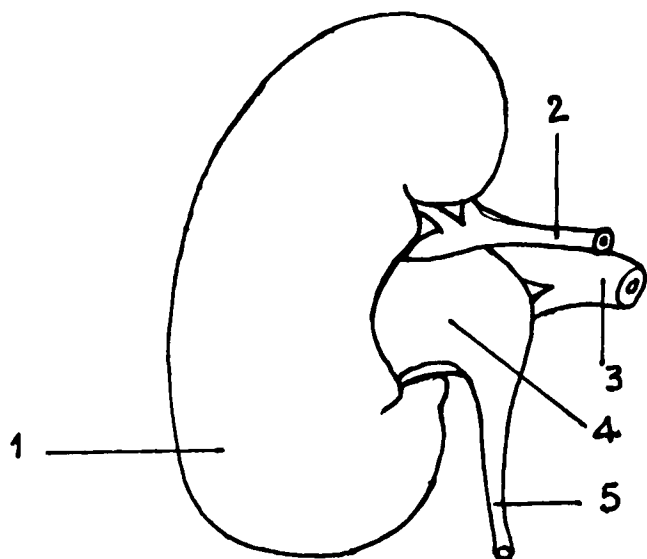
Eléments d'anatomie du rein

Isaac Dinesen, dans son récit des sept contes gothiques, définissait l'homme comme une machine ingénieuse destinée à transformer avec "une habileté illimitée, le vin rouge de Shiraz en urine". D'une façon moins poétique mais plus précise, les reins servent à extraire de 1700 litres de sang par jour un litre d'un liquide concentré hautement spécialisé appelé urine. Ce faisant, le rein accomplit l'une des fonctions vitales les plus importantes. Il excrète les déchets du métabolisme, régule avec précision la concentration d'eau et des sels dans le corps, maintient l'équilibre acido-basique du plasma, et sert de glande endocrine en sécrétant plusieurs hormones importantes comme l'érythropoïétine, la rénine et les prostaglandines. Les mécanismes physiologiques qui assurent ces fonctions expliquent la structure hautement différenciée du rein.

Les reins sont des organes glandulaires volumineux, symétriquement placés de chaque côté de la colonne vertébrale dans les fosses lombaires.

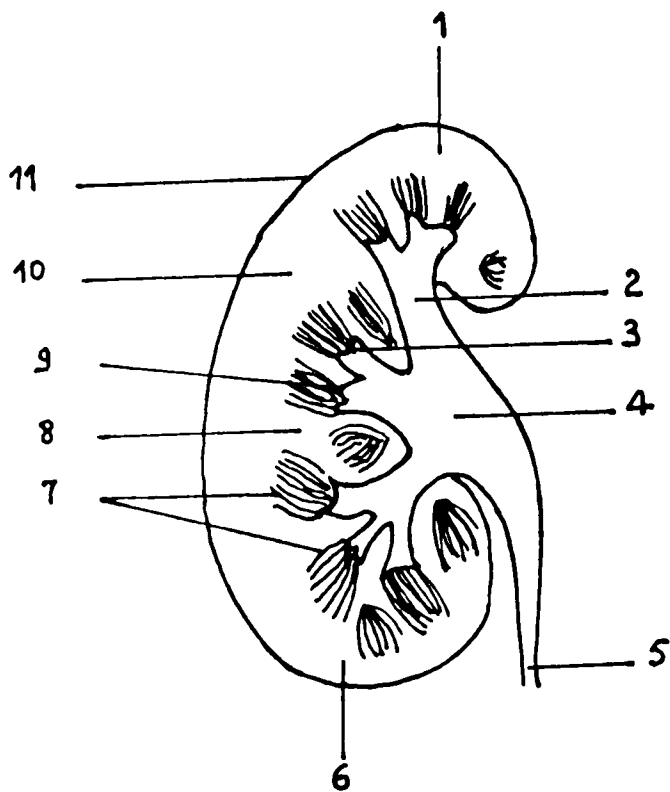
Un rein humain adulte (ou métanéphros) pèse environ 150 grammes. Il est contenu dans une loge, la "loge rénale", close de toutes parts mais lâche, où il est maintenu en place par la pression abdominale et la tonicité des muscles abdominaux. Il a la forme d'un haricot; sa coloration est rouge foncée.

Le pôle supérieur du rein s'engage sous les dernières côtes. Le pôle inférieur reste à distance des crêtes iliaques (environ 5 cm à gauche, 3 cm à droite). L'uretère est relié au rein au niveau du hile (segment déprimé se trouvant dans la partie moyenne du rein), où il se dilate en une cavité en entonnoir, le bassinet, duquel dérivent deux ou trois branches principales, les grands calices: la dernière subdivision donne 3 ou 4 petits calices. Il y'a environ 12 petits calices dans un rein humain. Sur une coupe, on voit que le rein est constitué d'un cortex et d'une médullaire, l'ensemble faisant 1,2 à 1,5 cm d'épaisseur. La médullaire est constituée des pyramides rénales, dont les apexes sont appelés papilles, chacune reliée à un calice. Le tissu cortical s'étend dans les espaces jouxtant les pyramides adjacentes, pour former les colonnes rénales de Bertin. Fig. (1.1) et (1.2) [1]-[2].



1. Rein
2. Artère rénale
3. Veine rénale
4. Bassinet
5. Uretère

Fig 1. Face postérieure du rein gauche



1. Pôle supérieur
2. Grand calice
3. Petit calice
4. Bassinet
5. Uretère
6. Pôle inférieur
7. Papilles
8. Colonnes de Bertin
9. Pyramides de Malpighi
10. Parenchyme rénal
11. Capsule rénale

Fig 2. Coupe du rein et de ses conduits excréteurs

a2: Les calculs d'oxalate de calcium dihydraté ou weddellite: Leur taille varie de quelques mm à plusieurs cm de couleur jaune ou brun clair et de forme irrégulière avec une surface hérissée de lames cristallines. Ils s'effritent facilement à la pression. Ils ont tendance à s'accrocher à la paroi de l'uretère.

Les calculs faits de phosphate de calcium sont rarement purs. Ils sont souvent associés à de l'oxalate de calcium ou à du phosphate de magnésium. Dans ce dernier cas, les calculs sont volumineux, parfois ramifiés comme des branches de corail (d'où leur nom de calculs coralliformes). Leur couleur est blanche ou grise; leur surface est lisse.

b- Lithiase urique: elle désigne les cas où les calculs sont faits d'acide urique pur. Ce sont de petits calculs de quelques mm de diamètre, de couleur orangée ou rouge, arrondis ou ovales, à surface lisse et finement cristalline. Ils peuvent être plus gros et atteindre plusieurs cm, avec des prolongements coralliformes. Ils sont difficiles à identifier car ils sont entièrement radio-transparents. Ils peuvent être détectés par l'échographie et par l'urographie intraveineuse.

c- Lithiase cystinique: Les calculs sont faits de cystine qui est un acide aminé normalement présent dans les urines. Ils revêtent deux aspects différents. Tantôt ils se présentent sous forme de calculs de taille moyenne de quelques mm à un cm de diamètre, de forme sphérique ou ovoïde, de couleur jaune à brun clair, avec une surface bosselée par une multitude de petits cristaux s'effritant facilement à la pression. Tantôt ils ont une forme anguleuse, polyédrique, avec des facettes lisses, régulières, de couleur blanc crème ou jaunâtre.

d- Lithiase phospho-ammoniaco-magnésienne ou lithiase d'infection: dans cette variété de lithiase, les calculs sont faits de phosphates d'ammonium et de magnésium. Ils sont volumineux et tendent à se ramifier (calculs coralliformes). Leur couleur est grise ou blanche, leur surface est irrégulière, bosselée, lisse ou finement rugueuse.

e- Lithiase médicamenteuse: Les calculs sont composés, en tout ou en partie, de médicaments éliminés dans les urines.

La lithiase rénale calcique est la plus répandue, viennent ensuite la lithiase urique, la lithiase d'infection et la lithiase cystinique.

b- Inhibiteurs de la cristallisation: leur action est analogue à celle des anti-calcaires utilisés dans l'industrie des lessives et des détergents. Les inhibiteurs naturels ont pour rôle d'augmenter la solubilité des substances contenues dans les urines, en s'opposant à la croissance et à l'agrégation des cristaux. La formation des calculs urinaires est due à un déséquilibre entre une concentration excessive des urines en solutés propices à la formation de cristaux et une teneur insuffisante en substances inhibitrices.

2.3.3- Facteurs favorisant l'apparition des calculs

a- Les troubles métaboliques: c'est à dire que la production ou l'élimination par l'organe des substances qui entrent dans la composition de leurs calculs ne se font pas normalement. C'est la cause première de la production des calculs. De leur détection dépend un traitement efficace.

b- Les malformations congénitales des reins: les anomalies de forme des reins produisent un ralentissement du flux urinaire (stase urinaire), favorisant la rétention et la croissance des cristaux.

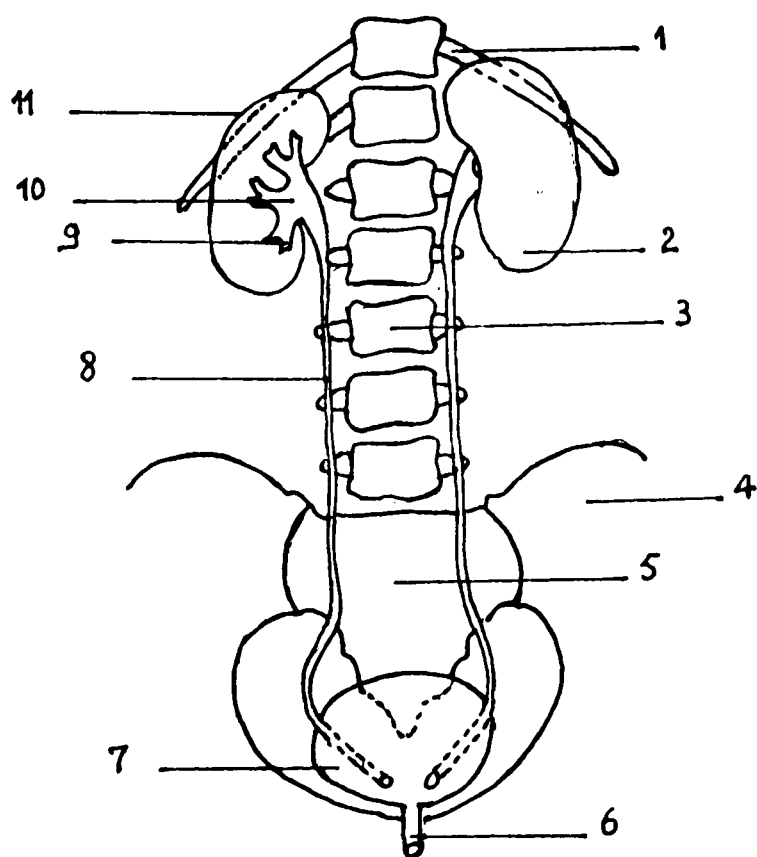
c- Autres facteurs: des facteurs tenant à l'environnement (climat, habitudes alimentaires, conditions d'activité) peuvent aggraver la tendance spontanée à la production de calculs.

2.4- Localisation des calculs

L'urine s'écoule dans les calices par les papilles situées au sommet des pyramides de Malpighi. Les petits calices drainent l'urine dans les grands calices (deux ou trois par rein). Le bassinnet collecte l'urine de la totalité du rein, se rétrécit en entonnoir et se continue dans la vessie par l'uretère. Les calculs formés dans les reins ont tendance à se bloquer dans ce conduit étroit (fig. 2.3). Les autres points de localisation sont les calices, le bassinnet et la vessie (fig. 2.4).

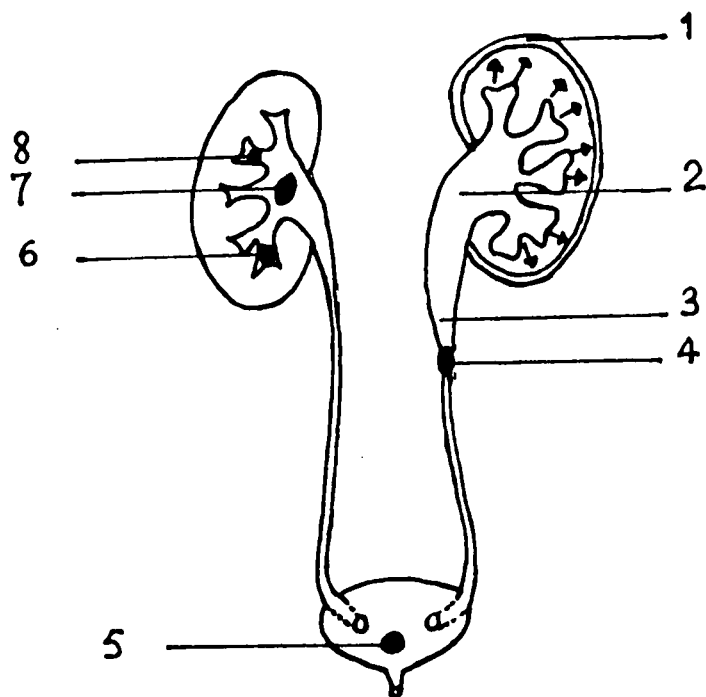
2.5- Les symptômes

Les signes cliniques provoqués par les calculs urinaires sont sensiblement les mêmes, quelle que soit leur nature chimique. La Lithiase se signale, lors de son passage dans l'uretère, par l'une des douleurs les plus intenses que l'on puisse éprouver appelée colique néphrétique. Elle



1. Côte
2. Rein gauche
3. Vertèbres lombaires
4. Aile iliaque (os du bassin)
5. Sacrum
6. Urètre
7. Vessie
8. Uretère
9. Calices
10. Bassinet
11. Rein droit

Fig 3: Les reins et les voies urinaires



1. Distension de la capsule entourant le rein
2. Gonflement du bassinet et des calices
3. Distension de l'uretère au dessus du calcul
4. Calcul obstructif de l'uretère
5. Calcul vésical
6. Calcul caliciel inférieur
7. Calcul pyélique
8. Calcul caliciel supérieur

Fig 4: Localisation des calculs et colique néphrétique

est si typique que le diagnostic est immédiat. Cette douleur est due à l'augmentation de la pression des urines dans les cavités rénales (bassinets et calices), pression due au blocage de l'uretère par le calcul. Le gonflement des cavités rénales distend les terminaisons nerveuses situées dans la capsule élastique, mais résistante qui entoure les reins (fig. 2.4). Les autres symptômes sont:

- les urines sanglantes de couleur rouge ou marron.
- douleurs lombaires ou brûlures en urinant.

2.6- Conséquences

Lorsqu'elle se limite à la production ou à l'élimination d'un calcul, sans récurrence ultérieure, la lithiase rénale est une affection bénigne. Dans le cas contraire, les conséquences sont les suivantes:

a- Destruction des reins: l'obstruction complète de la voie excrétrice peut conduire à la perte de la fonction du rein en quelques semaines ou même en quelques jours. Dans ce cas, la libération rapide de la voie excrétrice, au besoin par une intervention chirurgicale, est une nécessité absolue pour sauver le rein.

b- L'infection urinaire: c'est le second danger qui menace un rein lithiasique et qui peut mener à sa destruction si elle n'est pas traitée rapidement.

c- Un coût élevé pour la société: les coliques néphrétiques obligent fréquemment à un arrêt d'activité de plusieurs jours. Un quart environ des personnes atteintes de coliques néphrétiques doivent être hospitalisées. Près de la moitié d'entre elles doivent subir une intervention chirurgicale, suivie d'une convalescence de quelques jours à plusieurs semaines. Aussi les conséquences économiques de la lithiase sont-elles beaucoup plus importantes qu'il n'y paraît au premier abord.

CHAPITRE 3

Traitement de la lithiase urinaire

Un véritable bouleversement s'est produit au cours des dernières années dans les méthodes utilisées pour débarrasser l'organisme des calculs présents dans les voies urinaires. Des technologies nouvelles sont apparues, qui permettent d'enlever les calculs à l'aide d'instruments introduits dans l'organisme par une très minime incision et même de les détruire par des ondes de choc traversant la peau sans aucune intervention opératoire. Les possibilités de dissolution de certaines formes chimiques de calculs se sont perfectionnées.

Il en résulte que les notions communément admises jusqu'à présent sur le traitement des calculs sont totalement remises en cause.

3.1- Traitement de la colique néphrétique

a- calmer la douleur: grâce aux antispasmodiques (agissant sur le spasme de l'uretère) aux antalgiques (calmant la douleur) et aux anti inflammatoires non stéroïdiens (qui accélèrent l'expulsion des calculs).

b- l'expulsion du calcul: celle-ci peut survenir dans les heures qui suivent la colique néphrétique, elle peut être retardée pendant plusieurs jours voir même quelques semaines. Des radiographies et des échographies permettront de surveiller l'absence de distension dangereuse des cavités rénales.

c- En cas d'infection rénale: un traitement d'urgence à base d'antibiotiques et d'antiseptiques chimiques urinaires permet de juguler toute infection, si sévère soit-elle.

3.2- Dissolution médicale des calculs

Il n'est pas possible de dissoudre des calculs d'oxalate ou de phosphate de calcium dans l'organisme. Par contre les calculs faits d'acide urique ou de cystine peuvent être dissouts par une alcalinisation appropriée des urines dont le pH doit être amené au dessus de 7. Notons que les calculs de cystine ne peuvent être détruits par la technique des ondes de choc.

3.3- L'ablation chirurgicale des calculs

Une bonne partie des calculs engagés dans les uretères doivent être enlevés par un acte chirurgical, soit qu'ils restent bloqués, soit qu'ils s'accompagnent de douleurs intolérables, soit qu'ils se compliquent d'une infection menaçante. De même pour les calculs situés dans le rein.

Les techniques d'ablation chirurgicale des calculs de l'uretère ou des cavités rénales sont d'une grande sûreté et parfaitement codifiées. L'inconvénient est qu'elles laissent des traces c'est à dire une cicatrice.

Elles imposent une hospitalisation d'une dizaine de jours suivie d'une convalescence de plusieurs semaines. D'où le développement, au cours des dernières années, de nouvelles techniques (entre autres les ondes de choc) qui tentent de supplanter la chirurgie classique: elles sont d'emploi rapide, ne laissent pas de cicatrice et la convalescence est moins longue. Toutefois, certains calculs, notamment s'ils sont volumineux, coralliformes, ne peuvent pas être enlevés par ces nouvelles techniques et relèvent encore souvent de la chirurgie traditionnelle.

3.4- L'ablation instrumentale des calculs

Les techniques d'ablation instrumentale des calculs font appel à des appareils dérivés des endoscopes. En chirurgie urologique, on utilise des cystoscopes (endoscope rigide) qu'on introduit dans la vessie par l'uretère. Récemment, les fibres optiques ont permis la fabrication d'endoscopes de diamètre plus réduit, qui peuvent être introduits dans les uretères.

3.4.1- L'ablation des calculs situés dans les reins

L'ablation instrumentale des calculs du rein, ou néphrolithomie percutanée (fig. 3.5) consiste à pénétrer dans un calice inférieur du rein à travers la peau de la région lombaire, à l'aide d'un guide métallique de faible diamètre, sous contrôle radiographique ou échographique, puis à dilater le trajet ainsi créé en insérant des gaines métalliques de calibre croissant autour du guide. Lorsque l'orifice est suffisamment élargi, on remplace les gaines par un pyéloscope muni d'un système optique qui permet de voir directement les calculs dans le bassinet ou dans les calices et de les extraire à l'aide de pinces. Si les calculs sont trop volumineux pour être extraits directement, ils peuvent être fragmentés par des décharges d'ondes de choc.

Cette technique ne peut être utilisée que pour des calculs de taille moyenne, ne dépassant pas 25 mm de diamètre, situés dans le bassinet, dans les calices inférieurs ou à la partie supérieure de l'uretère.

3.4.2- L'ablation des calculs situés dans les uretères

Ces calculs peuvent être enlevés à l'aide d'un endoscope de calibre réduit, mais rigide, appelé urétéroscope. Un cystoscope est introduit dans la vessie par les voies naturelles (sous anesthésie générale) et dilate l'orifice de l'uretère à l'aide de bougies spéciales. L'urétéroscope est ensuite introduit (diamètre de l'urétéroscope 3,5 mm). On le fait progresser doucement, sous contrôle radioscopique, vers la partie supérieure de l'uretère, jusqu'à ce qu'il aperçoive le calcul. Il le retire alors à l'aide d'une sonde munie d'une sorte de panier ou de pinces, introduite à l'intérieur du tube de l'endoscope. Si le calcul est trop grand, il peut être fragmenté par des ondes de choc libérées par une sonde introduite dans la gaine de l'urétéroscope (lithotripte intra-corporelle).

En ce qui concerne les calculs situés dans les cavités rénales, ces nouvelles méthodes de traitement sont, en fait, déjà concurrencées par la nouvelle technique non instrumentale et non opératoire qu'est la

1. Rein
2. Bassinet
3. Calcul
4. Uretère
5. Poignée commandant la pince permettant l'extraction du calcul
6. Oculaire
7. Paroi de la région lombaire
8. Peau

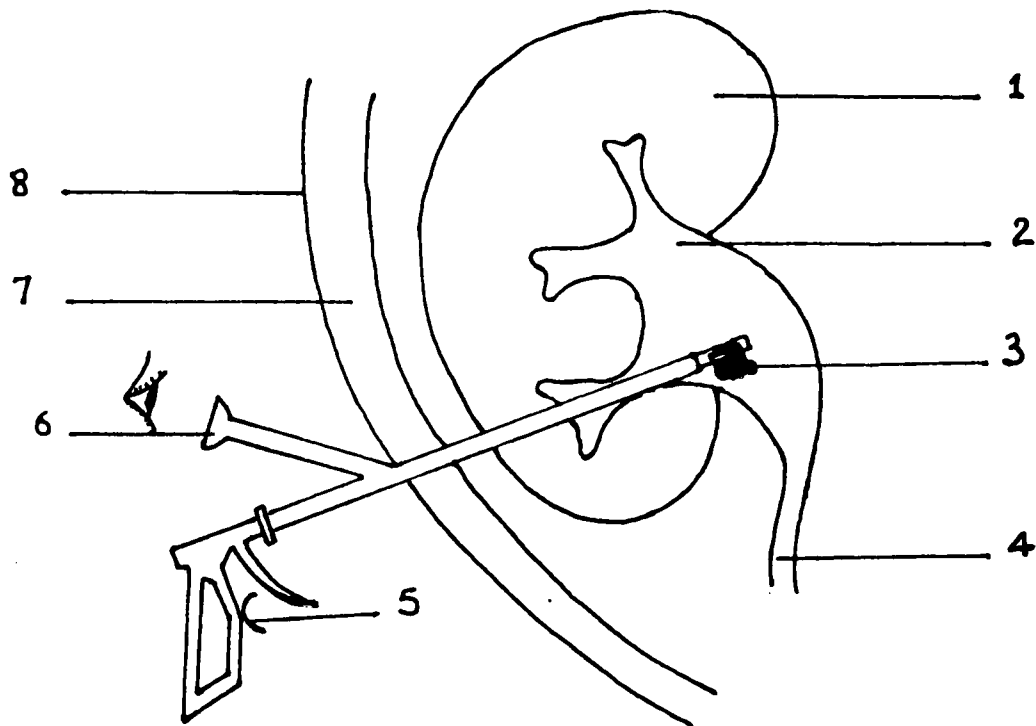


Fig 5: Néphrolithotomie percutanée

fragmentation des calculs à travers la peau par des ondes de choc, ou lithotriptie extra-corporelle.

3.5- La lithotriptie extra-corporelle

La lithotriptie extra-corporelle, ainsi désignée parcequ'elle permet la destruction des calculs par fragmentation sous l'effet d'ondes passant à travers les tissus de l'organisme, est l'une des plus brillantes innovations technologiques de ces dernières années. La première génération d'appareils a été mise au point à l'institut d'urologie de Munich, où elle a été utilisée pour la première fois sur l'homme en 1976. Les mécanismes de ce traitement qui font l'objet de notre étude seront développés au chapitre 4. Disons seulement qu'une séance dure en moyenne une quarantaine de minutes dont une trentaine pour la préparation du patient et le reste pour la fragmentation du calcul. Les fragments sont chassés au fur et à mesure sous l'effet de la diurèse abondante provoquée par un diurétique à action rapide que l'on a préalablement injecté au patient. Une surveillance d'une journée, au moins, en milieu urologique est nécessaire au cas où des fragments plus volumineux resteraient bloqués dans l'uretère; l'urologue procéderait alors à leur extraction à l'aide d'une sonde introduite dans l'uretère. Cette méthode a largement fait ses preuves. Toutefois, elle n'est pas applicable ni à tous les calculs, ni à tous les malades.

Les limites de cette méthode: elle ne peut atteindre que les calculs situés dans le bassinet, dans les calices ou à la partie supérieure de l'uretère, à condition que leur taille ne soit pas supérieure à 2,5 ou 3 cm, tandis que les calculs situés plus bas dans l'uretère lui sont habituellement inaccessibles. Par ailleurs tous les malades ne peuvent bénéficier de cette technique, même si leurs calculs répondent à ces conditions. En particulier, les malades traités par les anticoagulants ou atteints de troubles de la coagulation sanguine. De même, l'utilisation des ondes de choc est interdite chez ceux ayant une arythmie cardiaque ou portant un stimulateur cardiaque (pacemaker), chez ceux ayant un anévrisme de l'aorte ou une cyphoscoliose importante (qui risquerait d'exposer la base des poumons aux ondes de choc) et chez ceux atteints d'insuffisance cardiaque ou respiratoire sévère. De plus, une condition préalable obligatoire est que l'uretère ne soit pas rétréci, ce qui empêcherait l'élimination des fragments calculeux (ce fait doit toujours être vérifié par une urographie intraveineuse avant d'envisager un traitement par

lithotripteur).

Enfin, l'expérience déjà acquise permet de savoir que, si le lithotripteur peut fragmenter sans difficulté les calculs friables, comme ceux composés de phosphate ammoniaco-magnésien, d'acide urique ou d'oxalate de calcium dihydraté, les calculs de cystine ou d'oxalate monohydraté y sont le plus souvent rebelles. En revanche, le fait d'avoir des kystes rénaux n'empêchent pas le traitement par lithotripteur.

3.6- Le choix de la technique pour l'ablation des calculs

Il est permis de prédire que les techniques d'ablation instrumentales percutanées et, surtout, la lithotriptie extra-corporelle permettent, dans un proche avenir, de traiter plus des trois quarts des calculs rénaux et urétéraux, tandis que la chirurgie classique ne sera plus nécessaire que dans 10% des cas à peine. La conduite proposée pour débarrasser l'organisme des calculs peut être schématisée de la manière suivante: la technique choisie dépend de la localisation des calculs, de leur taille et de leur nature chimique.

- Les calculs situés dans les reins (c'est à dire dans les calices, le bassinet ou la partie supérieure de l'uretère) sont traités en premier lieu par le lithotripteur, sauf contre-indication tenant à l'état du malade. La chirurgie percutanée s'adresse aux malades ayant une contre indication à la lithotriptie ou dont les calculs sont peu friables sous l'effet des ondes de choc.

- Les calculs bloqués dans l'uretère peuvent être enlevés par urotérescopie ou, en cas d'impossibilité ou d'urgence tenant à une infection ou à une obstruction, par chirurgie classique.

- Les calculs coralliformes sont enlevés par combinaison de lithotriptie et de chirurgie percutanée lorsqu'ils sont relativement peu volumineux, ou par chirurgie classique lorsqu'ils sont très volumineux ou très ramifiés.

Toutefois, pas plus que la chirurgie classique, l'extraction percutanée des calculs ou leur désintégration par ondes de choc ne résout le problème de la prévention des récurrences lithiasiques. De plus, on ignore encore les risques éventuels, pour les reins, de traitements répétés par ondes de choc.

CHAPITRE 4

Traitement des lithiases rénales par ondes de choc

4.1- Introduction

En 1980, la lithotripte extra-corporelle à ondes de choc (E.S.W.L., pour Extra-corporelle Shock Wave Lithotripsy) a été ajoutée à l'arsenal médical comme nouvelle méthode non opératoire de suppression de calculs [4], et fut rapidement reconnue universellement. Depuis, cette méthode a révolutionné le traitement des lithiases rénales et biliaires. Elle a fait l'objet d'une première description par Chaussy (1982) [5]; ce dernier rapporta en 1986, que plus de 100.000 patients ont été traités avec succès par le lithotriporteur Dornier (développé par *Dornier Médical Systemes*, GmbH) [6].

Aujourd'hui, plusieurs types de lithotripteurs appelés "seconde génération" utilisant différents générateurs d'ondes de choc se trouvent sur le marché. Ainsi de plus en plus d'intérêt est porté aux résultats cliniques, aux performances techniques et aux paramètres physiques des ondes de choc. [7]-[8].

Les mécanismes qui entraînent la destruction des lithiases sont encore mal connus. De récents résultats montrent que l'efficacité de la fragmentation est principalement liée à l'énergie totale libérée dans le calcul [9]. Cette énergie est supposée libérer grâce aux effets conjugués des forces de contrainte et de cisaillement et aussi grâce à la cavitation induite autour du calcul.

Dans ce qui suit nous allons clarifier les termes physiques fondamentaux, définir les paramètres des ondes de choc et la manière de générer ce type d'ondes.

4.2- Nature et formation des ondes de choc

Les ondes de choc focalisées sont nécessaires pour la lithotripte extra-corporelle. Elles sont un phénomène acoustique, mais leur forme d'onde, les pics de pression et l'interaction avec l'environnement diffèrent grandement de ceux d'une onde sonore. Les ondes de choc peuvent être générées de deux manières:

- déplacement brusque d'un milieu acoustique conducteur à des vitesses supersoniques.

- La sommation d'un grand nombre d'ondes acoustiques en un point spécifique de l'espace et du temps.

Il est évident que la première méthode est difficile à mettre en pratique. En effet, il n'est pas facile d'établir un événement supersonique contrôlé dans le temps et l'espace dans un dispositif clinique. C'est donc la seconde méthode qui est retenue par tous les concepteurs de lithotripteurs.

4.2.1- Formation des ondes de choc

La tâche essentielle d'un lithotriporteur est la transmission d'une énergie acoustique dans le corps humain. Ordinairement, dans les ultrasons, l'énergie acoustique reçue en un point du champ varie proportionnellement à l'énergie émise par la source. Cette propriété de linéarité entre l'énergie reçue et l'énergie émise n'est vraie que pour certains niveaux d'énergie. Aux hautes énergies, une augmentation dans l'énergie émise ne produit pas une augmentation proportionnelle dans l'énergie reçue. D'où le terme d'"acoustique non-linéaire" utilisé pour décrire le fonctionnement des ondes sonores dans cette tranche d'énergie.

En acoustique linéaire, la vitesse de phase $v(x)$ d'une onde en un point x du champ acoustique (cas unidimensionnel) est donné par la relation:

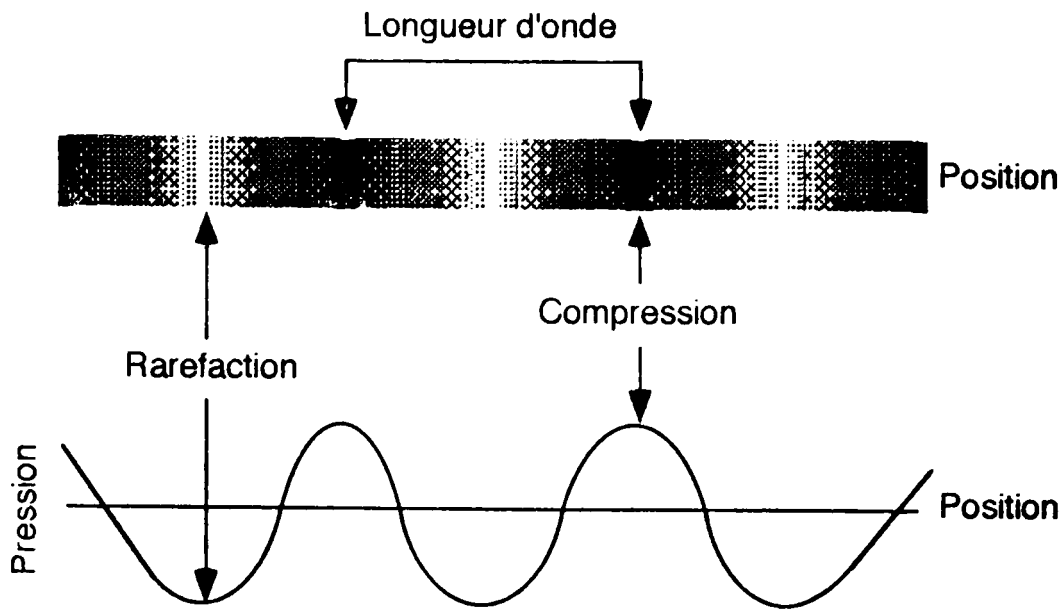


Fig (4.1): Représentation d'une onde de compression

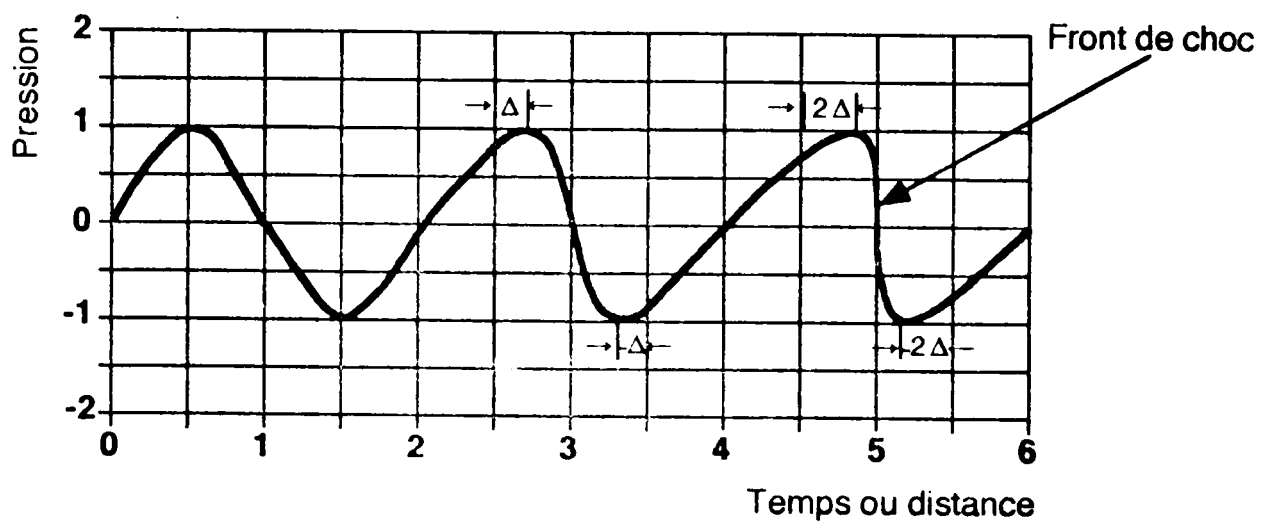


Fig (4.2): Distorsion progressive d'une onde sinusoïdale pure.
 Le second pic a avancé de Δ unités en avant.
 De même le troisième pic qui a avancé de 2Δ .
 Noter le bord d'attaque presque vertical du troisième pic: c'est le front de choc.

sion positive) rattrapent les parties de l'onde ayant des valeurs de vitesse plus faibles entraînant une distorsion progressive (Fig. 4.2). Ceci produit une forme d'onde ressemblant légèrement à une "dent de scie" représentant ainsi une onde de choc entièrement développée.

La distance de la source à partir de laquelle une onde de choc se développe dépend du milieu de propagation, de la puissance émise par la source et du degré de focalisation.

4.3- Sources d'ondes de choc

Il y'a deux sortes de sources d'ondes de choc utilisées en lithotriptie:

- Emetteurs supersoniques avec réflecteurs elliptiques.
- Emetteurs d'ondes d'amplitude finie.

4.3.1- Emetteurs supersoniques

Principe: par une soudaine libération d'énergie dans un petit volume, un plasma explosif est généré et s'étend avec une vitesse supersonique émettant ainsi une onde de choc acoustique. Celle-ci peut être focalisée au moyen d'un réflecteur elliptique ou sphérique (Fig. 4.3). Les lithotripteurs fonctionnant selon ce principe sont appelés les lithotripteurs électro-hydrauliques (E.H) parmi lesquels, on trouve notamment [10]:

- *Dornier Medical Systems : MARIETTA ; Ga ; HM3 ; MPL 9000*
- *Technomed International : DANVERS; MASS; SONOLITH 2000 et 3000*
- *Medstone International : IRVINE; CALIF; MEDSTONE 1000*
- *Direx : SUNNYVALE*
- *Nitech*

Dans ce type de machines, une paire d'électrodes placée au premier foyer d'un réflecteur ellipsoïdal partiel, constitue la source acoustique. Le tout (électrodes et réflecteur) est plongé dans un bain d'eau. Un condensateur de valeur 80nF environ (valeur du HM3) chargé entre 20 et 30 kv est déchargé à travers les deux électrodes séparées de 0,4 à 2,5 mm (distance dépendant de leur âge),(fig.4.4) [12]. Cette décharge entraîne la for-

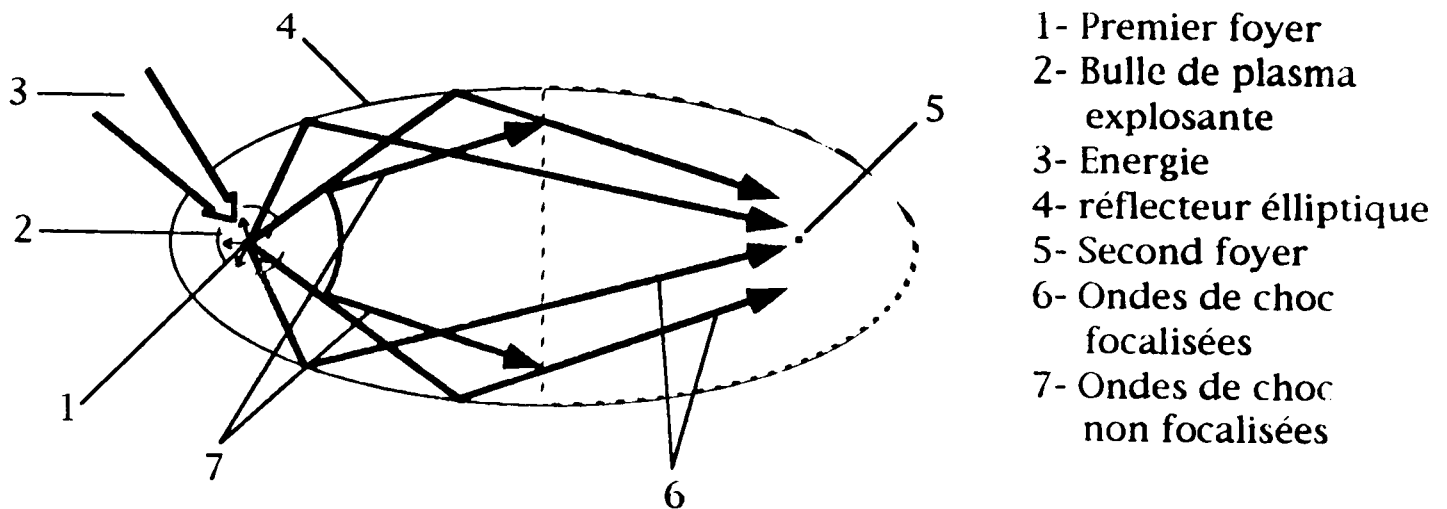


fig (4.3): schéma d'un émetteur de plasma explosant avec réflecteur elliptique.

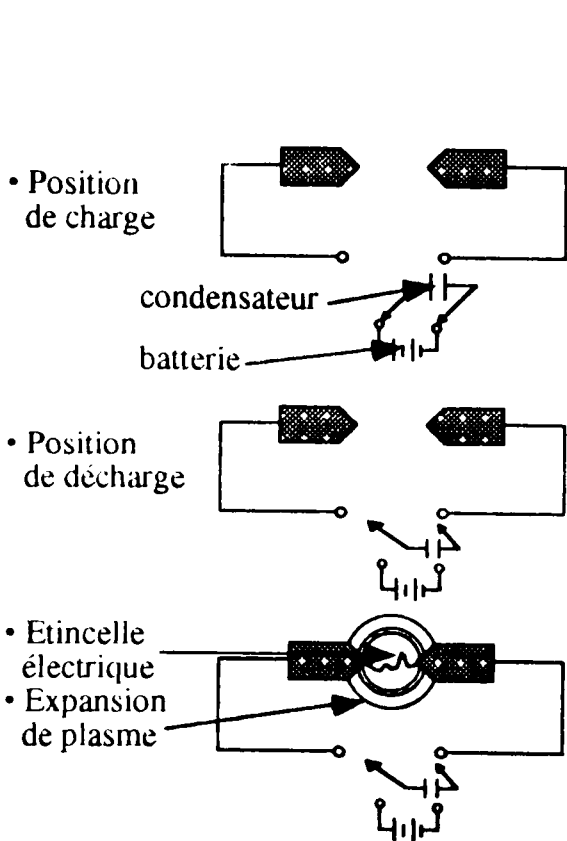


Fig (4.4): Charge et décharge du condensateur

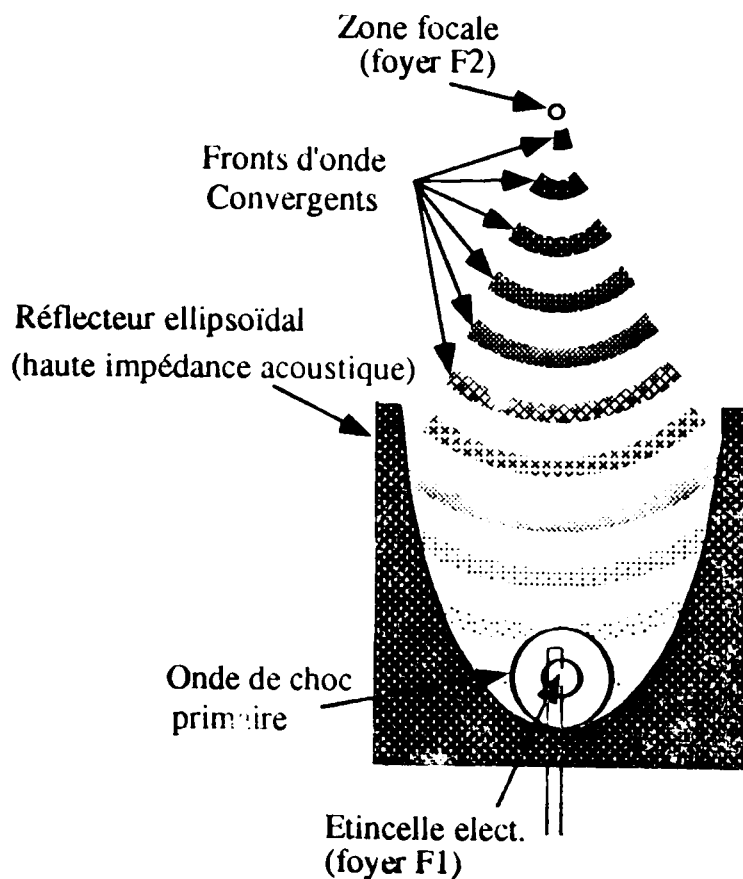


Fig (4.5): Vue transversale d'un lithotriporteur E.H.

mation d'un plasma (interface liquide-vapeur). Cette interface (surface à trois dimensions) va se propager plus rapidement que la vitesse intrinsèque du son dans ce fluide provoquant le déplacement du liquide adjacent d'où la formation d'un front de choc acoustique. Les ondes de choc s'éloignent de la source radialement et si l'énergie contenue dans ces fronts de choc n'était pas focalisée, ces ondes seraient de peu d'utilité clinique.

Après réflexion sur la paroi interne du réflecteur, les ondes de choc sont alors focalisées sur le second foyer de l'ellipsoïde où elles arrivent en phase (propriété de l'ellipsoïde) d'où une interférence avec une destruction minimale produisant une très haute pression acoustique (Fig. 4.5).

A titre indicatif, les valeurs typiques d'un lithotriporteur sont:

- Grand axe du réflecteur = 11cm
- Petit axe du réflecteur = 6,5 à 7,8 cm
- Tension d'attaque = 20 à 30 kv
- Capacité = 80 à 90 nF

La pression obtenue au second foyer (où se trouve le calcul) est de l'ordre de 100 MPa (in vivo). L'onde de choc atteint le second foyer en moins de 70 μ s à partir du moment où l'étincelle est émise entre les deux électrodes.

4.3.2- Emetteurs à amplitude finie

4.3.2.1- Principe: par une activation électrique pulsée, la surface de l'émetteur est soumise à un déplacement par lequel une onde plane acoustique est générée dans le liquide adjacent. Durant sa propagation, l'impulsion subit une distorsion (à cause des effets non-linéaires) jusqu'au changement de sa forme en une onde de choc. Celle-ci est ensuite focalisée au moyen d'une lentille acoustique.

La propagation des ondes est décrite par un paramètre σ appelé le paramètre de choc qui est défini comme suit [13]:

$$\sigma = F \left(1 + \frac{B}{2A} \right) \cdot \frac{P_m \cdot \omega}{\rho_0 \cdot C_0^3} \cdot \ln \left(\frac{F}{r} \right) \quad (4.3)$$

Ceci dans le cas d'une convergence sphérique d'onde.

Dans le cas d'ondes planes:

$$\sigma = Z \left(1 + \frac{B}{2A} \right) \cdot \frac{P_m \cdot \omega}{\rho_0 \cdot C_0^3} \quad (4.4)$$

F: distance focale du système de focalisation.

P_m : pic de pression de l'impulsion acoustique générée.

Z: impédance acoustique du milieu.

ρ_0 ; C_0 : masse volumique et vitesse du son dans le milieu, à pression normale.

ω : pulsation initiale des ondes périodiques.

r: distance du foyer au point considéré.

A l'origine, l'onde a une forme sinusoïdale et $\sigma = 0$. σ augmente dès que l'onde commence à subir la distorsion. $\sigma = 1$, quand la courbe de pression montre un front vertical. La valeur $\sigma = 3$, indique une onde de choc complètement développée avec un temps de montée nul (cas théorique idéal).

4.3.2.2- Système de focalisation

A leur sortie de l'émetteur, les ondes de choc ont des formes transversales larges et des pics de pressions de faible valeur ($\ll 10$ MPa) qui ne peuvent être utilisés en lithotriptie (Fig. 4.6). Sur la base de l'expérience, on montre que des ondes de choc d'au moins 20 MPa sont nécessaires pour la fragmentation des lithiases rénales. L'effet de l'onde de choc pourrait être concentré autant que possible sur le calcul sans affecter ainsi les organes, particulièrement les poumons. Quoi qu'il en soit, la surface de la peau par laquelle les ondes de choc pénètrent dans le corps est limitée par la courbure du corps et par le besoin de contourner les organes. L'expérience montre que le dimensionnement qui est significativement influencé par ces exigences, doit être capable de détruire les lithiases à une distance d'au moins 80 mm de la surface du corps. Il existe deux types de systèmes de focalisation:

- la lentille biconcave (utilisée pour les sources acoustiques électromagnétiques) fabriquée à partir de certains plastiques (polyéthylène ou polystyrène) dont la masse volumique avoisine $1,0 \text{ g/cm}^3$ (celle de l'eau) de même la vitesse du son dans ces plastiques permet d'obtenir des valeurs d'impédances acoustiques désirables pour minimiser les phénomènes de réflexion et d'atténuation des ondes (adaptation des im-

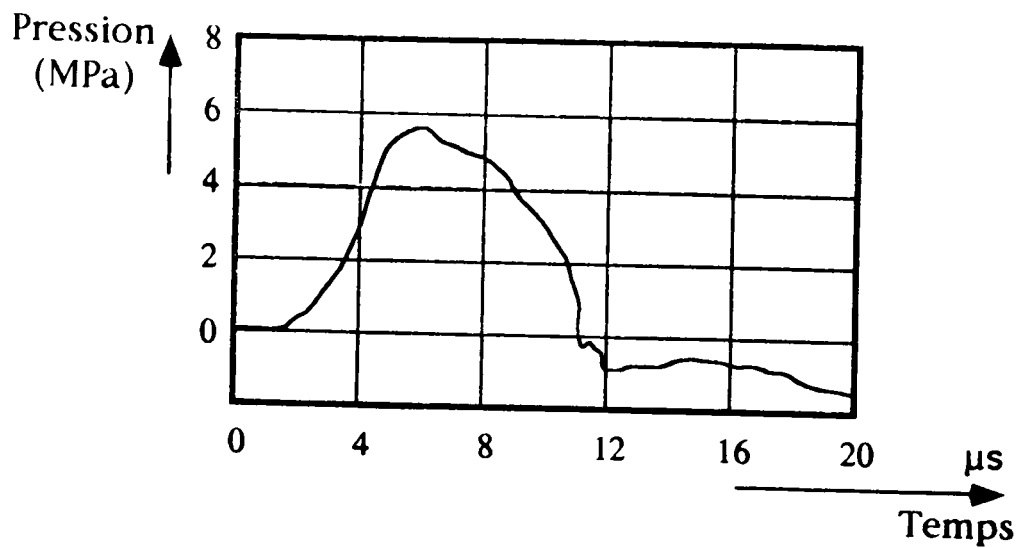


Fig (4.6): Onde de choc non focalisée   17 cm de l'émetteur. [14]

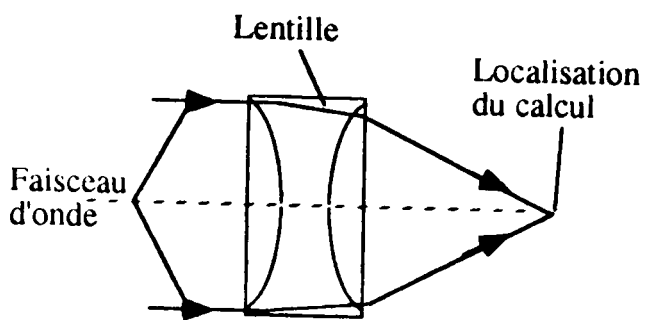


Fig (4.7): Lentille biconcave convergente

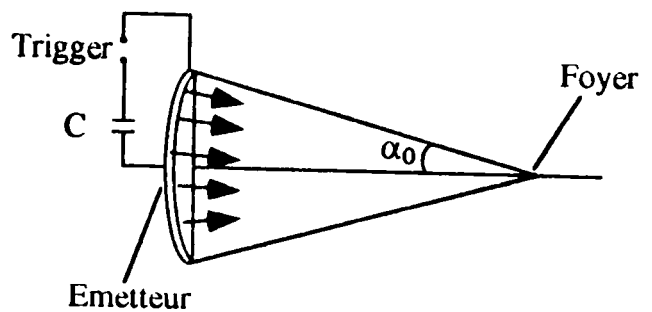


Fig (4.8): Emetteur focalisant (convergence sphérique)

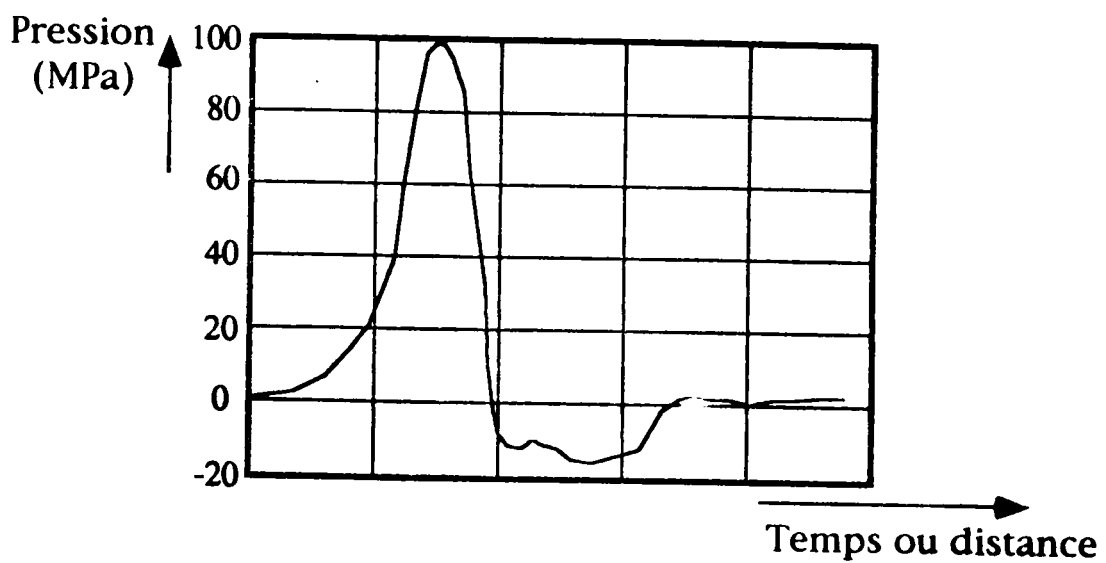


Fig (4.9): Onde de choc (focalisée) au foyer.

pédances acoustiques). Ces lentilles sont définies par leur distance focale F et par l'angle d'ouverture α_0 (Fig. 4.7).

- La géométrie sphérique focalisante (cas des sources acoustiques piézoélectrique). Dans ce type de système, l'émetteur a la forme d'une calotte sphérique. Cette dernière est alors définie par son rayon de courbure représentant la distance focale et l'ouverture α_0 , qui dépend de la longueur de la corde qui sous-tend les deux extrémités de la cuvette sphérique (Fig. 4.8). La figure (4.9) montre une onde de choc au foyer après focalisation. La distance l , de l'émetteur à partir de laquelle la discontinuité verticale dans le signal de pression (caractéristique de l'onde de choc: $\sigma = 1$) apparaît, peut être estimée par [14]:

$$l = \frac{3}{\pi} \cdot \frac{\rho_0 \cdot C_0^3 \cdot t_{1/2}}{P_m} \left(2 + \frac{B}{A}\right)^{-1} \quad (4.5)$$

$t_{1/2}$: largeur temporelle à demi-hauteur de l'impulsion acoustique.

Si on utilise un système de focalisation de distance focale F , la relation (4) devient:

$$l_F = F \cdot (1 - e^{-l/F}) \quad (4.6)$$

Pour des angles d'ouverture de l'ordre de 80° , le rapport de la longueur à la largeur pour la zone -6dB est donné par la relation empirique [13]-[14]:

$$(x/y)_{-6dB} = \frac{\alpha_0}{0,61(1 - \cos \alpha_0)} \quad (4.7)$$

x : dimension axiale.

y : dimension latérale.

Le gain de pression K_p au foyer est défini par:

$$K_p = \frac{P_F}{P_L} = \frac{2\pi \cdot F}{C_0 \cdot T} \int_0^{\alpha_0} \Phi(\alpha) \cdot \sin \alpha \, d\alpha \quad (4.8)$$

Où $\Phi(\alpha)$ est la fonction de distribution des amplitudes de pression dans le plan de la lentille. Si l'on suppose une distribution uniforme: $\Phi(\alpha) = 1$, et:

$$K_p = \frac{2\pi \cdot F}{C_0 \cdot T} \cdot (1 - \cos \alpha_0) \quad (4.9)$$

L'équation (4.9) est vraie si l'on néglige les effets non-linéaires. Dans le cas contraire, alors, dans une région où $\sigma < 1$, K_p prend la forme suivante [13]:

$$K'_p = \frac{K_p}{1 - \sigma} \quad (4.10)$$

L'absorption non-linéaire empêche l'amplification infinie au point de discontinuité ($\sigma = 1$) et limite ainsi le gain au foyer.

Il existe deux types d'émetteurs à amplitude finie utilisés pour la lithotripte extra-corporelle à ondes de choc:

- Emetteur électromagnétique (E.M).
- Emetteur piézoélectrique (P.E).

4.3.2.3- Emetteur électromagnétique (E.M.A.S):

Une source acoustique électromagnétique est montée schématiquement sur la figure (4.10). Une bobine plate constituée de fil de cuivre rouge émaillé et poli, est montée (collée avec la résine époxyde) sur un support cylindrique en céramique, mécaniquement rigide et isolant. Cette bobine est séparée de 0,5 mm d'une membrane métallique (feuille de bronze) par une mince couche d'isolant (film de polyestère). Un condensateur de l'ordre de 1 μ F, chargé sous une tension de 10 à 20 KV, se décharge à travers la bobine induisant par ce fait des courants dans la membrane. Par répulsion, la membrane est déplacée et une impulsion acoustique est émise dans le milieu adjacent (Fig. 4.11).

Le pic de pression P_m de l'impulsion acoustique au voisinage de la membrane métallique peut être estimé par [13]-[14].

$$P_m = 2 \mu_0 \cdot \frac{n^2 \cdot I_m^2}{D^2} \quad (4.11)$$

I_m : valeur de pic du courant de décharge.

n : nombre de spires de la bobine.

D : diamètre de la bobine.

μ_0 : perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 1,25 \cdot 10^{-6} \text{ m.Kg.C}^{-2}$).

A titre d'exemple, avec des valeurs typiques:

$D = 12 \text{ cm}$; $n = 27 \text{ tours}$; $I_m = 6,6 \text{ KA}$; $T = 18 \mu\text{s}$; $\rho_0 = 10^3 \text{ Kg/m}^3$ et $C_0 = 1500 \text{ m/s}$ (dans l'eau).

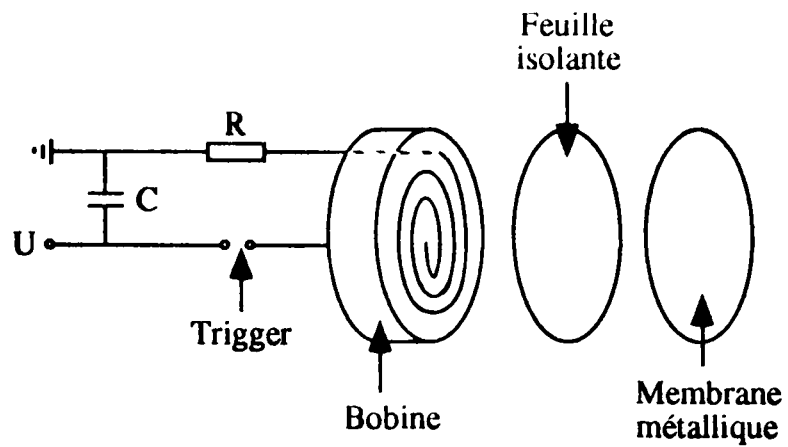


Fig (4.10): Source acoustique électromagnétique

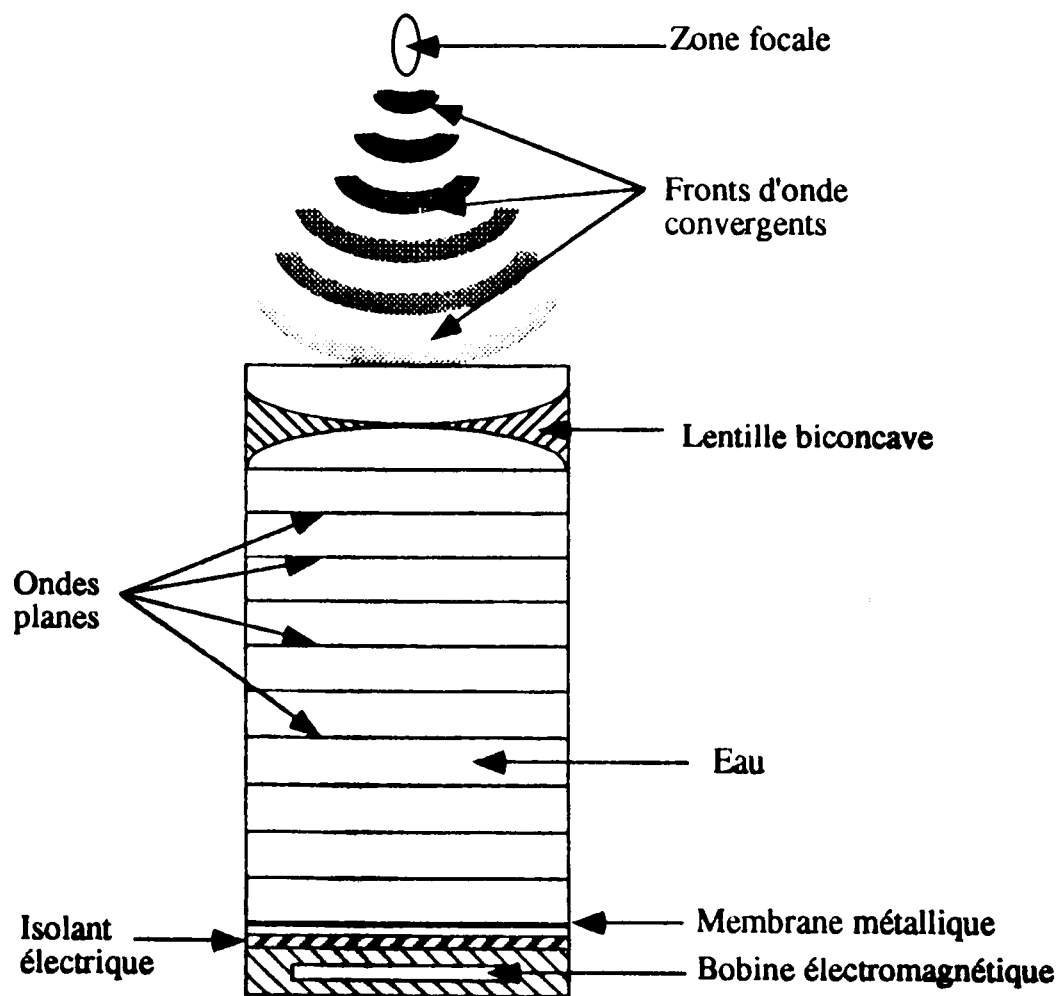


Fig (4.11): Schéma d'un lithotriporteur type électromagnétique

La relation (4.11) donne:

$$P_m = 2 \cdot 1,35 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{(27)^2 \cdot (6,6 \cdot 10^3)^2}{(12 \cdot 10^{-2})^2} = 5,9 \text{ MPa}$$

Avec une lentille de focalisation ($F = 12 \text{ cm}$; $\alpha_0 = 30^\circ$), la relation (3) donne à 1 cm du foyer:

$$\sigma = 12 \cdot 10^{-2} \left(1 + \frac{5,1}{2}\right) \cdot \frac{5,9 \cdot 10^6 \cdot 2\pi}{18 \cdot 10^{-6} \cdot 10^3 \cdot (1500)^3} \cdot \text{Ln}\left(\frac{12}{1}\right)$$

$$= 0,6$$

Les équations (4.9) et (4.10) prédisent un gain au foyer de:

$$K_p = \frac{2\pi \cdot 0,12}{1500 \cdot 18 \cdot 10^{-6}} \cdot (1 - \cos 30) = 3,74$$

$$K'_p = \frac{3,74}{0,4} = 9,35$$

D'où un pic de pression de 55 MPa en accord avec la valeur mesurée au foyer: 50 MPa [14]. De même, l'équation (4.7) donne:

$$(x/y)_{-6\text{dB}} = \frac{\alpha_0}{0,61(1 - \cos \alpha_0)} = 6,4$$

En accord avec la valeur expérimentale de 8,8.

Les lithotripteurs électromagnétiques actuellement sur le marché sont les modèles de Siemens : LITHOSTAR et LITHOSTAR PLUS.

Le LITHOSTAR équipe actuellement le service de traitement des lithiases de l'hôpital "Ain-Naâdja".

4.3.2.4- Emetteur piézocéramique (P.E)

L'effet piézoélectrique direct est le phénomène suivant lequel des charges électriques apparaissent sur les faces de certains cristaux lorsqu'ils sont soumis à des pressions ou des contraintes mécaniques. Un tel effet, est réversible, c'est à dire que si on applique une tension électrique aux bornes du cristal piézoélectrique, celui-ci subit une déformation: c'est l'effet piézoélectrique inverse (Fig. 4.12).

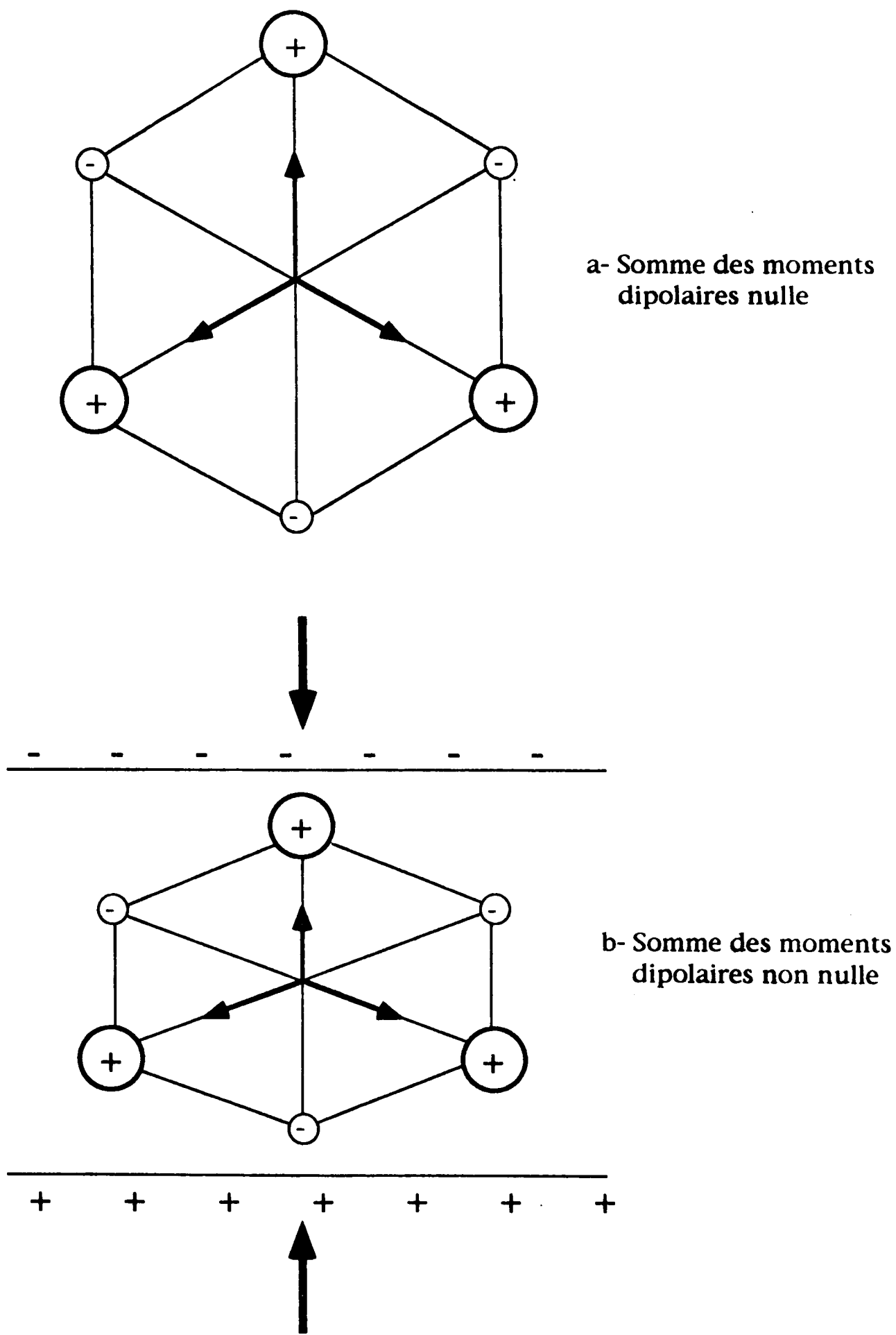


Fig (4.12): Matériau piézoélectrique (cas du quartz SiO_2)

C'est ce dernier qui est utilisé dans les lithotripteurs P.E. En effet, l'émetteur consiste en une multitude (2000 à 4000) d'éléments piézo-céramiques repartis sur la face interne d'une callote sphérique. Tous les éléments sont excités simultanément par une très brève impulsion de haute tension (environ 10 KV) qui les fait vibrer, produisant ainsi chacun une onde acoustique. Toutes ces ondes acoustiques vont interférer constructivement au point focal de l'hémisphère (Fig. 4.13).

Les céramiques les plus utilisées sont les PZT (mélange de Plomb, de Zirconium et de Titane). Elles sont choisies à cause de leur bonne tenue en haute tension et de la puissance acoustique délivrée. En effet, le bilan des puissances s'écrit:

$$P_i = P_a + P_p \quad (4.12)$$

Où : P_i : puissance fournie à l'entrée (électrique).

P_a : puissance acoustique délivrée.

P_p : puissance perdue (pertes).

La puissance perdue est due à la dissipation diélectrique et aux pertes mécaniques internes. Soumise à un champ électrique de 4 KV/cm et à une température de 25°C, et pour une fréquence de 0,1MHz, les pertes par dissipation pour la PZT-4, s'élèvent à $P_p=56\text{W/cm}^3$ (50W/cm³ pour les pertes électriques et 6W/cm³ pour les pertes mécaniques) pour une puissance fournie à l'entrée de $P_i= 610 \text{ W/cm}^3$ [15]. En comparaison avec une autre céramique, le titanate de barium (BaTiO₃) dans les conditions (3,2 KV; 25°C; et 0,1MHz) presque identiques à celles de la PZT-4, les résultats sont les suivants: $P_i= 290 \text{ W/cm}^3$; $P_p = 55 \text{ W/cm}^3$.

Les propriétés électriques et mécaniques de la PZT sont représentées par les tenseurs de la classe 6 mm du système hexagonal. Les valeurs des constantes élastiques, électriques, et piézoélectriques sont indiquées au tableau (4.1).

La relation entre ces différentes constantes est donnée par les équations de la piézoélectricité qui s'écrivent en notation matricielle [16]:

$$T_\alpha = C_{\alpha\beta} \cdot S_\beta - e_{i\alpha} \cdot E_i \quad (4.13)$$

$$D_i = \epsilon_{ij} \cdot E_j + e_{i\alpha} S_\alpha \quad (4.14)$$

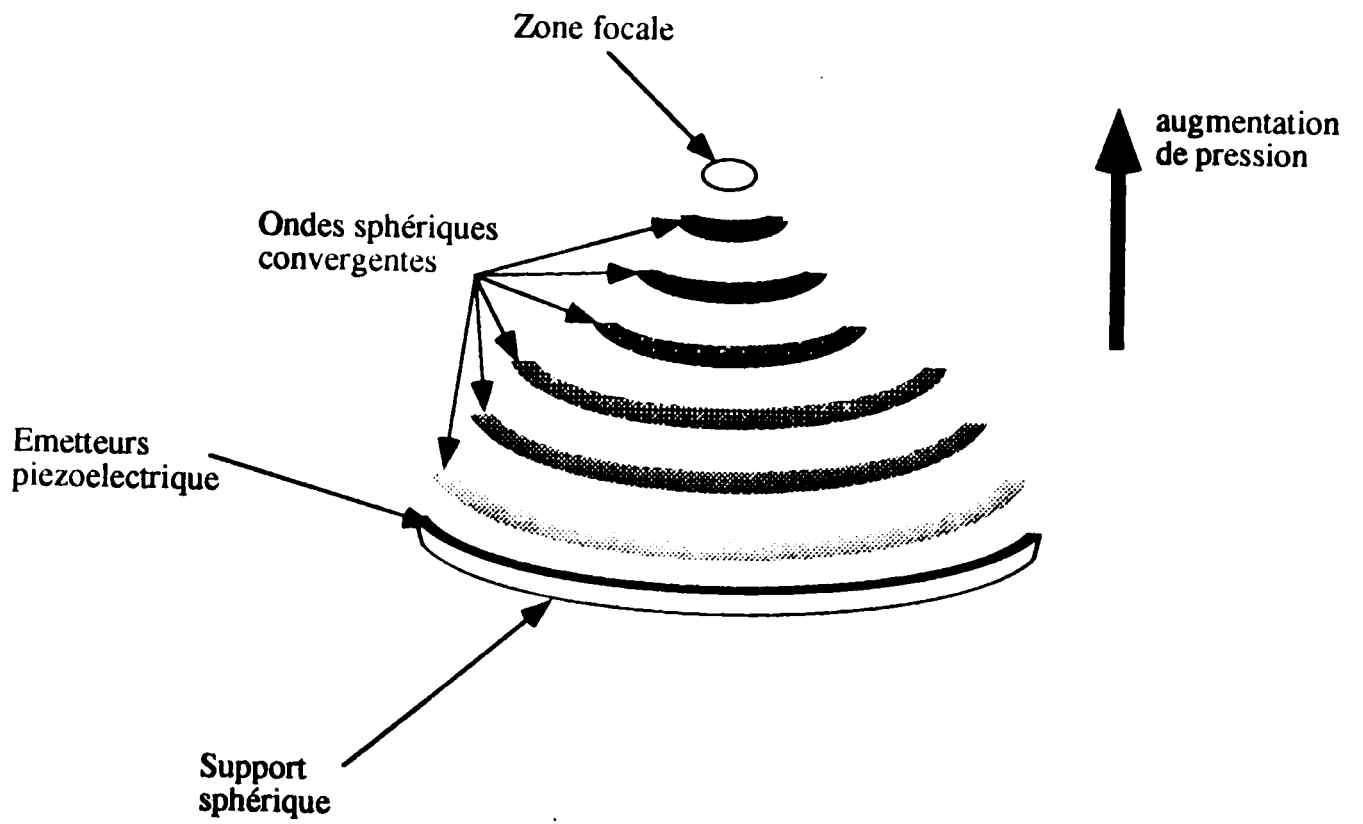


Fig (4.13): Schéma d'un lithotriporteur type piezocéramique

$i, j = 1, 2, 3$

$\alpha, \beta = 1, \dots, 6$

Où : T: matrice de contrainte (6 X 1)

S: matrice de déformation (6X1)

E: vecteur champ électrique (3X1)

D: vecteur déplacement électrique (3X1)

$C_{\alpha\beta}^E$: matrice de raideur mesurée à E constant (6X6), contenant seulement 5 composantes indépendantes pour la PZT.

ϵ_{ij}^s : matrice de permittivité diélectrique mesurée à déformation (S) constante (3X3) avec seulement 2 composantes pour la PZT.

$e_{i\alpha}$: matrice de piézoélectricité (3X6) avec seulement 3 composantes pour la PZT.

Pour déterminer les caractéristiques de la propagation, c'est à dire les vitesses et les polarisations des ondes planes suivant une direction l du matériau, il faut résoudre l'équation séculaire de Christoffel:

$$k^2 \Gamma_{ij} V_j = \rho \omega^2 V_i \quad (4.15)$$

Où :

V_{ij} : vitesse de la particule du milieu.

ω : pulsation de l'onde.

k : nombre d'onde.

(Le rapport de ces dernières quantités donne la vitesse de phase de l'onde: $V_a = \omega/k$).

ρ : masse volumique de la céramique.

Γ_{ij} représente la matrice de Christoffel (3X3). Elle est définie pour un matériau piézoélectriquement actif comme suit:

$$\Gamma_{ij} = l_{i\alpha} \cdot \bar{C}_{\alpha\beta}^E \cdot l_{\beta j} \quad (4.16)$$

Avec :

$$\bar{C}_{\alpha\beta}^E = C_{\alpha\beta}^E + \frac{(e_{\alpha i l_j})(l_i e_{j\beta})}{l_i \epsilon_{ij}^s l_j} \quad (4.17)$$

$\bar{C}_{\alpha\beta}^E$: représente la matrice des constantes durcies.

l_i et l_j : matrice de déplacement (1x3) et (3x1) respectivement.
 $l_{i\alpha}$ et $l_{j\beta}$: matrices particulières de déplacement définies à partir des opérateurs matriciels divergence et gradient respectivement. Elles s'écrivent:

$$l_{i\alpha} = \begin{pmatrix} l_x & 0 & 0 & 0 & l_z & l_y \\ 0 & l_y & 0 & l_z & 0 & l_x \\ 0 & 0 & l_z & l_y & l_x & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad l_{j\beta} = l_{i\alpha}^T \quad (\text{transposée}) \quad (4.18)$$

Dans ce cas, la direction de propagation choisie (coupe du matériau) est:
 $\vec{l} = l_x \cdot \vec{i} + l_y \cdot \vec{j} + l_z \cdot \vec{k}$ avec: $l_x^2 + l_y^2 + l_z^2 = 1$

Les vitesses des ondes s'obtiennent en cherchant les valeurs propres de (4.15) qui exprime la condition de compatibilité des trois équations homogènes. A chaque vitesse correspond un vecteur propre définissant la direction de déplacement de matière (polarisation de l'onde).

Dans le cas de la propagation le long d'un axe de symétrie de la PZT, l'axe (0,0,1) alors: $l_x = 0$; $l_y = 0$ et $l_z = 1$. La matrice de Christoffel d'après (4.16) et (4.17) s'écrit:

$$\Gamma_{ij} = \begin{pmatrix} C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & C_{33} + \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}} \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

L'équation (4.15) permet de déduire les trois modes orthogonaux:

- un mode longitudinal pur (polarisé dans la direction de propagation z) piézoélectriquement couplé de vitesse de phase:

$$V_L = \sqrt{\frac{C_{33} + \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}}}{\rho}} = 4556,5 \text{ m/s} \quad (4.20)$$

(les valeurs sont dans le tableau (4.1)).

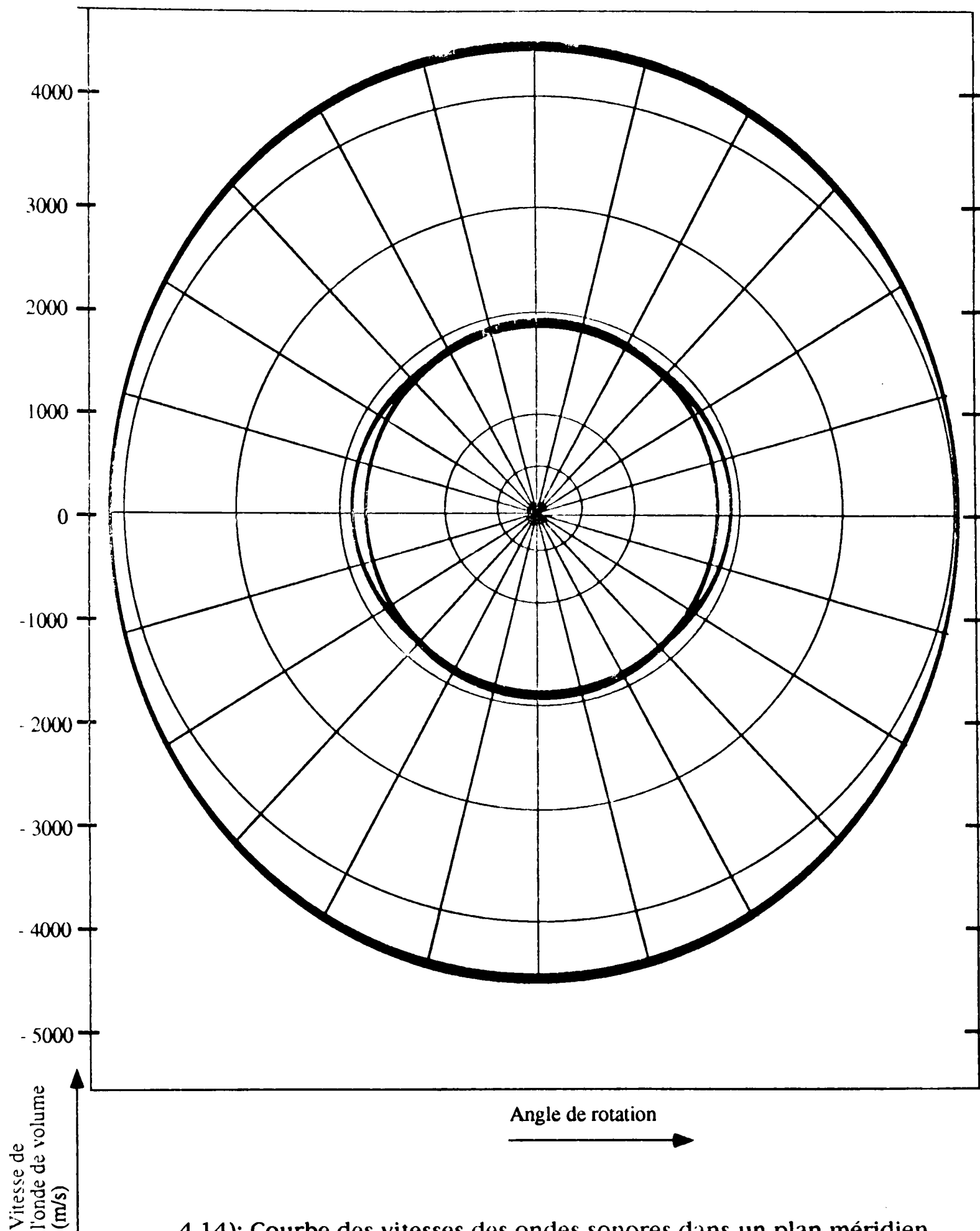
- Et deux modes transversaux dégénères piézoélectriquement non couplés de vitesse de phase:

$$V_T = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}} = 1847,5 \text{ m/s} \quad (4.21)$$

La figure (4.14) donne la courbe des vitesses dans un plan méridien. Les vitesses dépendent de l'angle entre l'axe sénéaire et la direction de propagation \vec{l} . Dans le cas des céramiques piézoélectriques, on définit un coefficient important appelé coefficient de couplage piézoélectrique. Il caractérise

Système hexagonal	<u>Constantes de raideur</u> (10^{10} N/m ²)						<u>Constantes diélectriques</u> (10^{-11} F/m)		<u>Constantes piézoélectriques</u> (C/m ²)			<u>Masse volumique</u>
	C_{11}^E	C_{12}^E	C_{13}^E	C_{33}^E	C_{44}^E	C_{66}^E	ϵ_{11}^S	ϵ_{33}^S	e_{15}	e_{31}	e_{33}	ρ 10 ³ kg/m ³
PZT - 4	13,9	7,8	7,4	11,5	2,56	3,06	650	560	12,7	-5,2	15,1	7,5
PZT - 5	12,1	7,5	7,5	11,1	2,11	2,26	806	730	12,3	-5,4	15,8	7,75

Tableau (4.1): Valeurs des constantes élastiques, diélectriques et piézoélectriques de la PZT. [15]



4.14): Courbe des vitesses des ondes sonores dans un plan méridien.

mieux un tel matériau pour la transmission de puissance que ne le font les constantes élastiques, diélectriques et piézoélectriques.

Dynamiquement, le coefficient de couplage caractérise l'aptitude du matériau à transformer l'énergie électrique en énergie mécanique et inversement. On le définit par le rapport [17]:

$$K^2 = \frac{\text{Energie transportée}}{\text{Energie apportée}} \quad (4.22)$$

Ou encore [18]:

$$K^2 = \frac{e^2}{\bar{C} E \cdot \epsilon^s} \quad (4.23)$$

Dans le cas de la PZT et pour la direction (0,0,1):

$$K^2 = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^s \cdot C_{33}^E + e_{33}^2} = 0,26$$

$K_2 < 0,3$ pour la plupart des matériaux piézoélectriques.

Pour un lithotriporteur P.E, si C représente la capacité totale des éléments piézocéramiques et U l'échelon de tension appliqué, alors, l'énergie électrique totale est:

$$E = \frac{CU^2}{2} \quad (4.24)$$

Dans l'hypothèse que toute l'énergie électrique stockée dans les éléments piézocéramiques est mise sous forme d'une impulsion de durée T, l'intensité est alors [13]:

$$I_p = \frac{\epsilon \cdot n}{V_i \cdot T^2} \cdot U^2 \quad (4.25)$$

n : coefficient d'efficacité regroupant la conversion électromécanique et le degré de couplage à l'eau.

V_i : vitesse de l'onde selon le mode pur; équation (4.20).

L'équation (4.25) peut donner le pic de pression de l'impulsion au voisinage de l'émetteur [19]:

$$P_m = \sqrt{2 \cdot I_p \cdot C_0 \cdot \rho_0} \quad (4.26)$$

Les valeurs typiques d'un WOLF-PIEZOLITH (lithotriporteur P.E utilisant la céramique PZT) sont:

$\epsilon = 560 \cdot 10^{-11}$ F/m; $n = 0,05$; $U = 7 \cdot 10^3$ v; $T = 5 \mu s$ et $V_i = 4,5 \cdot 10^3$ m/s.

L'équation (4.25) donne $I_p = 1,22 \cdot 10^5$ W/m².

L'équation (4.26) donne $P_m = 0,6$ MPa.

Pour une convergence sphérique de rayon de courbure $F = 20$ cm et de longueur de corde $D = 32$ cm, l'angle d'ouverture est:

$$\alpha_0 = \arcsin(D/2.F) = 53^\circ$$

Le paramètre de choc à une distance $r = 2,7$ mm du foyer est donné par l'équation (4.3): $\sigma = 0,6$

Et les équations (4.27), (4.9) et (4.10) nous donnent le gain en puissance au foyer: $K'_p = 167$

D'où un pic de pression au foyer: $P_F = K'_p.P_m = 100$ MPa.

En accord avec les données publiées sur le piézolith [21].

Détermination des dimensions de l'élément céramique et du nombre de céramiques nécessaires pour générer une pression de 100 MPa au second foyer du lithotripteur.

Un transducteur comprend essentiellement comme l'indique la figure (4.15), un matériau piézo-électrique, portant deux électrodes métalliques. Le champ électrique du signal appliqué entre les électrodes met en vibration le solide piézo-électrique dont l'épaisseur est égale à une fraction de la longueur d'onde élastique. L'électrode interne fixée sur le milieu de propagation est traversée par le faisceau d'ondes élastiques. L'orientation cristallographique du solide piézo-électrique est choisie pour que le mode élastique désiré soit préférentiellement excité. Dans le cas de la PZT-4, l'axe de symétrie d'ordre 6 doit être parallèle au champ électrique si on veut engendrer des ondes longitudinales. Le milieu de propagation est disposé par rapport au transducteur de façon que le mode élastique soit un mode pur, l'énergie se propageant suivant l'axe de la structure.

L'analyse de ce transducteur peut être effectuée par un circuit équivalent représentant chaque partie du transducteur, à associer ces circuits et à appliquer les relations de Kirchhoff.

Nous allons dans ce qui suit, associer au modèle de la figure 1, un circuit électromécanique obtenu en juxtaposant les schémas équivalents aux différentes parties du transducteur, forces et vitesses jouant des rôles semblables aux tensions et intensités électriques.

Si nous supposons que la propagation est dans la direction de l'axe z , le déplacement u d'une particule du milieu peut être soit dans la direction z (longitudinal), soit normal à l'axe z (transversal).

La force nette sur une tranche d'aire A est:

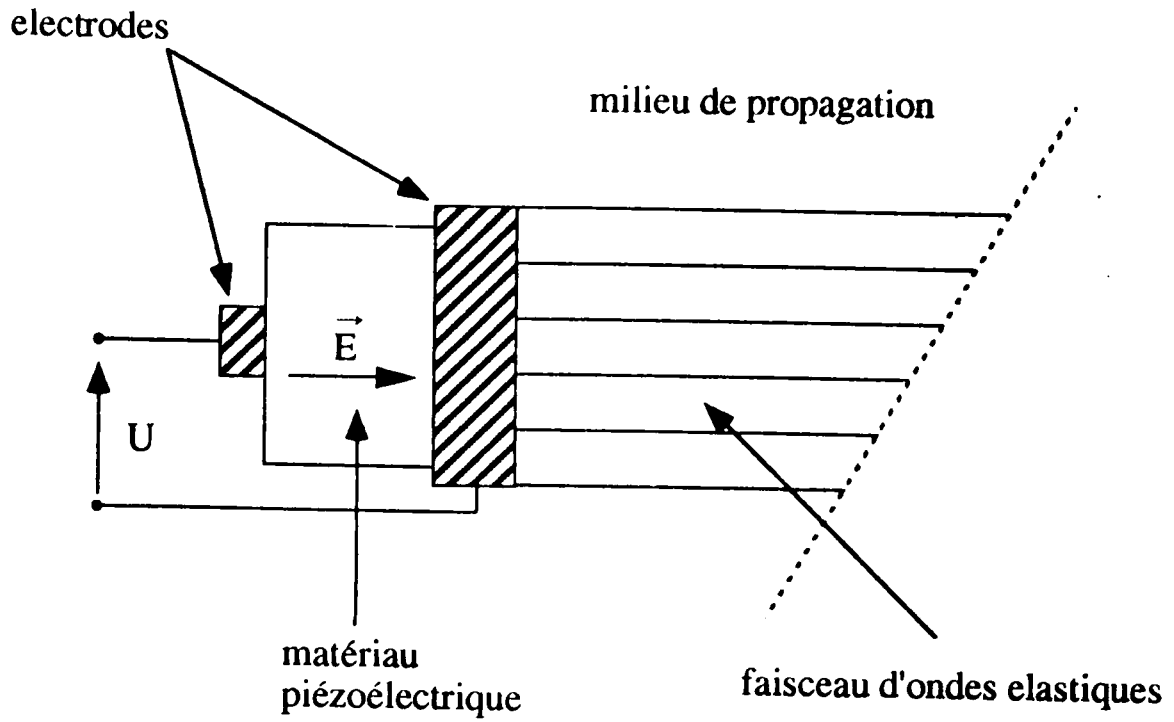


Fig (4.15): Structure d'un transducteur à ondes de volume

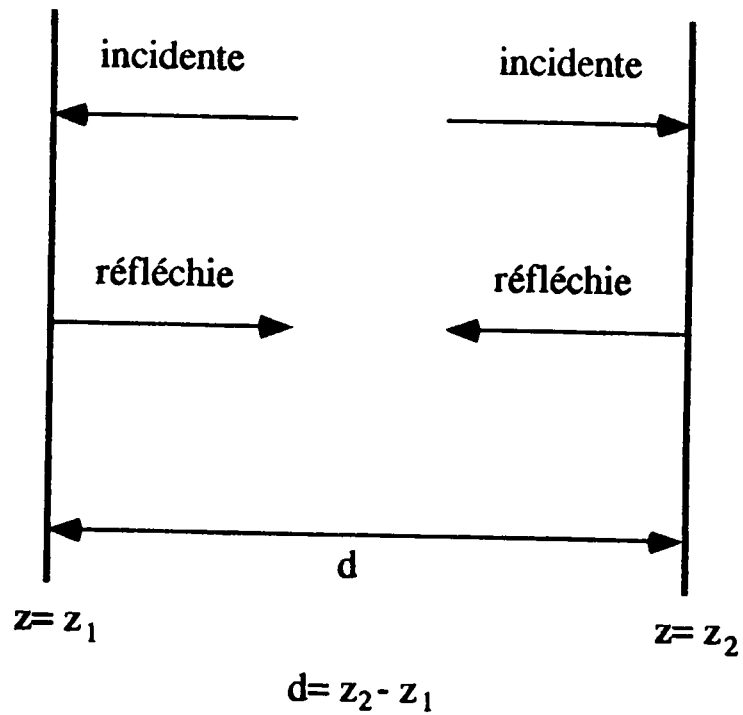


Fig. (4.16): Cristal fini limité par les plans $z = z_1$ et $z = z_2$

Donc pour $z = z_1$ et en remplaçant $j\omega a$ et $j\omega b$ par leur expression (4.32) et (4.33):

$$F_1 = Z \left(\frac{v_1}{j \operatorname{tg}(kd)} - \frac{v_2}{j \sin(kd)} \right) \quad (4.35)$$

$$F_2 = Z \left(\frac{v_1}{j \sin(kd)} - \frac{v_2}{j \operatorname{tg}(kd)} \right) \quad (4.36)$$

En utilisant l'identité trigonométrique suivante:

$$\frac{1}{\operatorname{tg}(kd)} = \frac{1}{\sin(kd)} - \operatorname{tg}\left(\frac{kd}{2}\right)$$

(4.35) et (4.36) deviennent:

$$F_1 = \frac{Z}{j \sin(kd)} (v_1 - v_2) + jZ \operatorname{tg}\left(\frac{kd}{2}\right) \cdot v_1 \quad (4.37)$$

$$F_2 = \frac{Z}{j \sin(kd)} (v_1 - v_2) - jZ \operatorname{tg}\left(\frac{kd}{2}\right) \cdot v_2 \quad (4.38)$$

On retrouve ces mêmes relations en appliquant les lois de Kirchhoff au circuit de la figure (4.17) qui constitue le schéma équivalent de la tranche considérée.

Lorsque le matériau est piézo-électrique, il faut tenir compte du couplage entre les champs électrique et acoustique. A la place de

$T = C.S = C.\partial u/\partial z.$, l'on écrira:

$$T = C^E \frac{\partial u}{\partial z} - e \cdot E \quad (4.39)$$

Où e , E et C sont respectivement les composantes de la matrice piézo-électrique, le champ électrique local et la matrice de raideur mesurée à E constant.

Rappelons l'équation de la piézoélectricité:

$$D = \epsilon^s \cdot E + e \cdot s \quad (4.40)$$

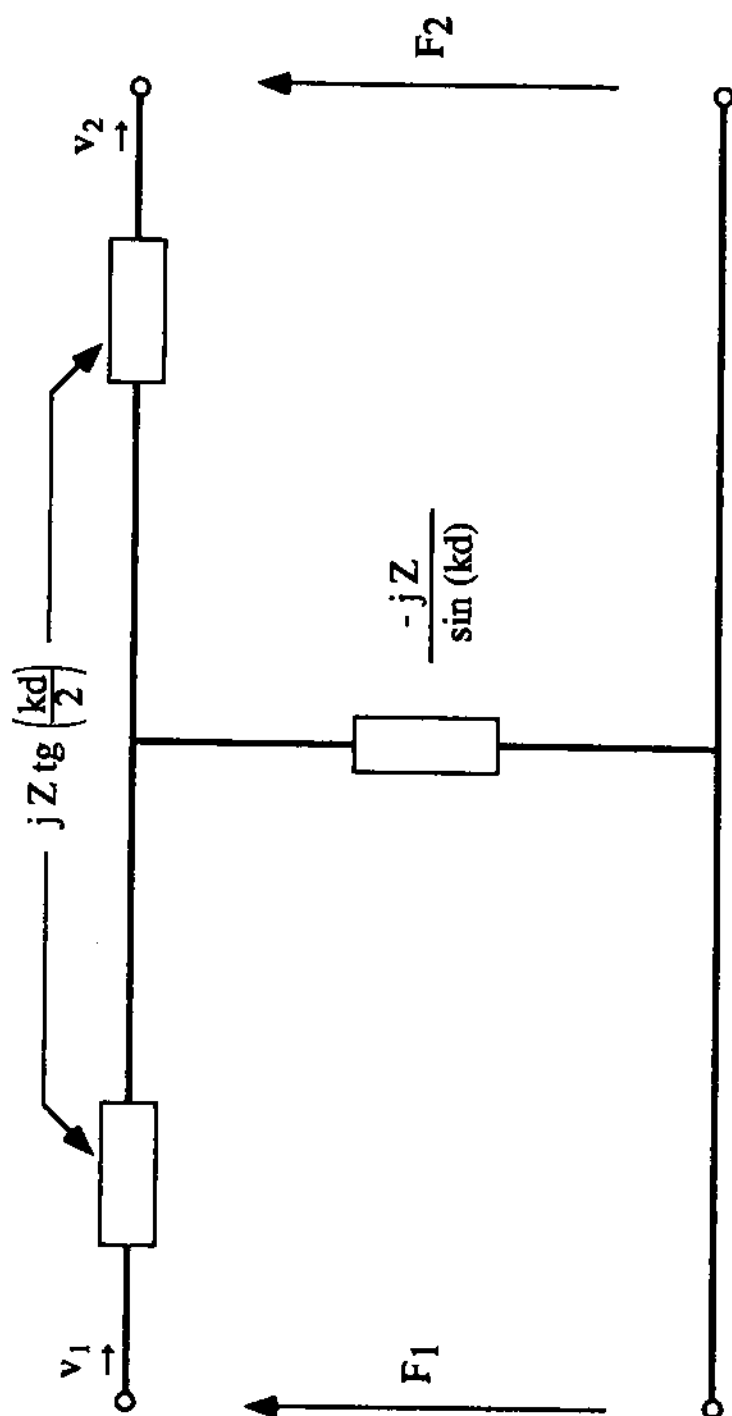


Fig. (4.17): Circuit équivalent à la plaque de la figure (4.16)

Où D représente le vecteur déplacement. Donc:

$$E = \frac{D - e \cdot s}{\epsilon^s}$$

L'équation (4.40) donne:

$$\begin{aligned} T &= C^E \cdot s - e \left(\frac{D - e \cdot s}{\epsilon^s} \right) \\ &= \left(C^E + \frac{e^2}{\epsilon^s} \right) s - \frac{e \cdot D}{\epsilon^s} \\ &= C^D \cdot \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{e D}{\epsilon^s} \end{aligned} \quad (4.41)$$

$$\text{Donc: } T + \frac{e \cdot D}{\epsilon^s} = C^D \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4.42)$$

Les résultats précédents (4.37) et (4.38), s'appliquent à $T + h \cdot D$, ($h = e/\epsilon^s$) au lieu de T . En plus, comme la composante normale D de l'induction électrique est constante, il suffit d'ajouter le terme hDA aux seconds membres des équations (4.37) et (4.38) pour obtenir les forces F_1 et F_2 .

Le courant de déplacement I qui traverse la tranche de section A est $I = j\omega DA$. Il se calcule à partir de la tension U appliquée aux faces métallisées:

$$U = \int_{z_1}^{z_2} E dz = \frac{Dd}{\epsilon^s} - h(u_2 - u_1) \quad (4.43)$$

soit:

$$U = \frac{d}{j\omega \epsilon^s A} \cdot I - \frac{h}{j\omega} (v_2 - v_1) \quad (4.44)$$

et:

$$I = j\omega C_0 \cdot U - h C_0 (v_1 - v_2) \quad (4.45)$$

Avec $C_0 = \epsilon^s \cdot A/d$, représentant la capacité du transducteur rigidement lié. Les forces F_1 et F_2 s'écrivent:

$$F_1 = \frac{Z}{j\sin(kd)} (v_1 - v_2) + jZt \operatorname{tg}\left(\frac{kd}{2}\right) \cdot v_1 + \frac{hI}{j\omega} \quad (4.46)$$

$$F_2 = \frac{Z}{j\sin(kd)} (v_1 - v_2) - jZt \operatorname{tg}\left(\frac{kd}{2}\right) \cdot v_2 + \frac{hI}{j\omega} \quad (4.47)$$

D'où le schéma électromécanique équivalent à une tranche piézo-électrique d'épaisseur d , d'impédance élastique Z (une entrée électrique et deux sorties mécaniques) appelé modèle à 3 portes de Mason (Fig. 4.18).

Remarque: Pour un transducteur de basse fréquence (inférieure à 100 MHz) comme ceux utilisés en lithotriptie, l'épaisseur des électrodes est faible, le schéma équivalent s'obtient en court-circuitant les deux sorties mécaniques de la figure (4.18). Le secondaire du transformateur est fermé sur l'impédance mécanique:

$$\begin{aligned} \bar{Z}_2 &= j\frac{Z}{2} \operatorname{tg}\left(\frac{kd}{2}\right) - j\frac{Z}{\sin(kd)} \\ &= j\frac{Z}{2} \left[\operatorname{tg}\left(\frac{kd}{2}\right) - \frac{2}{\sin(kd)} \right] \\ &= -\frac{jZ}{2\operatorname{tg}\left(\frac{kd}{2}\right)} \end{aligned} \quad (4.48)$$

Cette impédance s'annule ($\bar{Z}_2 = 0$) à la fréquence de résonance telle que: $\operatorname{tg}(kd/2)$ s'annule. Soit:

$$\text{soit: } \frac{kd}{2} = \frac{\pi}{2} \Leftrightarrow d = \frac{\pi}{k} = \frac{\pi V_L}{\omega_r} = \frac{V_L}{2f_r} \quad (4.49)$$

Où f_r représente la fréquence de résonance et V_L la vitesse du mode excité.

Fixons f_r à la valeur de 0,5 MHz (fréquence de travail d'un lithotripteur). D'après (4.20):

$$d = \frac{4556,5}{2,0,5 \cdot 10^6} = 4,5 \text{ mm} \quad (4.50)$$

Pour simplifier, nous considérons notre céramique en forme de cube d'arête $d = 4,5$ mm.

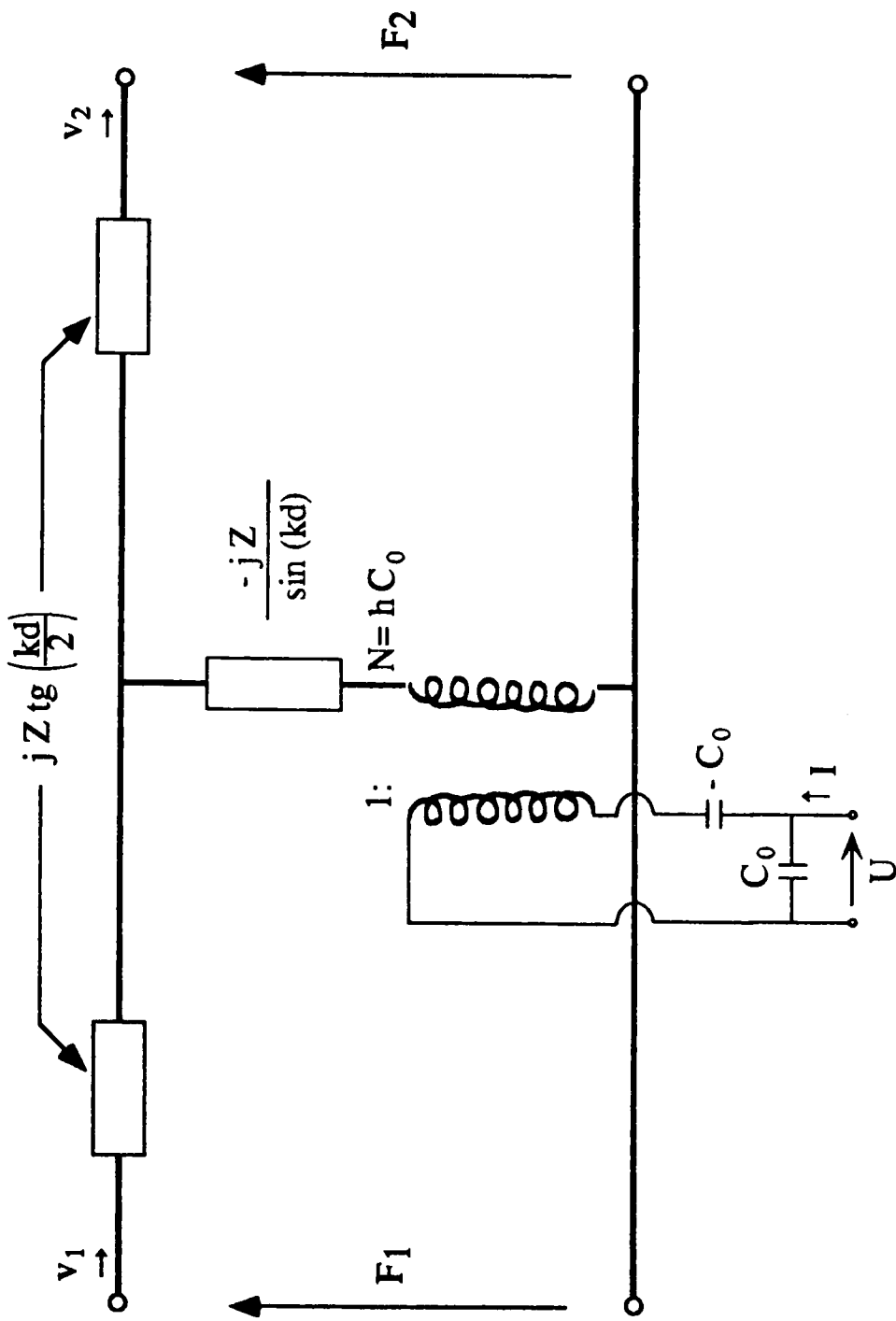


Fig. (4.18): Schéma électromécanique équivalent à une tranche piézoélectrique d'épaisseur d et d'impédance Z

Calculons maintenant le nombre d'éléments céramiques nécessaires.

La vibration moyenne d'un matériau piézocéramique soumis à une tension de quelques KV est de l'ordre de 10^{-11} m. Par conséquent le flux d'énergie par unité de volume (densité d'énergie) noté ξ est par analogie à un oscillateur harmonique:

$$\begin{aligned}\xi &= 1/2 \rho a^2 \omega^2 = 1/2 \rho a^2 \cdot (2\pi f)^2 \\ &= 1/2 \cdot 7,5 \cdot 10^3 \cdot (10^{-11})^2 \cdot (2\pi \cdot 0,5 \cdot 10^6)^2 \\ &= 3,7 \cdot 10^{-6} \text{ j/m}^3\end{aligned}\tag{4.51}$$

Le vecteur de Poynting (flux de puissance par unité de surface) est:

$$\vec{P} = \vec{V}^e \cdot \xi\tag{4.52}$$

Où V^e représente la vitesse du flux de puissance.

Comme une onde longitudinale est toujours pure, alors:

$$V^e = \vec{V}_i \cdot \vec{k} = V_i$$

Le vecteur de Poynting est parallèle à la direction de propagation et la vitesse du flux de puissance est égale à la vitesse de phase de l'onde acoustique. Donc:

$$\begin{aligned}|P| &= V^e \cdot \xi = V_i \cdot \xi = 4,5 \cdot 10^3 \cdot 3,7 \cdot 10^{-6} \\ &= 1,67 \cdot 10^{-2} \text{ w/m}^2\end{aligned}\tag{4.53}$$

Au voisinage du matériau piézocéramique, le pic de pression de l'impulsion est d'après (4-26):

$$P'_m = \sqrt{2|P| \cdot C_0 \cdot \rho_0}\tag{4.54}$$

Où C_0 et ρ_0 sont respectivement la vitesse du son dans l'eau et la masse volumique de l'eau:

$$P'_m = \sqrt{2 \cdot 1,67 \cdot 10^{-2} \cdot 1500 \cdot 10^3} = 223,8 \text{ Pa}\tag{4.55}$$

Or la pression maximale au niveau du lithotripteurest $P_m = 0,6 \text{ MPa}$ (avant focalisation). Donc le nombre de céramiques nécessaires pour engendrer une telle pression sera:

$$n = \frac{P_m}{P'_m} = \frac{0,6 \cdot 10^6}{223,8} = 2681 \text{ céramiques.}\tag{4.56}$$

Résultat en accord avec les données publiées [11].

Les lithotripteurs P.E, actuellement sur le marché sont:

- EDAP LT-01
- R. WOLF: PIEZOLITH 2200 et 2300.

Remarque: il existe un autre type de lithotriporteur utilisant une haute densité de cristaux piézoélectrique déposés sur une surface plane et produisant des ondes planes qui sont ensuite focalisées à travers une lentille acoustique elliptique sur une petite zone focale (Fig. 4.19). Cette configuration est utilisée par: *DIASONICS THERASONIC TREATMENT UNIT*.

4.3.2.5- Autres transducteurs d'ondes de pression [22- annexe B]

a- Transducteurs magnetostrictifs:

Le développement de matériaux magnetostrictifs de haute efficacité a permis la réalisation de transducteurs à impulsion opérant à basse tension. Leur commercialisation n'a pas encore commencé.

b- Transducteurs chimiques:

De petites charges explosives sont montées sur le premier foyer d'un ellipsoïde. L'explosion produit une expansion supersonique d'une bulle de gaz. La suite du fonctionnement est identique à celle du lithotriporteur E.H.

4.4 - Localisation des calculs [23]

Pour localiser toute sorte de calculs indépendamment de leur position, taille et constitution, on utilise les deux types d'imagerie médicale à savoir les rayons X et les ultra-sons. Chacun de ces deux types a ses avantages et ses inconvénients:

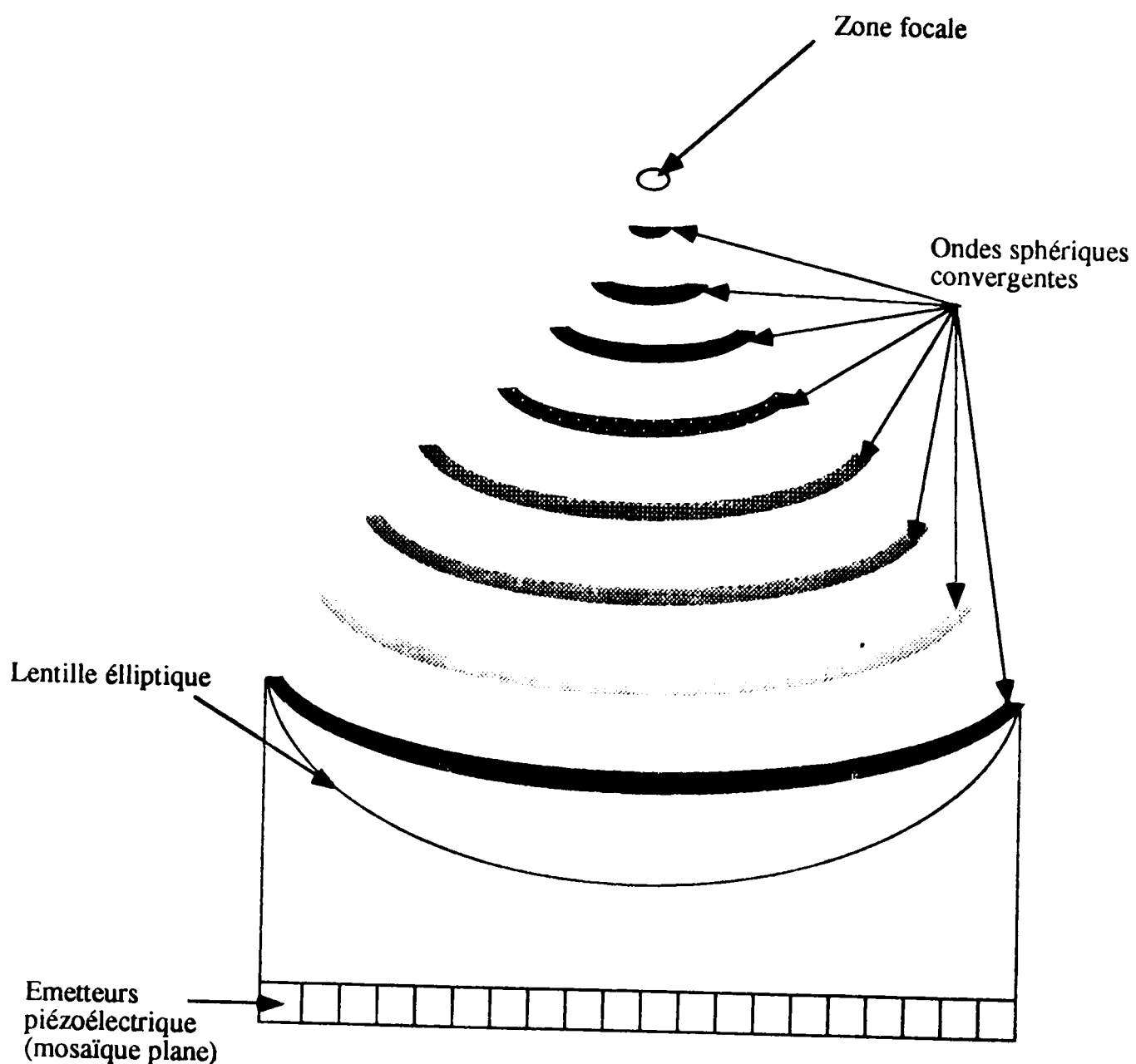


Fig (4.19): Vue transversale d'un lithotriporteur type piézoélectrique employant une lentille acoustique élliptique.

- la radiographie convient seulement à la localisation des calculs opaques, c'est à dire, les lithiases contenant le calcium ou une substance similaire. Les calculs ressemblant aux tissus mous tels que les calculs de cholestérol fréquemment trouvés dans la vésicule biliaire ne peuvent être détectés par les R.X.

- Généralement, tous les calculs peuvent être détectés au moyen des U.S. Mais, il y'a des limitations de positionnement. En effet, dans certaines régions, il est difficile de détecter la présence d'un calcul à cause du phénomène de réflexion total. C'est le cas par exemple, des os pelviens qui empêchent de détecter les calculs dans le milieu et le bas de l'uretère. Dans cette même région l'on sait aussi que les inclusions intestinales de gaz masquent les calculs. De même pour le canal biliaire où il n'y a pas de propagation de son.

Le tableau (4.2) présente les champs d'application des deux systèmes de localisation.

4.4.1- Système à R.X

L'objectif de ce système est:

- la localisation et la focalisation du calcul avant et durant le traitement.
- Le contrôle des résultats de la thérapie.
- Observation et suivi des interventions percutanées (telle la néphrolithotomie percutannée) en additif avec l'E.S.W.L.
- Documentation (enregistrement sur cassettes).

Pour localiser un calcul par les rayons X, deux projections à partir d'angles différents sont nécessaires. Chaque projections est établie par un système tube-intensificateur d'images indépendants et installé de manière permanente (Fig. 4.20). Il est bien sûr évident que l'intersection des deux rayons centraux coïncide avec le foyer de l'onde de choc (isocentre).

4.4.2- Système à ultra-sons

L'objectif est le même que celui du système à R.X, c'est à dire:

- localisation du calcul et focalisation.
- Contrôle et suivi.
- Documentation.

L'image par les U.S, fournit une vue en coupe des trois coordonnées d'un calcul. Par conséquent, seulement une sonde est nécessaire pour la localisation. La sonde est installée axialement dans le générateur d'ondes

	Système à R.X.	Système à U.S.	Combinaison des deux systèmes
Urologie	Application presque illimitée puisque les voies urinaires peuvent être visualisées et vu que la plupart des calculs dans l'appareil urinaire sont radiopaques.	Utilisation limitée puisque les calculs dans le milieu et le bas de l'uretère ne peuvent être visualisés dans la plupart des cas.	Utilisation illimitée.
Gastro- enterologie	Utilisation insuffisante à cause de la présence fréquente de calculs translucides.	Utilisation presque illimitée puisque les calculs biliaires, pancréatiques et salivaires ne sont pas masqués par les gaz intestinaux. La visualisation est difficile pour les calculs extrahépatiques.	Utilisation illimitée.

Tableau (4.2): Champs d'application des deux systèmes (R.X. et U.S.) de localisation.

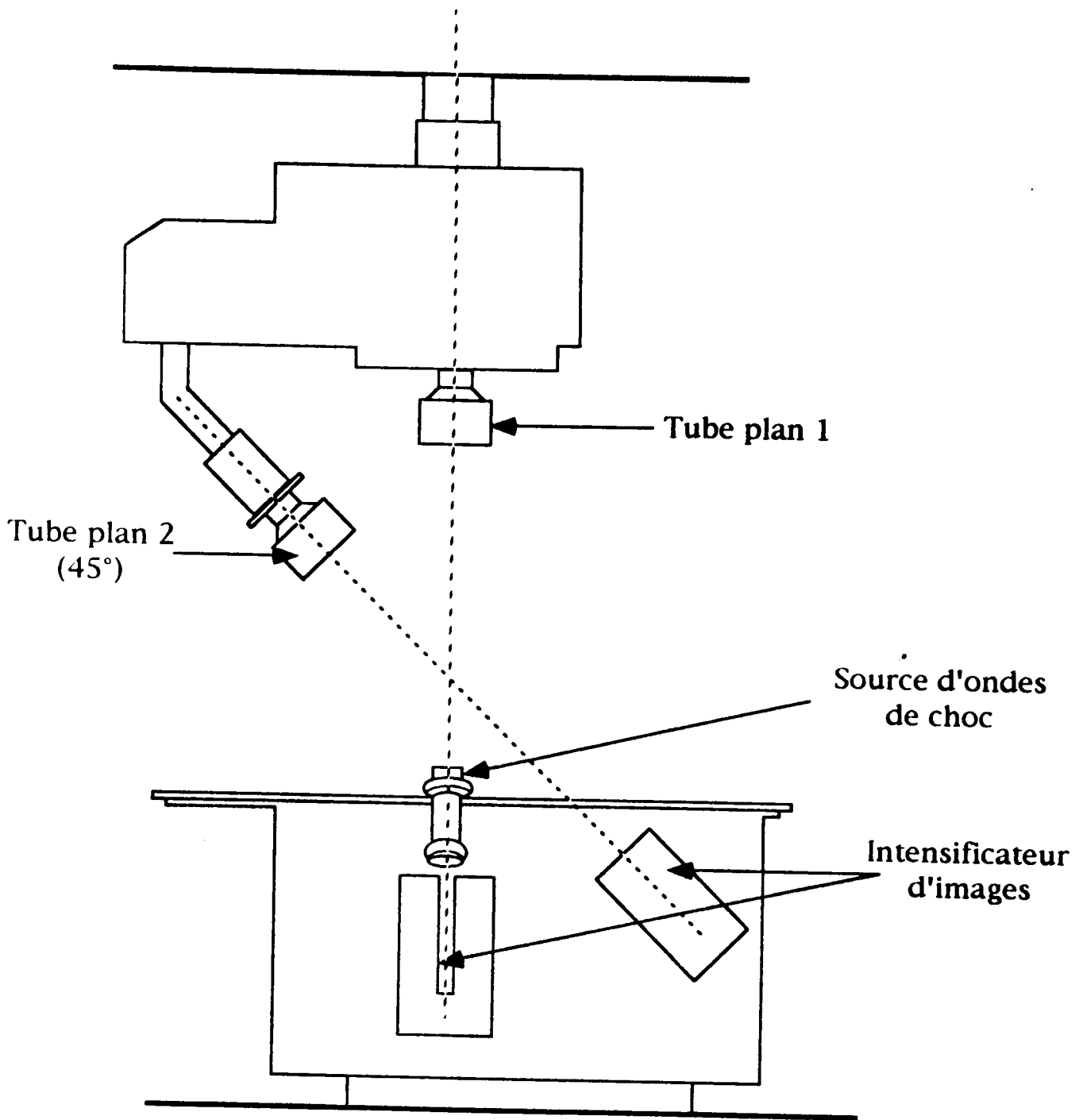


Fig (4.20): Localisation par R. X. (système biplan).

de choc (système in-line) pour compenser l'erreur de mesure (au maximum 1 cm dans le cas des calculs rénaux ou biliaires) apportée par l'image ultrasonore. La sonde de mesure est un polymère sensible PVDF, utilisé à cause de sa basse impédance acoustique et de sa haute sensibilité aux ondes sonores [24].

4.4.3- Avantages et inconvénients des deux systèmes

Les opinions sont controversées: les images à R.X, représentent la modalité optimale à cause de leur meilleure qualité et de la haute résolution spatiale. L'inconvénient est que le corps absorbe une dose notable de R.X.

L'avantage des ultra-sons est l'absence de radiations et la construction d'images avec une seule sonde. L'inconvénient est la résolution spatiale plus faible que celle des R.X, la présence d'un personnel spécialisé en échographie et la nécessité de transférer le patient du lithotriporteur à une table de R.X, pour contrôler les résultats du processus de désintégration. Au tableau (4.3), sont présentés les différents types de lithotriporteurs avec leur système de localisation.

4.5 - Autres unités auxiliaires

4.5.1- Table du patient

Dans la plupart des systèmes de traitement des lithiases rénales, les sources d'ondes de choc sont arrangées sous les structures supportant le patient à quelques exceptions près où le calcul se trouve dans la partie médiane ou basse de l'uretère. Dans ces cas là, le patient est traité à partir de l'abdomen. Pour confondre le foyer du système de convergence avec la lithiase, on déplace soit la table avec le patient, soit, après un positionnement approximatif, c'est la source d'ondes de choc qui est ajustée. Le patient restant toujours dans la position couché-sur-le dos et ceci quelque soit le rein traité (gauche ou droit). La table, d'accès facile, convient à toutes sortes d'interventions (cas d'urgences, opérations urologiques etc...) nécessaires durant le traitement.

4.5.2- Contrôle et déclenchement

Au cours d'un traitement par lithotriporteur, on contrôle principalement le cœur à titre préventif surtout pour les patients ayant des problèmes cardiaques ou porteurs de stimulateurs cardiaques (pace-makers). De même, le contrôle cardiaque permet de prévenir certaines réactions circulatoires telle l'extra-systolie qui survient -mais rarement- chez les patients [13].

Compagnie modèles	Source d'ondes de choc	Couplage	Système de localisation	Applications
<u>Dornier Med.</u> Systèmes HM3	E.H. + ellipsoïde	Baignoire d'eau ouverte	Biplan R.X. 2 intensificateurs images	Calculs du rein et de l'uretère + canal biliaire
HM4	idem	Bassine d'eau fermée	idem	idem
MFL 5000	idem	Poche d'eau fermée	R.X. + cassette	Multifonctions pour urologie
MPL 9000	idem	idem	U.S. mode B	Multifonctions urinaires et biliaires
<u>Technomed Internat.</u> Sonolith 2000	E.H. + ellipsoïde	Bassine d'eau ouverte	U.S.B. + R.X. - cassette	Lithiases urinaires
<u>Medstone Internat.</u> Medstone 1000	E.H. + ellipsoïde	Bassine d'eau fermée	R.X. bras assisté par ordinateur à partir de l'image cassette	Lithiases urinaires
NITECH	E.H. + ellipsoïde	Poche d'eau fermée	U.S. mode B	Lithiases urinaires
DIREX	E.H. + ellipsoïde	Bassine d'eau fermée	R.X.	Lithiases urinaires
<u>SIEMENS AG</u> Lithostar	E.M. + Lentille acoustique	Poche d'eau fermée	Bilan R.X. - 2 intensificateurs images + cassette	Multifonctions pour urologie + canal biliaire
EDAPLT - 01	P.E. + segment de sphère concave	Bassine d'eau fermée	U.S. mode B	Lithiases urinaires
<u>R. WOLF</u> PIEZOLITH 2200 PIEZOLITH 2300	idem idem	Bassine d'eau ouverte idem	U.S. mode B idem	Lithiases urinaires idem

Tableau (4.3): Systèmes de Lithotripteurs commercialisés

Pendant la respiration, le rein ainsi que la lithiase sont périodiquement déplacés de quelques centimètres. L'efficacité du traitement peut être améliorée en déclenchant l'onde de choc avec un cycle respiratoire (l'expiration est généralement préférée) [25]. Pour les calculs de l'uretère, une fréquence de déclenchement appelée P.R.F (*Pulse Repetition Frequency*) peut être utilisée. Sa valeur typique est de 1 à 3 Hz.

La figure (421), donne le schéma synoptique du LITHOSTAR-SIEMENS.

4.5.3 - Couplage

Un milieu utilisé comme couplage des ondes de choc au corps humain, doit satisfaire certaines conditions:

a- la concentration de gaz dissout dans l'eau doit être inférieure à la valeur de saturation pour éviter de perturber la propagation de l'impulsion acoustique et réduire la génération de bulles de gaz par cavitation (chapitre 5).

b- Une très bonne adaptation des impédances acoustiques (celle de l'eau ou milieu avec celle de la peau) pour minimiser la réflexion de l'impulsion acoustique sur la peau et diminuer ainsi la douleur ressentie par le patient et les hématomes dus à cette réflexion.

c- les conditions de propreté du milieu sont exigées pour éviter la transmission d'infections.

d- une baignoire d'eau ouverte (tableau 4.3) permet un couplage acoustique optimal mais limite le positionnement et la manipulation du patient. L'aménagement nécessite de grandes quantités d'eau propre. Ajouter à cela les conditions de sécurité pour réduire les risques d'électrocution. Enfin, le patient est immergé jusqu'au torse durant le traitement d'où les problèmes de circulation qui peuvent en résulter.

e- Les systèmes fermés (tableau 4.3) avec une membrane élastique ont aussi besoin d'eau mais en quantité plus faible. L'avantage principal de ces systèmes est l'isolation du patient de la source du générateur d'ondes de choc. Au niveau de la peau, l'adaptation se fait grâce à une couche additionnelle d'un gel d'huile similaire à celui utilisé en échographie.

4.6 - Les paramètres acoustiques utilisés en lithotriptie

[22- définitions]

Relativement peu d'études ont essayé de dégager la corrélation qui pourrait exister entre les propriétés acoustiques mesurées des ondes de choc utilisées en lithotriptie et le succès ou l'échec d'un traitement cli-

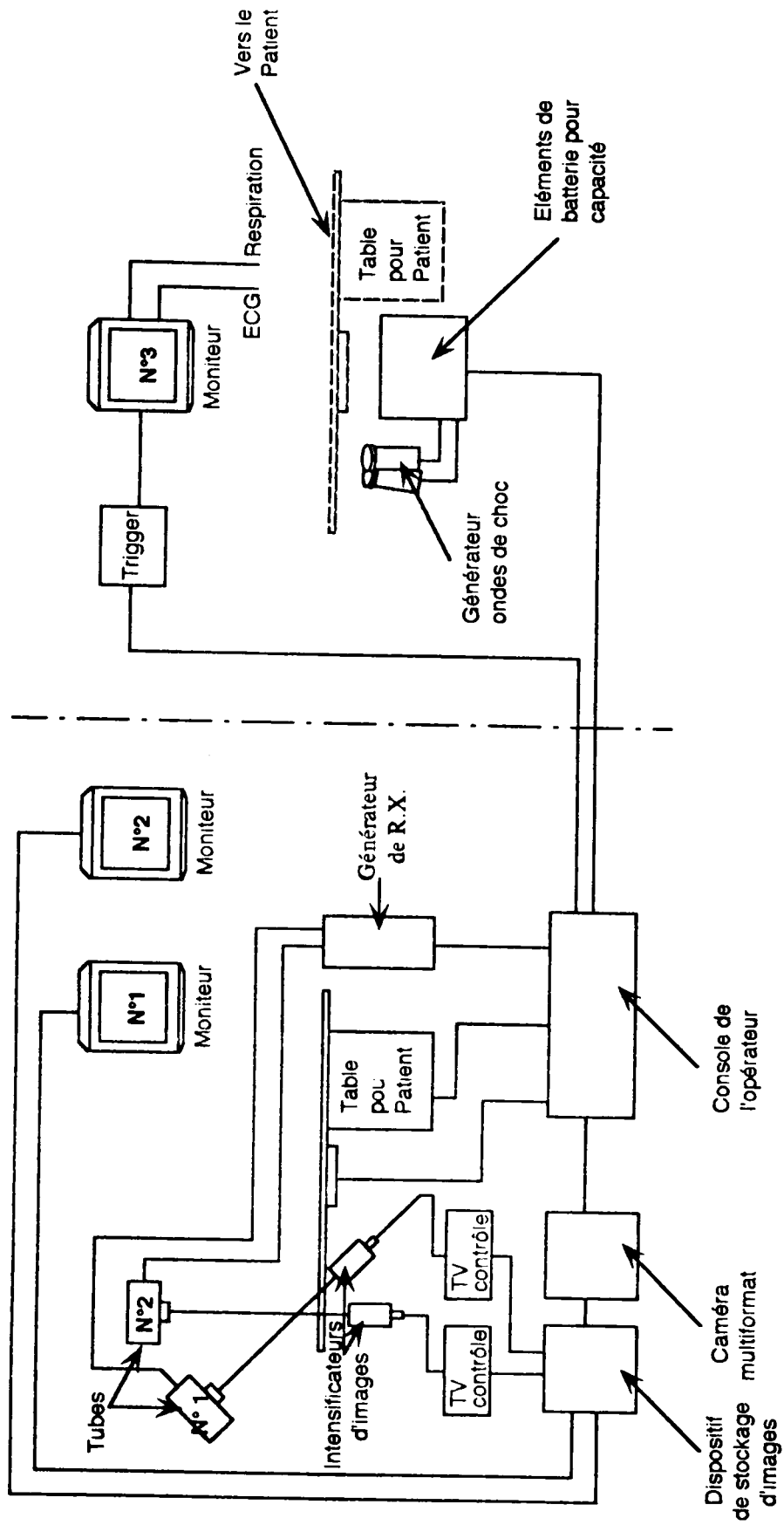


Fig (4.21): Schéma synoptique d'un système lithotripteur avec localisation à R.X. (biplan)
(LITHOSTAF.)

nique. La question des paramètres à mesurer, la manière de les mesurer et la signification des résultats sont encore débattues. Nous allons dans ce qui suit définir les principaux paramètres acoustiques utilisés dans un champ de lithotripte et, essayer de dégager l'impact de ces paramètres sur l'issue d'un traitement clinique.

4.6.1 - Les pics de pression

Ils représentent la plus haute et la plus basse pression trouvée dans un champ acoustique pour une unité de lithotripte particulière et pour une certaine tension d'attaque. Ces deux pics sont définis ainsi:

4.6.1.1 - Le pic de pression positive (ou pic de pression acoustique de compression): c'est le maximum de pression acoustique de compression mesurée en une position quelconque de l'espace d'un champ de pression pulsée (Fig. 4.22).

Noté : P+ ; unité: MPa.

4.6.1.2- Le pic de pression négative (ou pic de pression acoustique de raréfaction): c'est le maximum de pression acoustique de raréfaction mesuré à n'importe quelle position spatiale d'un champ de pression pulsée (Fig. 4.22).

Noté : P- ; unité: MPa.

Ces deux pics atteignent leur maximum absolu en un point géométriquement défini, appelé point focal. Une propriété commune à tous les lithotripteurs est qu'au voisinage de ce point focal, la pression diminue rapidement (à partir de ce point) selon les trois dimensions.

La distribution de pression dans les directions axiale et latérale est montrée à la figure (4.24).

La distribution de P+ peut être décrite axialement et latéralement par une courbe de Gauss [4].

$$P+ = a.e^{-b.x^2} \quad \text{axialement} \quad (4.57)$$

$$P+ = a.e^{-c.y^2} \quad \text{latéralement} \quad (4.58)$$

a, b et c représentent des constantes qui varient d'un lithotripteur à l'autre.

Par contre la variation de P- dépend fortement des caractéristiques spécifiques de chaque système et aucune relation mathématique n'est connue.

L'importance relative de ces deux pics dans la fragmentation des lithiases est encore discutée. Des études récentes [9]-[26], ont montré qu'il existe une pression limite d'approximativement 40 MPa au delà de la-

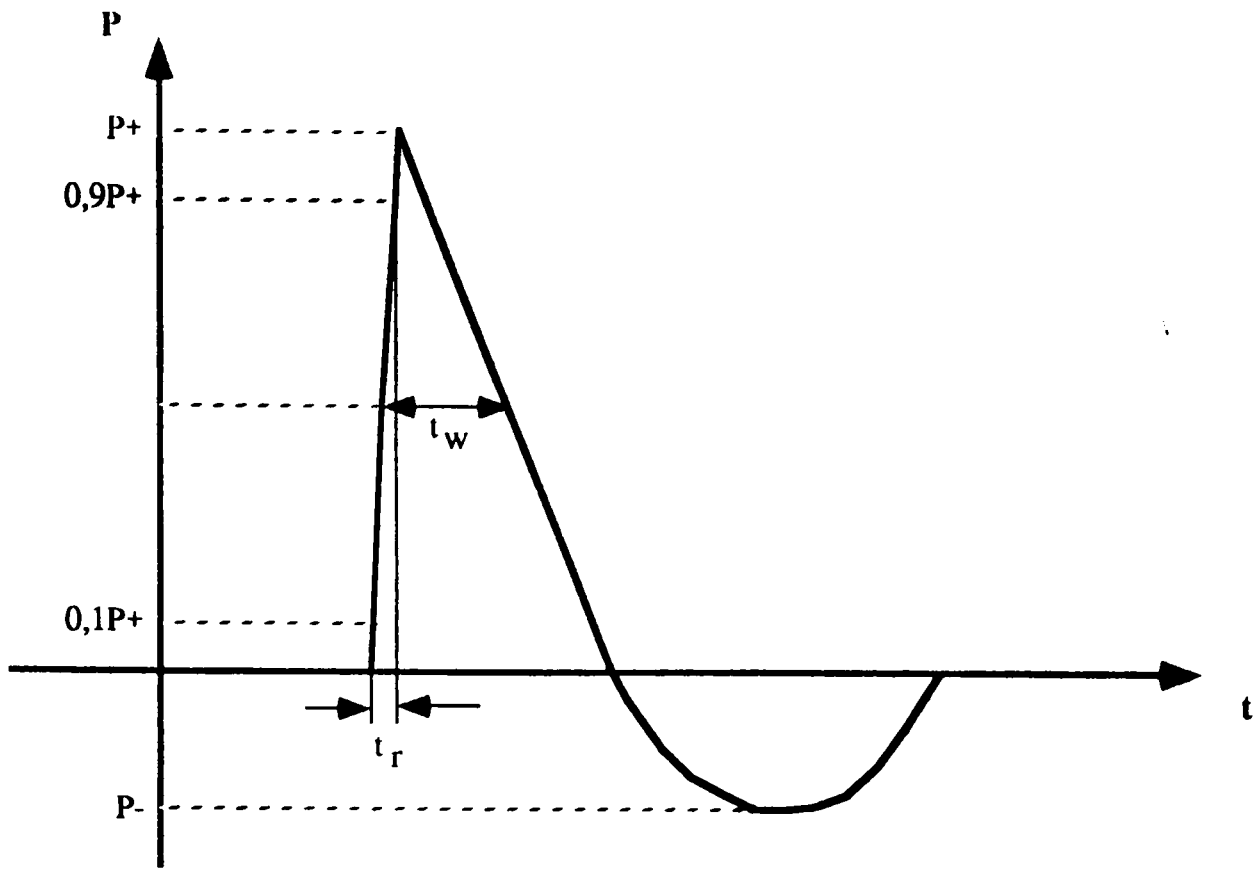


Fig (4.22): Principaux paramètres d'une onde de choc idéale

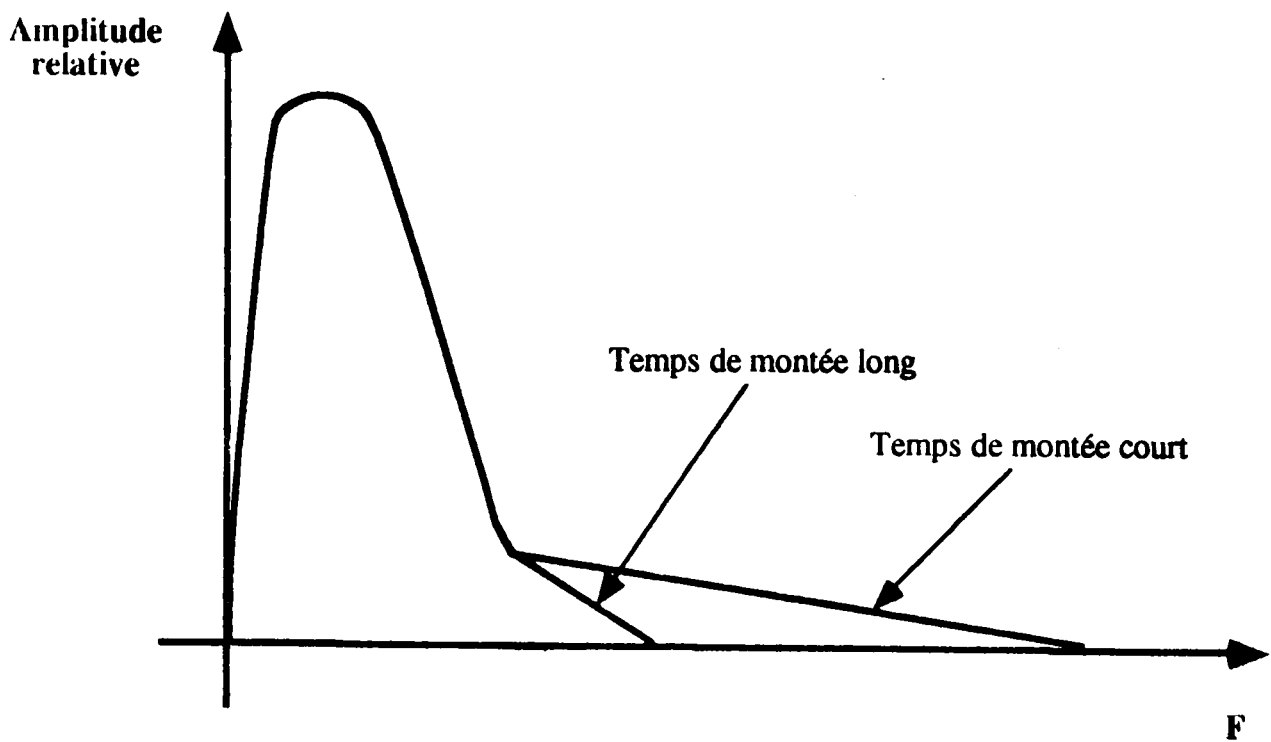


Fig (4.23): Transformée de Fourier d'une onde de choc.

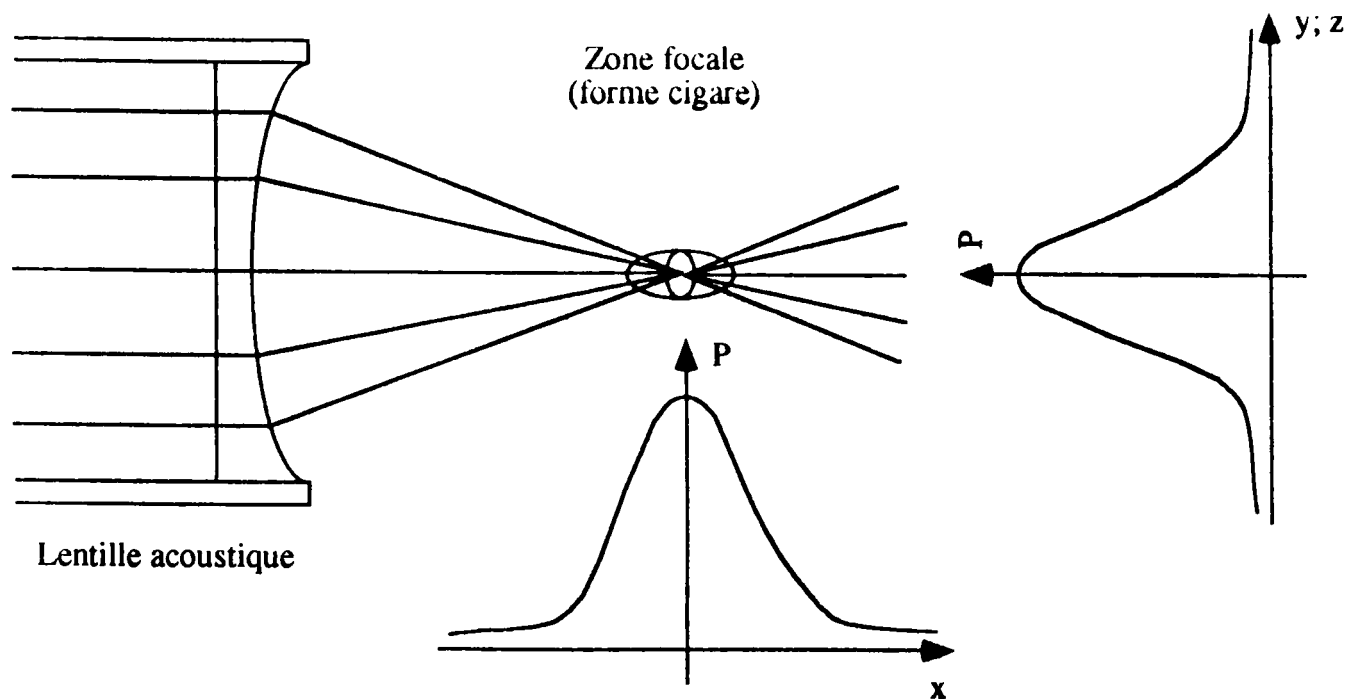


Fig (4.24): Distribution de pression dans la région focale.

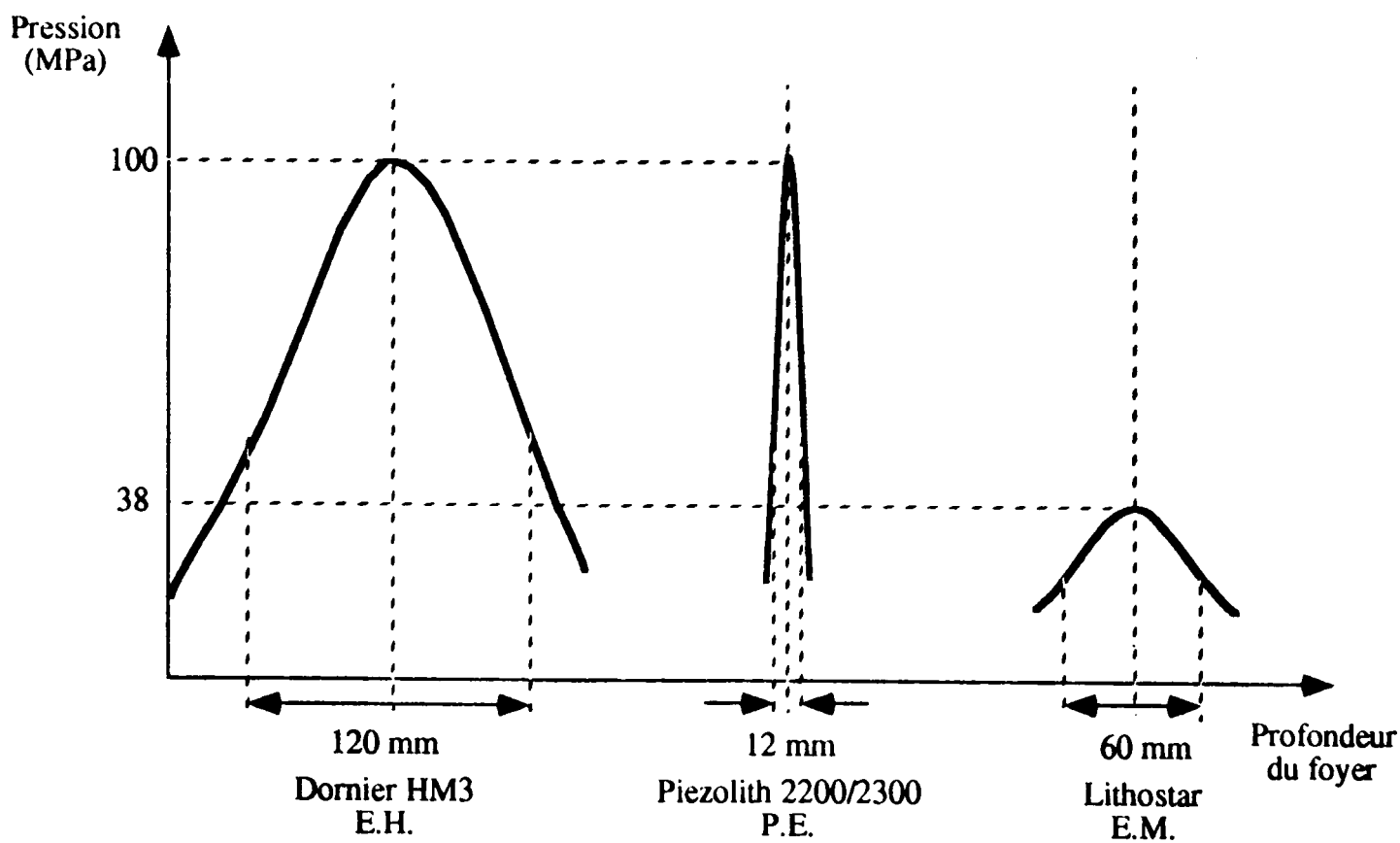


Fig (4.25): Distribution de pression et profondeur du foyer des trois types de lithotriporteur (E.H.; P.E.; E.M.)

quelle commence l'endommagement du tissu rénal. Quant au maximum de pression négatif (P-), celui-ci est responsable des effets de la cavitation le long de la zone de choc. Il contribue à la fragmentation des calculs et cause des dommages aux tissus mous en faisant éclater les cellules (explosion cellulaire) [10].

La figure (4.25), donne la distribution de pression dans la direction axiale à puissance de sortie maximale pour différents lithotripteurs.

4.6.2- Le temps de montée

C'est le temps nécessaire à la pression acoustique instantannée pour passer de 10 % à 90 % du pic de pression acoustique de compression (P+) (Fig. 4.22).

unité : ns ; noté : t_r .

Ce paramètre est toujours mis en valeur par les vendeurs de lithotripteurs qui font référence à la corrélation entre un rapide temps de montée et la fragmentation des calculs. En fait, aucune étude concluante n'a associé un temps de montée rapide au succès du traitement en maintenant tous les autres facteurs acoustiques constants. La valeur de ce paramètre mesurée dans l'eau (affichée sur les notices techniques) a peu de chances de représenter celle espérée in-vivo à cause de l'importante atténuation des composantes hautes fréquences des ondes de choc et la focalisation du faisceau acoustique [10]. Les lithotripteurs E.H ont le plus court temps de montée mesuré dans l'eau, approximativement 30 ns. Les autres types P.E et E.M ont des temps de montée plus lents (120 - 450 ns) [13]. Le temps de montée est minimum au point focal. t_r diminue quand la pression augmente (c'est à dire quand la tension d'attaque du générateur d'ondes de choc augmente) (Fig. 4.26). Ce phénomène n'est pas observé sur les lithotripteurs E.H où t_r reste constant.

Sur la figure (4.26), il est possible de trouver une relation théorique entre le temps de montée t_r et la puissance P (exprimée en %), délivrée par le générateur en utilisant une relation de type non-linéaire:

$$t_r = b e^{-a P} \quad (4.59)$$

a et b sont des constantes déterminées par la méthode des moindres carrés. Nous avons considéré dans ce cas sept (7) points, l'équation obtenue est:

$$t_r = 496,6 \cdot e^{-0,046 P} \quad (4.60)$$

Elle donne des résultats théoriques très proches des résultats expérimentaux.

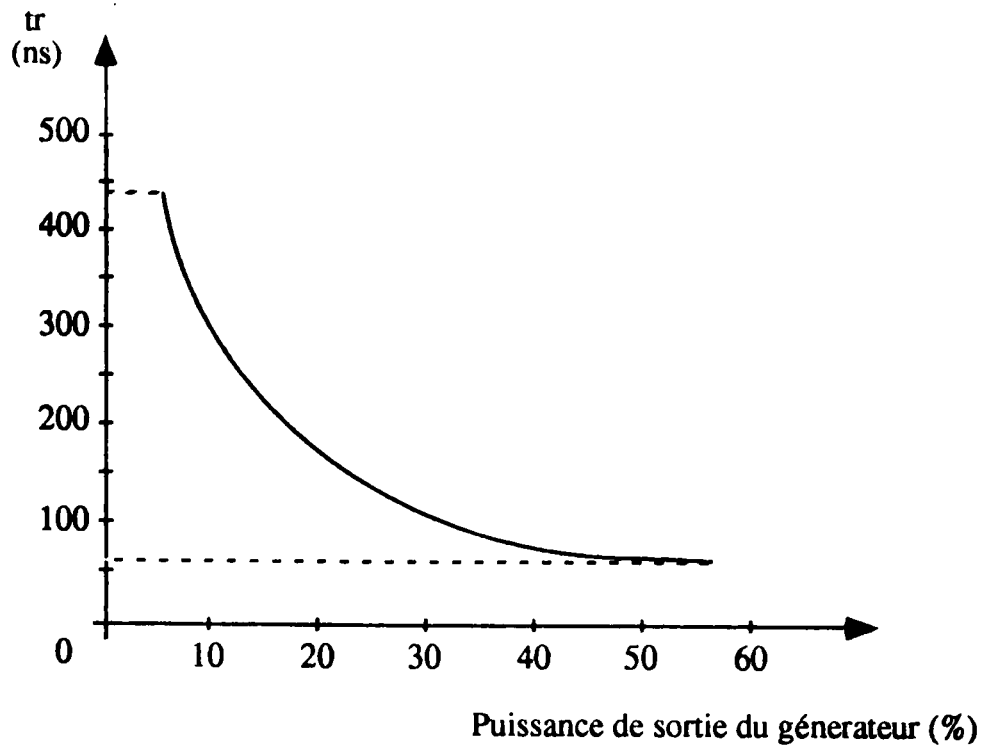


Fig (4.26): Temps de montée en fonction de la puissance de sortie du générateur d'ondes de choc (EDAPLT-01-PE) [21]

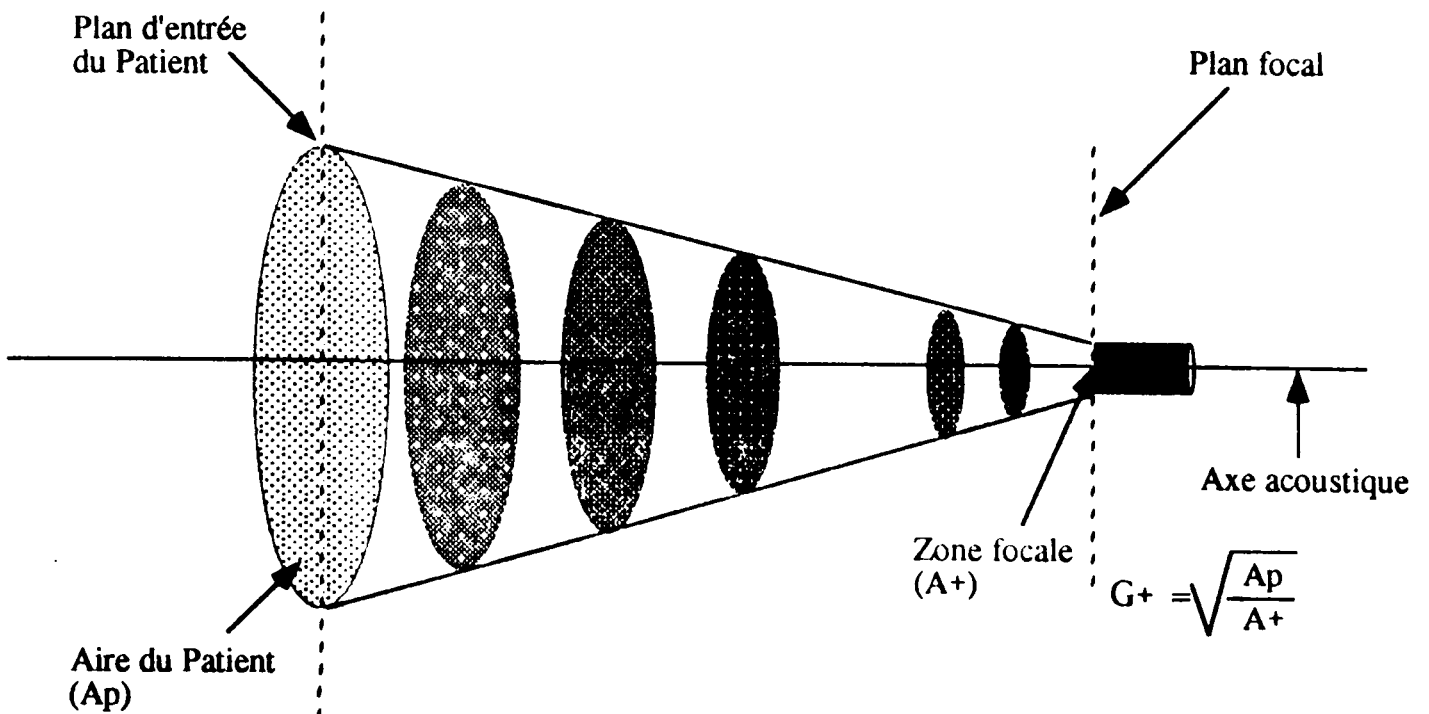


Fig (4.27): Définition du gain de focalisation:
C'est une mesure de la diminution de l'aire de l'onde acoustique qui est confinée dans des volumes de plus en plus petits.

Remarque

Une représentation graphique de la transformée de Fourier d'une onde de choc (Fig. 4.23) est dominée par un large pic suivi par une queue qui s'allonge vers les hautes fréquences. Nous avons vu, équation (4.2) que la vitesse de l'onde augmente avec la pression, ceci cause une distorsion cumulative dans la forme de l'onde qui se propage. Il en résulte de nouvelles fréquences qui sont supérieures à la fréquence originale de l'onde. Comme l'absorption sonore dans les tissus biologiques augmente avec la fréquence [27]:

$$A(x) = A_0 e^{-kx} \quad (4.61)$$

k: est le coefficient d'absorption, il croit comme le carré de la fréquence.

Le pompage non-linéaire de l'énergie dans les harmoniques hautes fréquences augmente l'énergie cédée sous forme de chaleur aux tissus. Ceci est un fait inévitable, car l'utilisateur ne peut contrôler le contenu fréquentiel des ondes de choc. Ainsi, les lithotripteurs ayant un très court temps de montée comme les E.H, ont des ondes de choc qui contiennent plus de composantes hautes fréquences et sont donc susceptibles de céder plus d'énergie thermique aux tissus biologiques (lésions, hématomes, douleurs) que les lithotripteurs dont les temps de montée sont plus longs

4.6.3- La largeur de l'impulsion

C'est l'intervalle de temps séparant l'instant où la pression acoustique instantanée excède 50 % de la valeur positive maximum (P+) de l'instant où cette même pression repasse par cette même valeur (Fig.422).

Notée : t_w ; unité : ns

L'efficacité d'une impulsion de lithotriporteur peut être rattachée aux pressions générées et à leur durée. Les dommages causés aux tissus et la douleur au cours d'un traitement par ondes de choc peuvent ainsi être rattachés à la largeur et à la pression de l'impulsion. La plus grande largeur d'impulsion est de l'ordre de 600 ns (E.D.A.P. LT-01 à 5 % de la puissance maximale du générateur), et la plus courte est de l'ordre de 30 ns (lithotripteurs E.H.) [21].

En fait, plus de recherches dans le mécanisme de la destruction des calculs, permettra de savoir si une impulsion plus large ou plus courte est préférable dans un traitement clinique.

4.7- Autres paramètres acoustiques en E.S.W.L

[22- définitions]

4.7.1- L'intensité intégrale de l'impulsion

C'est l'intégrale par rapport au temps de l'intensité instantanée pour un point particulier du champ acoustique.

Notée: PII ; unité: J.m⁻².

Si I(r,t) représente l'intensité de l'impulsion à un instant t et à une distance latérale r, alors:

$$PII(r) = \int I(r,t) dt \quad (4.62)$$

$$\text{Comme: } I(r,t) = \frac{P^2(r,t)}{\rho.C} \quad (4.63)$$

$$\text{Alors: } PII(r) = \frac{1}{\rho.C} \int P^2(r,t) dt = \frac{1}{Z} \int P^2(r,t) dt \quad (4.64)$$

Si on multiplie PII par la PRF, on obtiendra un autre paramètre acoustique appelé pic d'intensité spatio-temporel moyen et noté Ispta. Donc:

$$I_{spta} = PII.PRF \quad (4.65)$$

Unité : W.m⁻².

De même, si on divise PII par la durée de l'impulsion, notée td, nous obtenons le pic spatial moyen de l'intensité de l'impulsion, noté Isppa. Soit:

$$I_{sppa} = PII / t_d \quad (4.66)$$

Unité : W.m⁻².

La durée de l'impulsion est donnée par la relation [13]:

$$t_d = 1,25.t'_r \quad (4.67)$$

Où t'_r représente le temps de montée de PII.

Pour déterminer PII, on peut recourir aux mesures expérimentales à travers l'intégrateur d'un oscilloscope. Dans ce cas [28]:

$$PII = \frac{E_M}{k_f^2} \quad (4.68)$$

E_M: représente la valeur finale affichée sur l'oscilloscope à travers l'intégrateur.

K_f²: est le facteur de réponse en intensité donné par:

$$k_f^2 = 10^{-8} \rho.C.M^2 \quad (4.69)$$

4.7- Autres paramètres acoustiques en E.S.W.L

[22- définitions]

4.7.1- L'intensité intégrale de l'impulsion

C'est l'intégrale par rapport au temps de l'intensité instantanée pour un point particulier du champ acoustique.

Notée: PII ; unité: J.m⁻².

Si I(r,t) représente l'intensité de l'impulsion à un instant t et à une distance latérale r, alors:

$$PII(r) = \int I(r,t) dt \quad (4.62)$$

$$\text{Comme: } I(r,t) = \frac{P^2(r,t)}{\rho.C} \quad (4.63)$$

$$\text{Alors: } PII(r) = \frac{1}{\rho.C} \int P^2(r,t) dt = \frac{1}{Z} \int P^2(r,t) dt \quad (4.64)$$

Si on multiplie PII par la PRF, on obtiendra un autre paramètre acoustique appelé pic d'intensité spatio-temporel moyen et noté Ispta. Donc:

$$I_{spta} = PII.PRF \quad (4.65)$$

Unité : W.m⁻².

De même, si on divise PII par la durée de l'impulsion, notée td, nous obtenons le pic spatial moyen de l'intensité de l'impulsion, noté Isppa. Soit:

$$I_{sppa} = PII / t_d \quad (4.66)$$

Unité : W.m⁻².

La durée de l'impulsion est donnée par la relation [13]:

$$t_d = 1,25.t_r \quad (4.67)$$

Où t_r représente le temps de montée de PII.

Pour déterminer PII, on peut recourir aux mesures expérimentales à travers l'intégrateur d'un oscilloscope. Dans ce cas [28]:

$$PII = \frac{E_M}{k_f^2} \quad (4.68)$$

E_M: représente la valeur finale affichée sur l'oscilloscope à travers l'intégrateur.

K_f²: est le facteur de réponse en intensité donné par:

$$k_f^2 = 10^{-8} \rho.C.M^2 \quad (4.69)$$

M : représente la sensibilité de l'hydrophone exprimée en $\mu\text{v}/\text{Pa}$.

ρ : masse volumique de l'eau ($\rho = 10^3 \text{ Kg}/\text{m}^3$).

C : vitesse du son dans l'eau ($C = 1500 \text{ m}/\text{s}$).

Le nombre 10^{-8} est un facteur de conversion d'unités. Soit:

$$k_f^2 = 0,015 M^2 \quad (4.70)$$

Si maintenant, le calcul automatisé de la forme de l'onde intégrale n'est pas disponible, il est alors possible de faire une évaluation numérique de l'intégrale (discrétisation) en la construisant sous forme d'une sigmoïde comme proposée par Harris [28], voir annexe.

Le rôle significatif clinique de l'intensité intégrale, n'est pas très clair. Des recherches supplémentaires devront montrer s'il existe un seuil bas pour PII au dessous duquel les calculs ne pourront se fragmenter et une limite supérieure au dessus de laquelle les dommages subits par les tissus mous deviennent inacceptables. Ce paramètre peut jouer un rôle dans la détermination de la combinaison optimale entre l'énergie par impulsion délivrée et la PRF en raison de sa dépendance temporelle.

4.7.2- L'énergie acoustique par impulsion

L'énergie d'une impulsion de lithotriptic est un paramètre potentiellement utile pour la quantification de l'aptitude d'un lithotripteur à fragmenter les calculs.

Cette énergie peut être approximée au foyer par [29]:

$$E = \frac{1}{Z} \iint_{A^+} \rho^2(r, \theta, t) dt ds \quad (4.71)$$

Où r et θ sont les coordonnées polaires sur la surface focale notée A^+ (-6 dB). E est exprimée en joules.

D'après (31) et en considérant un faisceau sonore de symétrie circulaire:

$$E = 2 \pi \int_0^R \text{PII}(r) r dr \quad (4.72)$$

R : représente le rayon de la surface A^+ .

En fait, si cette surface est connue (par des mesures), l'énergie acoustique par impulsion peut être calculée par la relation empirique suivante [21] :

$$E = 0,7 \cdot \text{PII} \cdot A^+ \quad (4.73)$$

0,7 est un facteur de correction qui rend compte de la variation de PII autour de l'axe de propagation de l'onde de choc.

L'énergie acoustique par impulsion et par unité de volume doit excéder un certain seuil pour fragmenter le calcul. En général, les concepteurs optimisent le volume focal. Certains lithotripteurs ont de hautes valeurs d'énergie acoustique par impulsion (comme le Dornier HM3: 90 mJ). Ces générateurs ont des volumes focaux importants, si bien que le ciblage des calculs est moins critique. Par contre, ils portent atteinte aux tissus mous qui sont proches du calcul en leur faisant absorber des doses importantes d'énergie. Les unités de lithotriptie dont les valeurs d'énergie acoustique par impulsion sont modérées (10 à 30 mJ) doivent concentrer leur énergie dans des volumes focaux plus petits pour atteindre les mêmes résultats. Les unités dont les énergies sont de basses valeurs (inférieures à 10 mJ), doivent concentrer leur énergie dans des volumes extrêmement petits pour obtenir des résultats satisfaisants. D'où (pour ces dernières unités), le problème de la précision du ciblage et la nécessité d'avoir une bonne imagerie médicale pour minimiser l'exposition des tissus mous.

L'énergie acoustique par impulsion est l'un des paramètres acoustiques les plus controversés. Certains groupes de chercheurs pensent que les valeurs basses de l'énergie acoustique par impulsion (inférieures à 10 mJ), sont adéquats pour la lithotriptie et produisent moins de douleurs. D'autres croient que ces basses valeurs ne génèrent pas suffisamment de pression pour fragmenter les gros calculs rénaux ou les calculs durs du canal biliaires.

4.7.3- La zone focale

Elle est définie comme la surface à -6 dB du pic de compression. C'est à dire la surface dont le contour (autour du foyer) mesure la moitié du pic positif: $P+/2$.

Notée : $A+$; unité : m^2 .

Si R représente la distance du foyer au point où la pression vaut 50% du pic de pression positif, alors:

$$A+ = \pi R^2 \quad (4.74)$$

Les commentaires sur la zone focale sont identiques à ceux du volume focal.

Notons sur le tableau (4.4) que le Lithostar de Siemens semble un compromis entre le besoin de localiser la cible (la lithiase) avec précision et l'exposition excessive des tissus.

4.7.4- La profondeur focale

C'est la distance axiale qui sépare de part et d'autre du foyer les deux points pour lesquels la pression acoustique est la moitié du maximum de pression acoustique se trouvant au foyer.

Notée : d_+ ; unité : m.

Les mêmes remarques faites sur le volumes focal s'appliquent à la profondeur focale (Fig. 4.25).

4.7.5 - Le gain de focalisation

Ce paramètre mesure l'aptitude d'un lithotriporteur à concentrer l'énergie acoustique dans un faisceau de faible section transversale (Fig.4.27). On le définit comme suit [10] [21]:

$$G_+ = \sqrt{\frac{A_p}{A_+}} = \sqrt{\frac{D_p}{D_+}} \quad (4.75)$$

A_p : représente l'aire de la section transversale du faisceau à -6dB à l'entrée du patient (sur la peau).

A_+ : l'aire de la zone focale.

D_p et D_+ : représentent respectivement les diamètres de A_p et A_+ .

En pratique, on confond souvent D_p avec le diamètre d'ouverture du lithotriporteur.

La douleur associée au passage des ondes de choc générées par les différents lithotripteurs est généralement moins intense avec les unités dont les valeurs de G_+ sont plus élevées. D'où la stratégie de maximiser le gain de focalisation, soit en augmentant A_p avec le risque de ne pouvoir éviter les gaz intestinaux (fort coefficient de réflexion) ainsi que les côtes. Soit en diminuant A_+ avec tous les problèmes de précision de ciblage et l'endommagement des tissus mous. Actuellement, ce paramètre est choisi de telle manière pour éviter de compromettre le succès du traitement et le confort possible du patient.

Le tableau (4.4) donne les valeurs des paramètres définis ci-dessus pour différents lithotripteurs.

Le tableau (4.5) est un complément du tableau (4.4) Il donne la déviation standard (écart-type) pour chaque unité de lithotriptie. Nous remarquerons aussi que le Lithostar enregistre la plus faible valeur de ce paramètre, montrant ainsi une meilleure reproductibilité de la pression.

La figure (4.28) donne la variation de pression (P_+) en fonction de la puissance délivrée par le générateur de quelques lithotripteurs.

La figure (4.29) donne la variation de P_+ en fonction de la PRF.

N°	P + (MPa)	P - (MPa)	t r (ns)	t w (ns)	P Π (10^2 J.m^{-2})	I spta (10^2 w.m^{-2})	I sppa (10^8 w.m^{-2})	t d (ps)	E (J)	A + (10^{-4} m^2)	D + (m)	d + (m)	D p (m)	G +
1	21	3,6	30	380	1,30	1,30	1,95	0,67	0,03	3,80	0,02	0,150	0,16	4
2	78	4 ÷ 9,5	30	300	4,30	4,30	9,40	0,46	0,002	0,07	0,003	0,015	0,22	37
3	100	7,1 ÷ 9,5	30	560	7,00	7,00	0,66	11,0	0,09	1,77	0,02	0,120	0,155	5
4	100	9,5 ÷ 9,9	130 ÷ 70	250 ÷ 180	8,50	8,50	3,70	2,3	0,002	0,03	0,002	0,012	0,50	256
5	100	9,5 ÷ 9,9	120	200	8,50	8,50	3,70	2,3	0,002	0,03	0,002	0,012	0,50	256
6	105	6,4 ÷ 6,2	450 ÷ 30	600 ÷ < 200	4,20	4,20	12,40	0,34	0,003	0,11	0,004	0,024 ÷ 0,012	0,40	107
7	38	5 ÷ 2,8	120 ÷ 30	340	6,20	6,20	0,85	7,3	0,017	0,24	0,006	0,060	0,106	19

N°= 1:	Sonolith 2000 (EH)	13,5 kv	N°= 1:	13,5 kv
N°= 2:	Sonolith 3000 (EH)	20 kv	N°= 2:	14 kv
N°= 3:	Dornier HM3 (EH)	25 kv	N°= 3:	20 kv
N°= 4:	Piézo lith 2200 (PE)	4	N°= 4:	1
N°= 5:	Piézo lith 2300 (PE)	4	N°= 5:	1
N°= 6:	EDAPLT-01 (PE)	100%	N°= 6:	5%
N°= 7:	Lithostar (EM)	19 kv	N°= 7:	13,9 kv

Tensions utilisées par le générateur d'ondes de choc pour la mesure de P+

Tensions utilisées pour la mesure des autres paramètres.

Note: G+ pour les lithotripteurs E.H. est défini par la relation [21]: $G+ = \frac{1}{2} \frac{Dp}{D+}$ à cause de la distribution non uniforme de pression à travers l'ouverture de l'ellipse

Tableau (4.4): Principaux paramètres définissant un champ de lithotriptie de certains équipements E.S.W.L. commercialisés.

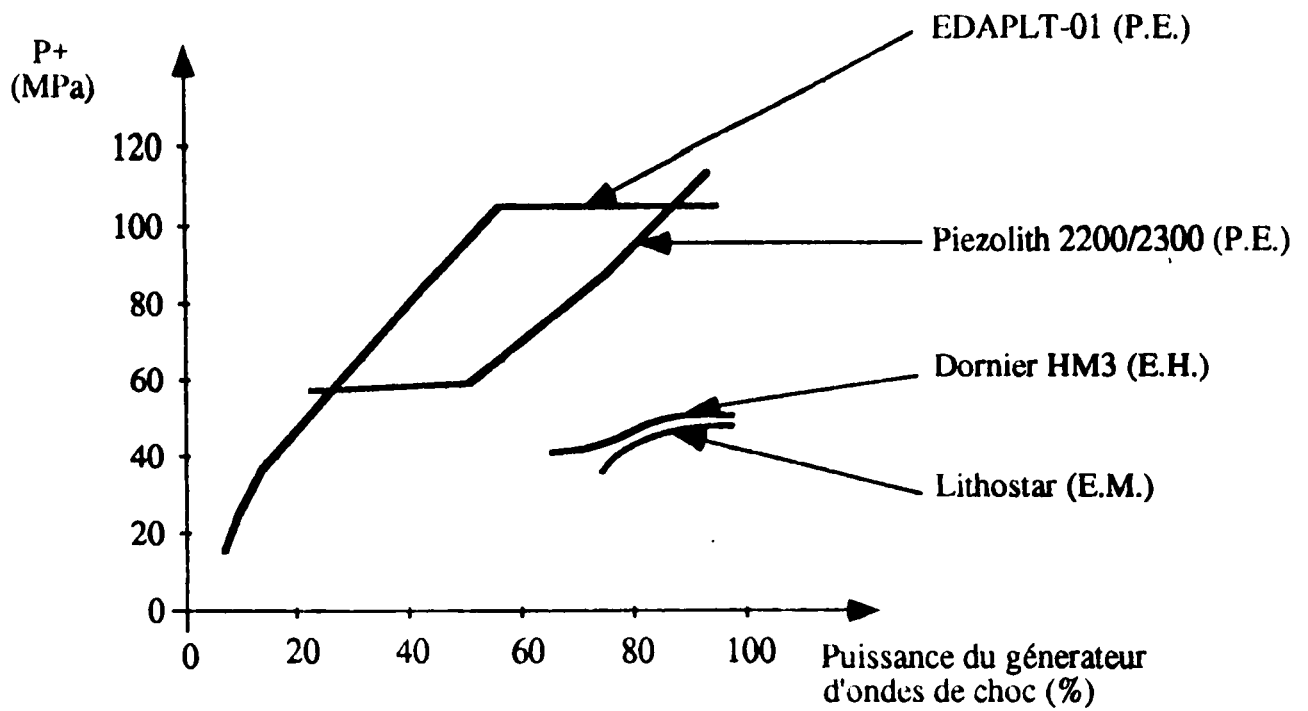


Fig (4.28): Variation de P_+ en fonction de la puissance du générateur d'ondes de choc exprimée en % du maximum de puissance que le générateur peut délivrer de quelques lithotripteurs commerciaux.

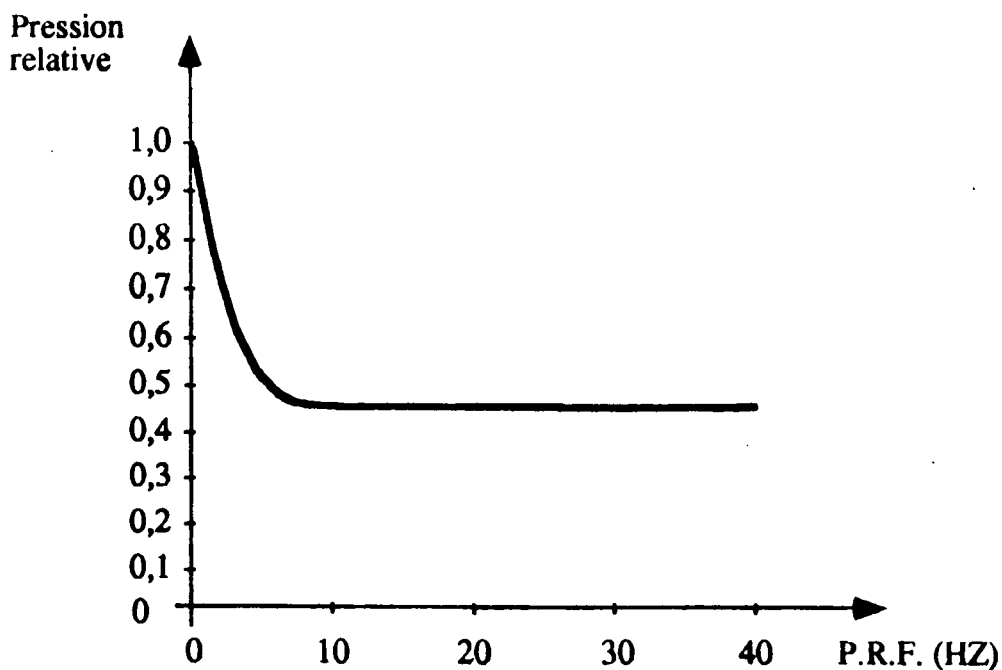


Fig (4.29): Variation de la pression relative (ramenée à la pression P_+ d'une impulsion seule) en fonction de la PRF. Cas de l'EDAPLT-01. Au delà de 3HZ, P_+ chute de la moitié de sa valeur initiale.

CHAPITRE 5

Interactions de l'onde de choc avec le milieu

La manière dont les ondes de choc acoustiques interagissent avec le milieu qu'elles traversent est cliniquement importante car ces interactions permettent l'utilisation de ces ondes sonores en imagerie médicale de même pour la fragmentation des calculs. Les principales interactions qu'on retrouve dans un champ de lithotriptie sont: l'absorption, la dispersion et la cavitation.

La dissipation de l'énergie acoustique (atténuation) d'un faisceau sonore peut être divisée en deux parties: absorption et dispersion. L'absorption est un processus qui convertit l'énergie mécanique en énergie thermique ou chaleur; la dispersion est un processus qui, comme son nom l'indique disperse le son de sa direction originale vers d'autres directions.

5.1- L'absorption

L'absorption de l'énergie acoustique dans les liquides est due à la relaxation thermique, la relaxation structurelle et la relaxation chimique [10].

5.1.1- Relaxation thermique

Les pertes dans ce cas sont de deux types.

a- les pertes dues au transfert de l'énergie acoustique aux molécules du fluide pour diffuser des régions de haute vitesse aux régions de basse vitesse. Le coefficient d'absorption α_d dans ce cas là est donné par [30]-[31] :

$$\alpha_d = \frac{2}{3} \frac{\omega^2 \cdot \eta}{\rho_0 \cdot C^3} \quad (5.1)$$

où η représente le coefficient de viscosité du fluide. La valeur pour l'eau du coefficient d'absorption est: $\alpha/f^2 = 8,1 \cdot 10^{-15} \text{ Np.s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$.

b- les pertes dues au transfert de l'énergie acoustique aux molécules individuelles du fluide. Ces pertes apparaissent sous forme de vibration des molécules (chaleur). Le coefficient d'absorption associé à la conductivité thermique est [30]:

$$\alpha_T = \frac{1}{2} \frac{\omega^2 (\gamma - 1) k}{\rho_0 \cdot c^3 c_p} \quad (5.2)$$

où :

k : représente la conductivité thermique du fluide.

c_p : est la capacité calorifique à pression constante.

$\gamma = c_p/c_v$ où c_v est la capacité calorifique à volume constant.

Ces pertes par conduction thermique sont souvent négligeables dans le cas de l'eau.

5.1.2- Relaxation structurelle

La relaxation thermique à elle seule, n'explique pas la différence constatée entre la valeur théorique donnée par (5.1) et la valeur expérimentale de l'absorption mesurée dans l'eau ($\alpha/f^2 = 25 \cdot 10^{-15} \text{ Np.s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$).

5.1- L'absorption

L'absorption de l'énergie acoustique dans les liquides est due à la relaxation thermique, la relaxation structurelle et la relaxation chimique [10].

5.1.1- Relaxation thermique

Les pertes dans ce cas sont de deux types.

a- les pertes dues au transfert de l'énergie acoustique aux molécules du fluide pour diffuser des régions de haute vitesse aux régions de basse vitesse. Le coefficient d'absorption α_d dans ce cas là est donné par [30]-[31] :

$$\alpha_d = \frac{2}{3} \frac{\omega^2}{\rho_0 c^3} \cdot \eta \quad (5.1)$$

où η représente le coefficient de viscosité du fluide. La valeur pour l'eau du coefficient d'absorption est: $\alpha/f^2 = 8,1 \cdot 10^{-15} \text{ Np.s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$.

b- les pertes dues au transfert de l'énergie acoustique aux molécules individuelles du fluide. Ces pertes apparaissent sous forme de vibration des molécules (chaleur). Le coefficient d'absorption associé à la conductivité thermique est [30]:

$$\alpha_T = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{\rho_0 c^3} (\gamma - 1) \frac{k}{c_p} \quad (5.2)$$

où :

k : représente la conductivité thermique du fluide.

c_p : est la capacité calorifique à pression constante.

$\gamma = c_p/c_v$ où c_v est la capacité calorifique à volume constant.

Ces pertes par conduction thermique sont souvent négligeables dans le cas de l'eau.

5.1.2- Relaxation structurelle

La relaxation thermique à elle seule, n'explique pas la différence constatée entre la valeur théorique donnée par (5.1) et la valeur expérimentale de l'absorption mesurée dans l'eau ($\alpha/f^2 = 25 \cdot 10^{-15} \text{ Np.s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$).

Une explication de cette différence peut être offerte par la théorie de la relaxation structurelle appliquée avec succès dans le cas de l'eau par Hall [30,32]. Cette théorie suppose que l'excès d'absorption dans l'eau est directement lié à un changement de volume et non à un changement de température. Ainsi, l'eau est supposée avoir deux états liquides: l'état de basse énergie représente l'état normal et l'état de haute énergie représente un état dans lequel les molécules ont une structure intimement plus empaquetée. Sous les conditions statiques ordinaires d'équilibre, la plupart des molécules sont dans le premier état d'énergie. Le passage de l'onde de compression permet le transfert des molécules du premier état plus ouvert vers le second état étroitement plus empaqueté. Un tel transfert entraîne une dissipation de relaxation de l'énergie acoustique.

Une analyse plus détaillée de l'influence de la relaxation structurelle sur la propagation des ondes acoustiques dans l'eau montre qu'il faut prendre en considération le coefficient de viscosité en volume noté η_B . L'expression résultante du coefficient d'absorption est:

$$\alpha_s = \frac{\omega^2}{2\rho_0 C^3} \cdot \eta_B \quad (5.3)$$

Le coefficient d'absorption total pour l'eau est (5.1) + (5.3):

$$\alpha = \alpha_T + \alpha_s = \frac{\omega^2}{2\rho_0 C^3} \left(\frac{4}{3} \eta + \eta_B \right) \quad (5.4)$$

5.1.3- Relaxation chimique

La figure (5.1), montre les courbes d'absorption des ondes acoustiques dans l'eau pure et l'eau saline. La différence prononcée entre ces deux courbes pour les fréquences inférieures à 0,5 MHz est une mise en évidence d'un autre processus d'absorption actif en eau saline. Dans ce cas, l'énergie acoustique est absorbée à travers l'association et la dissociation des ions de sels dissous dans le fluide.

Dans ce type de relaxation, l'absorption dépend de la température des fréquences de relaxation associées à chaque constituant, elle dépend aussi de la concentration des sels et du pH de la solution [30]. Le coefficient d'absorption s'écrit:

$$\alpha_c = f^2 \sum_i \frac{A_i}{1 + (f/f_i)^2} \quad (5.5)$$

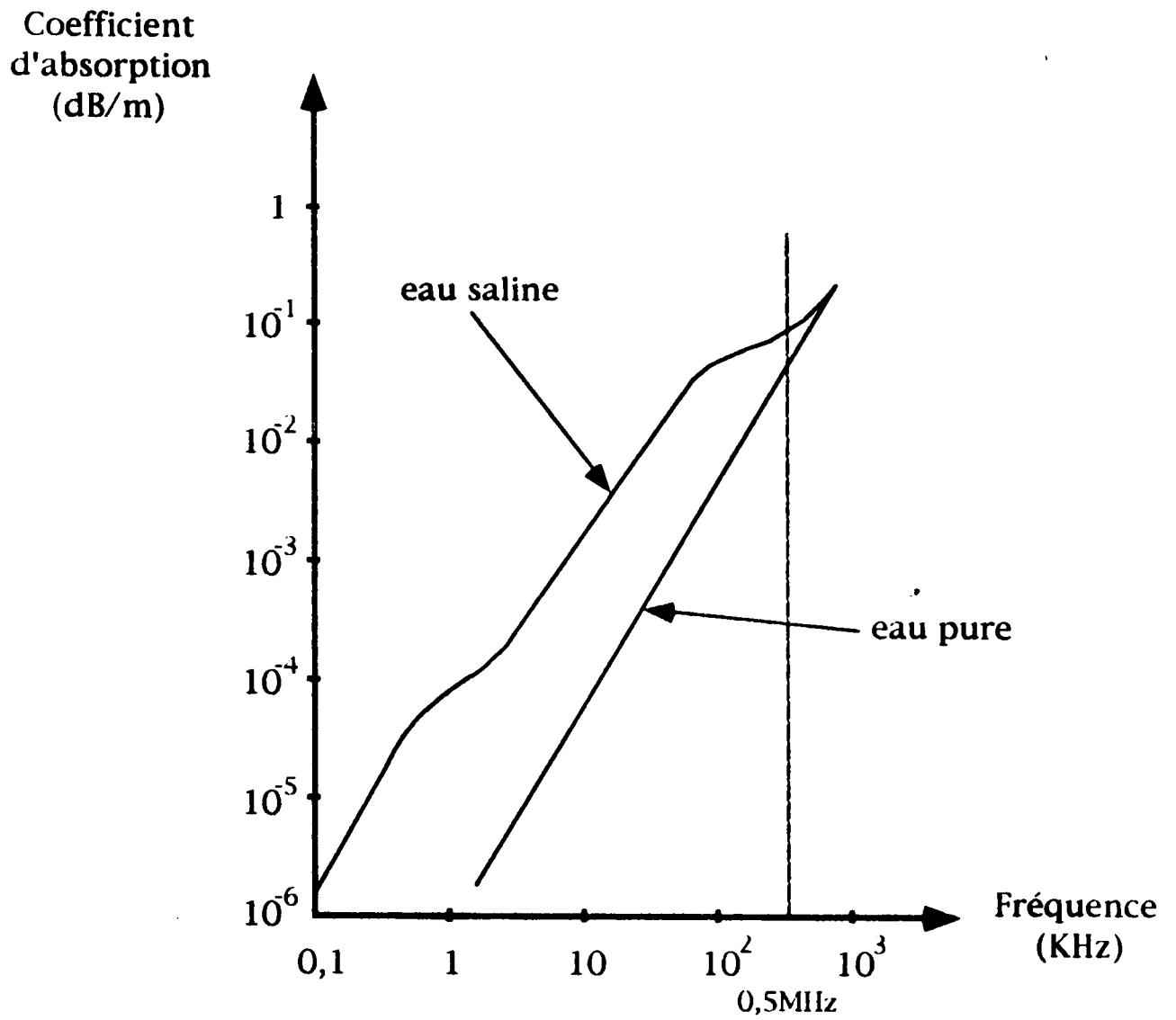


Fig (5.1): absorption acoustique dans l'eau pure et l'eau saline (35% de salinité) à 5°C et 1 at. [30]

exemple: graisse-foie ou muscle-graisse.

Ce type de dispersion peut être expliqué par les termes familiers du champ d'optique: réflexion et réfraction. La proportion d'énergie perdue par cette dispersion spéculaire dépend de la différence des valeurs de l'impédance acoustique (tableau 5.1) des milieux formant l'interface. Dans le cas simplifié d'une incidence normale (fig. 5.2) dans laquelle une onde incidente d'amplitude de pression P_i rencontre perpendiculairement une interface séparant deux milieux d'impédance caractéristiques Z_1 et Z_2 . A l'interface, une partie de l'énergie est transmise. Ce qui reste est réfléchi dans la direction inverse de l'onde incidente.

Le coefficient de réflexion, dans le cas général, est défini par [33]:

$$r = \frac{P_r}{P_i} = \frac{Z - 1}{Z + 1} \quad (5.7)$$

Avec :

$$Z = \frac{Z_2 \cos \theta_i}{Z_1 \cos \theta_t} = \frac{\rho_2 C_2 \cos \theta_i}{\rho_1 C_1 \cos \theta_t} \quad (5.8)$$

Où

P_i : amplitude de pression de l'onde incidente.

P_r : amplitude de pression de l'onde réfléchie.

θ_i : angle d'incidence.

θ_t : angle de transmission.

C_i : vitesse de l'onde dans le milieu i .

ρ_i : masse volumique du milieu i .

Dans le cas particulier d'une incidence normale, $\theta_i = \theta_t = 0$ et:

$$r = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (5.9)$$

Cette équation peut être utilisée pour estimer r pour certaines interfaces cliniquement importantes (tableau 5.2).

Les deux dernières interfaces du tableau 5.2 sont particulièrement intéressantes non seulement à cause de la forte valeur de la composante

MATERIAU	Impedance acoustique (RAYLES) [kg.m ² .s ⁻¹].10 ⁵
Air	0,0043
Poumon	2,6
Graisse	13,8
Eau	15,4
Cerveau	15,8
Sang	16,1
Rein	16,2
Foie	16,5
Muscle	17,0
Lithiase (Ca)	19,3
Os	78,0
Bronze	380,0
Acier inoxydable	454,0

Tableau (5.1): Valeur de l'impedance caracteristique de divers materiaux. [10]

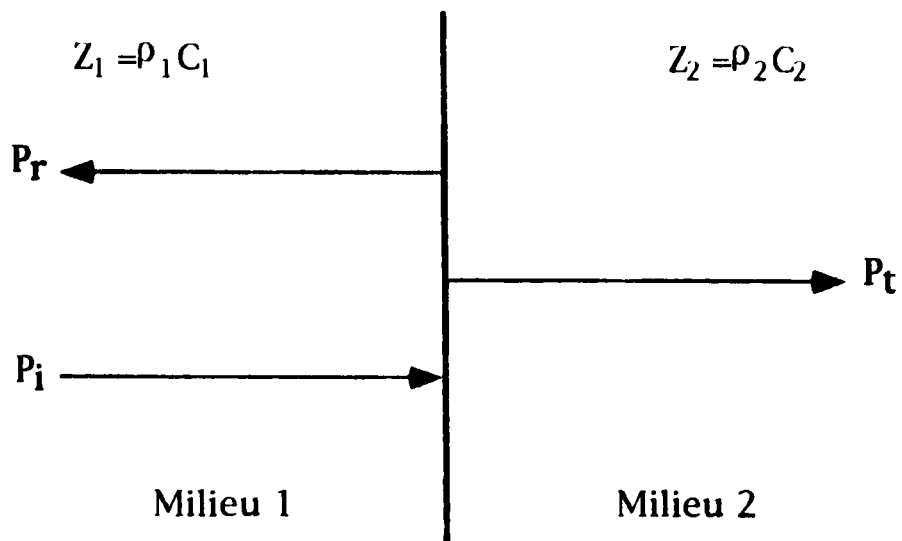


Fig (5.2): Incidence normale d'une onde acoustique sur l'interface séparant deux milieux.

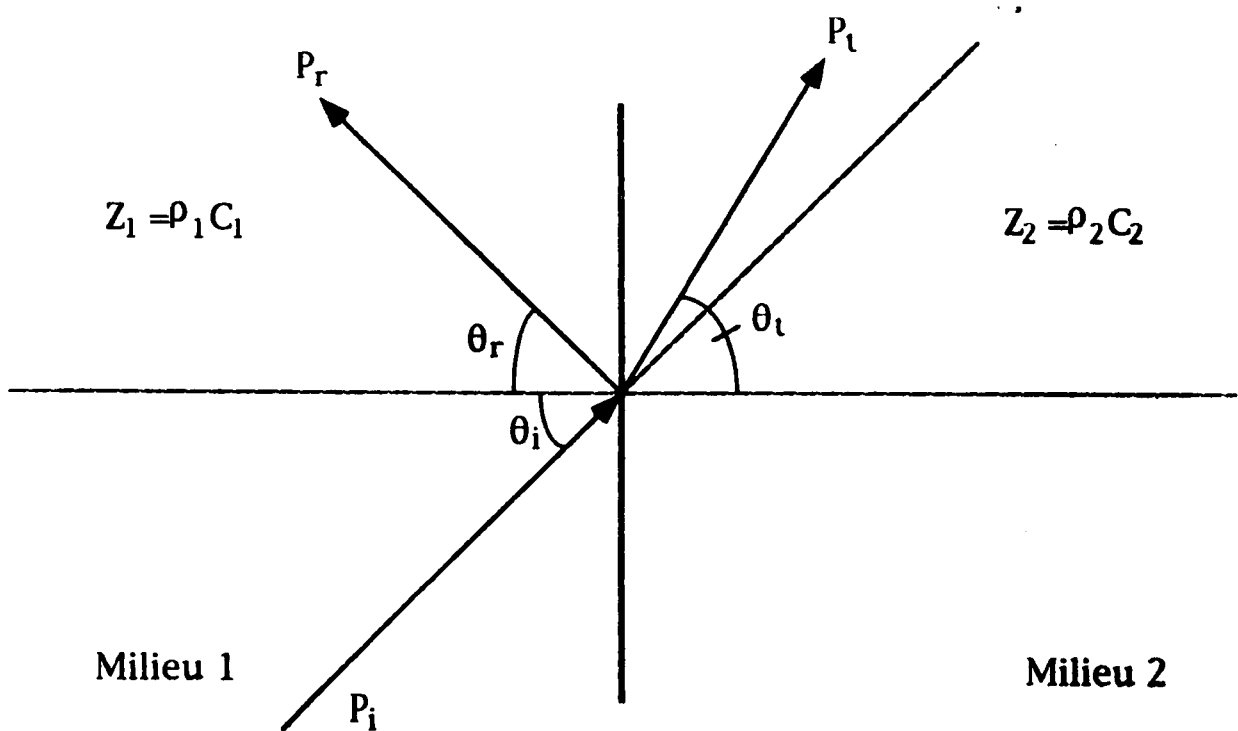
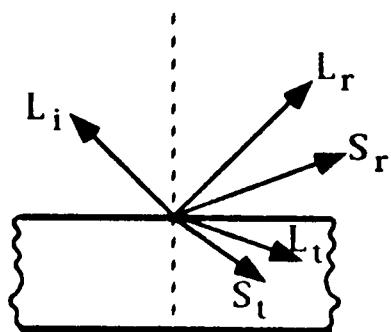


Fig (5.3): Incidence oblique d'une onde acoustique cas où $C_1 < C_2$

Interfaces	Coefficient de réflexion r [%]
Muscle _ Os	64
Lithiase _ bile	11
Foie _ Poumon	-73
Foie _ Air *	-99,5

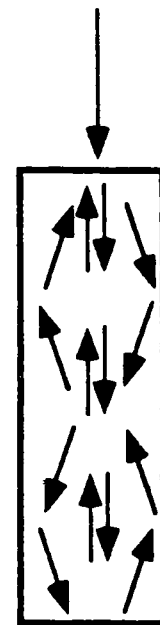
* Air contenu dans certains organes: duodenum; intestins...

Tableau (5.2): Valeurs du coefficient de réflexion pour certaines interfaces du corps humain. (calculées à partir du tableau (5.1) sous l'hypothèse d'une incidence normale).



(a)

L= onde longitudinale
S= onde de cisaillement



(b)

Fig (5.4): Mode de conversion: (a) réflexion simple (b) réflexion multiple.

réfléchi, mais aussi à cause du signe moins (-) indiquant une inversion de phase (180°). Cela survient lorsque $Z_1 > Z_2$. Dans ce cas les sections de pressions positives deviennent des sections de pressions négatives entraînant de sévères dommages aux tissus par l'explosion cellulaire causée par les valeurs extrêmes des pressions négatives: ces dernières peuvent aussi entraîner l'apparition du phénomène de la cavitation qui à son tour détruit les tissus.

Un cas cliniquement plus général est celui de l'incidence oblique (fig. 5.3) où la vitesse de l'onde dans le milieu (1) est inférieure à celle de l'onde dans le milieu (2): $C_1 < C_2$. L'analogie avec la deuxième loi de Descartes nous permet d'écrire:

$$\frac{\sin \theta_i}{C_1} = \frac{\sin \theta_t}{C_2} \quad (5.10)$$

Comme $C_1 < C_2$ alors $\theta_t > \theta_i$

C'est à dire que pour un certain angle d'incidence $\theta_i > \theta_c$ (où θ_c , appelé angle critique est l'angle d'incidence pour lequel $\theta_t = \pi/2$ ainsi $\sin \theta_c = C_1/C_2$), nous serons en présence du phénomène de réflexion totale où aucune énergie n'est transmise au second milieu. Un tel cas se rencontre souvent à l'interface par exemple bile-calcul où $C_1 < C_2$. Pour éviter cette situation, on fait passer l'axe acoustique du lithotriporteur par le centre du calcul ciblé.

Signalons enfin un autre phénomène; celui de la transformation de l'onde (appelé mode de conversion). Dans une telle conversion, une partie de l'onde longitudinale est transformée en onde de cisaillement au cours d'une réflexion ou réfraction pour certaines valeurs de l'angle θ_i (fig. 5.4). Le phénomène tend à être multiplicatif. Pour certaines réflexions ou réfractions plusieurs types d'ondes sont ainsi créés [34]. Le rôle des ondes de cisaillement dans la fragmentation des calculs sera explicité au chapitre 6.

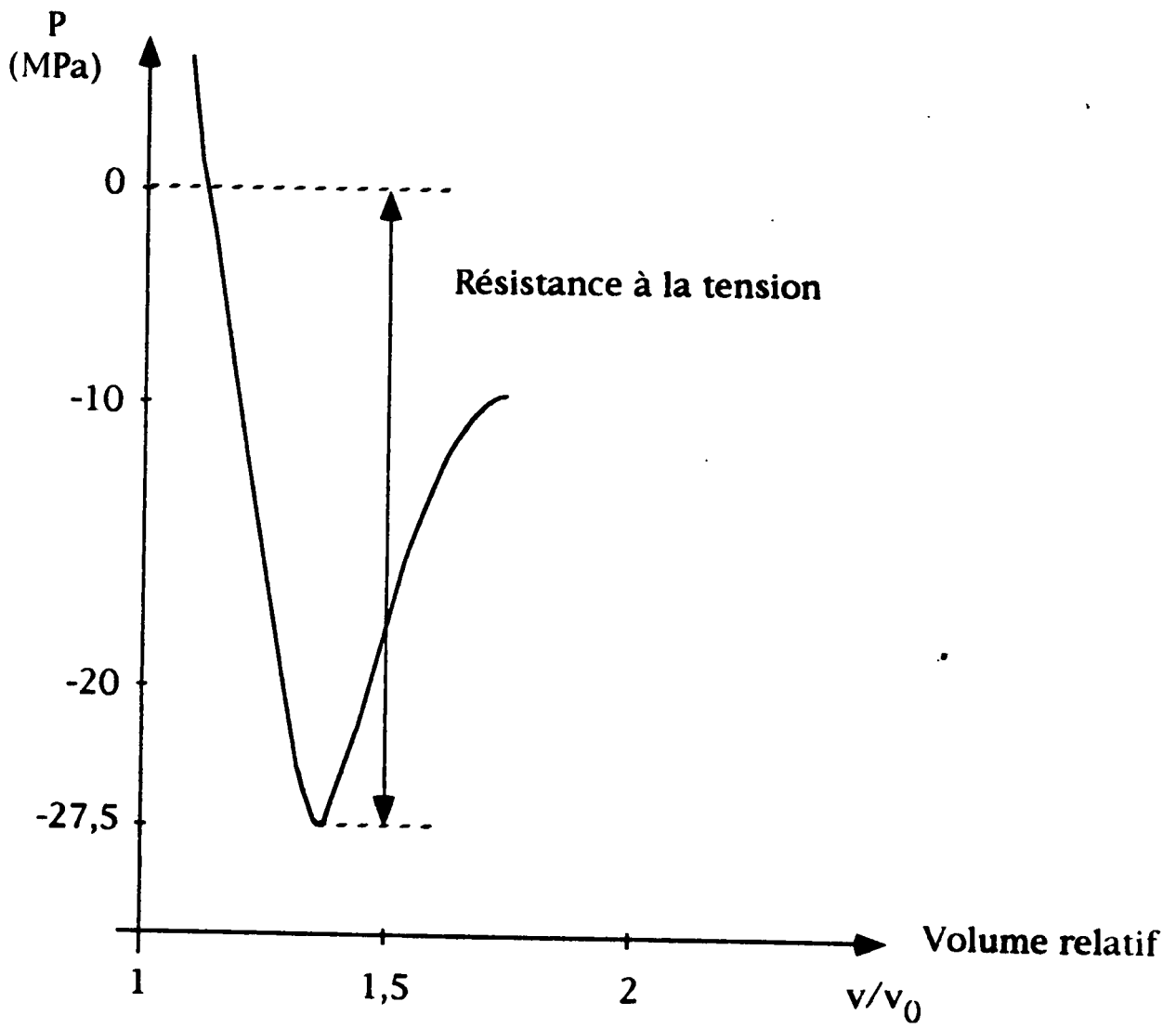


Fig (5.5): Resistance à la tension de l'eau [36]

La cavitation acoustique est un mécanisme effectif de concentration d'énergie. Elle transforme la densité d'énergie relativement basse d'un champ acoustique en une haute densité d'énergie caractéristique du voisinage et de l'intérieur d'une bulle qui implose. Concentrant l'énergie dans de très petits volumes, la cavitation acoustique est capable de produire les effets physiques cités plus haut ou même des effets aussi spectaculaires que la perforation d'une mince feuille d'aluminium [38]. L'énergie totale associée à la compression d'une bulle est petite, mais la convergence sphérique d'une compression de bulles peut être un agent de génération d'énormes densités d'énergie.

Blake a distingué trois classes de phénomènes distincts [36]:

- aux basses pressions: c'est le phénomène d'effervescence (à distinguer de la cavitation) où des bulles relativement larges sont produites. Ces bulles ne génèrent aucun son.

- à des pressions plus hautes, le flux de bulles stables à longues vie apparaît. Il est accompagné d'un sifflement ou sorte de friture. C'est un flux plus ou moins continu de très petites bulles. Il existe un seuil de pression pour la formation de ces bulles. Ces bulles stables sont appelées "cavitation gazeuse" (car les bulles sont formées de gaz dissous dans le liquide) ou "pseudo-cavitation".

- à des pressions encore plus hautes; et à partir d'un seuil de pression, on constate le début de la formation et de l'implosion violente de bulles de très courtes durées de vie. Ce phénomène est appelé "cavitation de vapeur" (car les bulles sont formées de la vapeur du liquide lui même) ou "cavitation vraie".

Les seuils à partir desquels se déclenche la cavitation ont fait l'objet de considérables recherches [36]-[37]-[39]-[40]. Il a été montré que ces seuils dépendent de la pression, la fréquence de l'onde acoustique, de la longueur de l'impulsion, des pics de pression positif et négatif, de la viscosité du liquide et de la concentration des gaz dissous dans le même liquide.

Dans le but d'obtenir une représentation réaliste, il est nécessaire de définir des modèles pour différentes classes extrêmes de fonctionnement. Ainsi, les bulles qui pulsent ou oscillent autour d'un rayon d'équilibre sont représentées par le modèle "cavités stables". L'action de la cavitation stable est très modérée.

Par contre, les bulles qui se dilatent pendant le cycle de pression négative et se compriment violemment pendant le cycle de pression

positive sont représentées par le modèle "cavités transitoires". L'action de la cavitation transitoire est violente et les effets physiques cités plus haut sont générés par ce dernier type de cavitation. Lors du phénomène de la cavitation transitoire, l'intérieur de la bulle est porté à de très hautes températures pouvant atteindre la valeur de 10^5 °K (cavitation de l'eau) (Fig. 5.6) et des pressions de plus de 10^{10} Pa sont générées [41]. Tandis qu'à l'interface, des ondes de choc se forment et se répandent dans le liquide. Des espèces chimiques actives tels que les radicaux libres (l'hydroxyle) migrent à travers la paroi de la bulle vers le liquide et amorcent certaines réactions chimiques telle la polymérisation.

Les bulles stables ne restent pas telles quelles. Un mécanisme connu sous le nom de diffusion rectifiée est supposé transformer les bulles stables en des bulles instables caractérisant la condition de cavitation transitoire [35]-[42]. La diffusion rectifiée est un processus qui complique la croissance lente de la bulle stable, c'est un flux de gaz dissous qui passe dans la bulle par diffusion à travers l'interface cavité-liquide. Il y'a une raison essentielle à la croissance de la bulle. La diffusion, en fait est proportionnelle à la surface qui lui est offerte. Durant le demi-cycle de la pression négative de l'onde de choc, la concentration de gaz dans une bulle est plus basse que celle dans le liquide entourant la bulle. La surface de l'interface est alors plus grande que la surface à l'équilibre. Ces conditions sont alors convenables pour une diffusion de gaz du liquide vers la cavité. Durant le demi-cycle de pression positive de l'onde de choc, la cavité est compressée à un diamètre très inférieur à celui de l'équilibre donc la surface de l'interface devient petite limitant ainsi la diffusion de gaz vers le liquide. Donc l'effet net sur un cycle est une augmentation dans la concentration de gaz à l'intérieur de la cavité (Fig. 5.7).

Le rôle de la diffusion rectifiée est le changement de la population de bulles au cours du temps, l'instabilité de la forme sphérique laquelle cause le fractionnement de la bulle en plusieurs petites bulles qui oscillent avec des amplitudes encore plus grandes, les forces d'interaction bulle-bulle et les dynamiques radiales qui déterminent l'apparition des événements transitoires dans ce fonctionnement chaotique [43].

5.3.2- Les modèles d'étude des bulles transitoires

Actuellement, il existe plusieurs modèles d'étude de bulles. Citons:

- le modèle de Rayleigh.
- Le modèle de Herring.

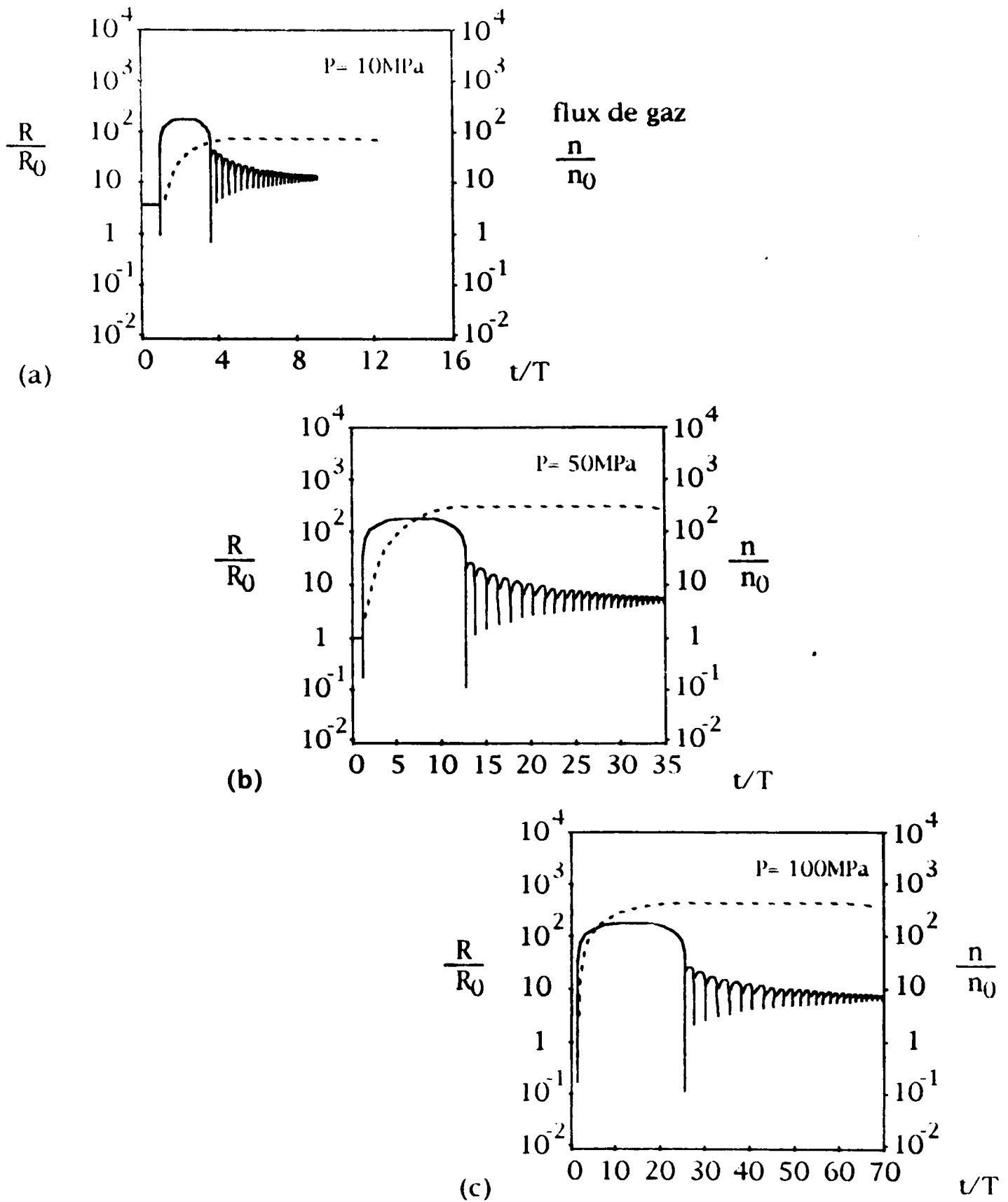


Fig (5.7): Réponse d'une bulle de rayon initial $3\ \mu\text{m}$ à une ESWL d'amplitude de pression (a) 10MPa, (b) 50MPa, (c) 100MPa. La courbe en pointillés donne le flux de gaz (en valeurs normalisées) à l'intérieur de la bulle dû au phénomène de la diffusion réctifiée. [41]

- Le modèle de Guilmore.
- Le modèle de Keller et Kolodner.
- Le modèle de Flynn.
- Le modèle de Tomita et Shima.

Tous ces modèles diffèrent les uns des autres par la complexité et le domaine des amplitudes pour lequel ils peuvent être utilisés. Pour des amplitudes de pression faibles, tous ces modèles donnent les mêmes résultats. Dans la région des oscillations violentes, seulement les plus complexes donnent des résultats satisfaisants.

Les modèles d'étude de bulles mentionnés ci-dessus, sont formés d'un système d'équations qui nous permettent de déterminer le mouvement de la paroi de la bulle, les champs de pression et de température dans le liquide et dans le gaz. D'un point de vue mathématique, la solution de ces équations se fait par les méthodes numériques courantes. Dans ce qui va suivre, nous allons présenter brièvement les expressions mathématiques des modèles les plus utilisés à savoir le modèle de Rayleigh, de Herring et de Guilmore. Les autres modèles sont pratiquement identiques à celui de Herring [44].

5.3.2.1- Le modèle de Rayleigh

Dans ce modèle, le liquide est supposé incompressible d'où une vitesse de son infinie. En effet, si χ représente le facteur de compressibilité isotherme du liquide, on montre que la vitesse du son est inversement proportionnelle à χ [45]. Comme le liquide est incompressible (dans ce modèle), alors $\chi = 0$ et donc une vitesse de son infinie.

L'équation de mouvement pour la paroi de la bulle est:

$$\frac{d^2R}{dt^2} \cdot R + \frac{3}{2} \cdot \left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{1}{\rho_\infty} (p - p_\infty) \quad (5.11)$$

Où:

R : rayon de la bulle.

ρ_∞ : densité du liquide à l'infini (très loin de la bulle).

P : pression dans le liquide à la paroi de la bulle.

P_∞ : pression dans le liquide très loin de la bulle.

En raison de la supposition de l'incompressibilité du liquide, ce

modèle donne satisfaction seulement pour les oscillations de faibles amplitudes.

5.3.2.2- Le modèle de Herring

Ce modèle est basé sur ce qui est convenu d'appeler l'approximation acoustique, laquelle suppose une vitesse du son constante et finie dans le liquide c'est à dire $C = C_{\infty} = \text{constante}$. L'équation du mouvement de la paroi de la bulle devient:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 R}{dt^2} \cdot R \left(1 - \frac{2}{C_{\infty}} \cdot \frac{dR}{dt} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(1 - \frac{4}{3C_{\infty}} \cdot \frac{dR}{dt} \right) \\ & = \frac{1}{\rho_{\infty}} \left[p - p_{\infty} + \frac{R}{C_{\infty}} \cdot \frac{dp}{dt} \left(1 - \frac{1}{C_{\infty}} \cdot \frac{dR}{dt} \right) \right] \end{aligned} \quad (5.12)$$

Si on fait $C_{\infty} \rightarrow \infty$ alors (5.12) \rightarrow (5.11).

Ce modèle convient à l'étude des faibles oscillations de même que les moyennes amplitudes.

Il existe une autre version de ce modèle appelée modèle de Herring modifié où le terme $\left(1 - \frac{1}{C_{\infty}} \frac{dR}{dt} \right)$ est négligé. L'équation (5.12) devient:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} \cdot R + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\rho_{\infty}} \left(p - p_{\infty} + \frac{R}{C_{\infty}} \cdot \frac{dp}{dt} \right) \quad (5.13)$$

Ce modèle convient aussi au même type d'oscillations que celles étudiées par le modèle de Herring originale.

5.3.2.3- Le modèle de Guilmore

Dans ce modèle, la vitesse du son dans le liquide, C varie avec la pression, p . La relation est:

$$C = C_{\infty} \left(\frac{P + B}{P_{\infty} + B} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \quad (5.14)$$

Où B et n sont des constantes données par l'équation d'état de Tait pour un liquide.

L'équation de mouvement de la paroi d'une bulle dans le modèle de Guilmore s'écrit alors:

modèle donne satisfaction seulement pour les oscillations de faibles amplitudes.

5.3.2.2- Le modèle de Herring

Ce modèle est basé sur ce qui est convenu d'appeler l'approximation acoustique, laquelle suppose une vitesse du son constante et finie dans le liquide c'est à dire $C = C_{\infty} = \text{constante}$. L'équation du mouvement de la paroi de la bulle devient:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 R}{dt^2} \cdot R \left(1 - \frac{2}{C_{\infty}} \cdot \frac{dR}{dt} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \left(1 - \frac{4}{3C_{\infty}} \cdot \frac{dR}{dt} \right) \\ & = \frac{1}{\rho_{\infty}} \left[p - p_{\infty} + \frac{R}{C_{\infty}} \cdot \frac{dp}{dt} \left(1 - \frac{1}{C_{\infty}} \cdot \frac{dR}{dt} \right) \right] \end{aligned} \quad (5.12)$$

Si on fait $C_{\infty} \rightarrow \infty$ alors (5.12) \rightarrow (5.11).

Ce modèle convient à l'étude des faibles oscillations de même que les moyennes amplitudes.

Il existe une autre version de ce modèle appelée modèle de Herring modifié où le terme $\left(1 - \frac{1}{C_{\infty}} \frac{dR}{dt} \right)$ est négligé. L'équation (5.12) devient:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} \cdot R + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\rho_{\infty}} \left(p - p_{\infty} + \frac{R}{C_{\infty}} \cdot \frac{dp}{dt} \right) \quad (5.13)$$

Ce modèle convient aussi au même type d'oscillations que celles étudiées par le modèle de Herring originale.

5.3.2.3- Le modèle de Guilmore

Dans ce modèle, la vitesse du son dans le liquide, C varie avec la pression, p . La relation est:

$$C = C_{\infty} \left(\frac{P + B}{P_{\infty} + B} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \quad (5.14)$$

Où B et n sont des constantes données par l'équation d'état de Tait pour un liquide.

L'équation de mouvement de la paroi d'une bulle dans le modèle de Guilmore s'écrit alors:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2R}{dt^2} \cdot R \left(1 - \frac{1}{C} \frac{dR}{dt} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{3C} \cdot \frac{dR}{dt} \right) \\ & = H \left(1 + \frac{1}{C} \frac{dR}{dt} \right) + \frac{R}{C} \frac{dH}{dt} \left(1 - \frac{1}{C} \cdot \frac{dR}{dt} \right) \end{aligned} \quad (5.15)$$

Où: H représente la différence d'enthalpie entre le liquide à la pression P et à la pression P_∞ sous des conditions isentropiques.

$$H = \frac{1}{\rho_\infty} \cdot \frac{n}{n-1} (p_\infty + B) \left[\left(\frac{p+B}{p_\infty+B} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (5.16)$$

Le modèle de Guilmore convient même à l'étude des bulles dont les amplitudes d'oscillations sont très fortes.

L'amplitude non linéaire des oscillations d'une bulle notée A est définie par:

$$A = \frac{R_M}{R_0} \quad (5.17)$$

Où:

R_M : valeur maximale du rayon de la bulle.

R_0 : rayon de la bulle à l'équilibre.

La comparaison entre ces trois modèles faites par Vokurka [44], montre que le modèle de Rayleigh donne satisfaction aux amplitudes A inférieures ou égales à 2 et que les deux modèles de Herring restent satisfaisants jusqu'à $A = 4,5$. Au delà de cette dernière valeur, le modèle de Guilmore reste irremplaçable (Fig. 5.8).

En résumé: la cavitation est d'importance clinique pour au moins deux raisons:

- elle a été rattachée aux changements acoustiques qui surviennent dans les liquides [39], incluant une diminution de la vitesse du son due à l'augmentation de la compressibilité du liquide d'où une atténuation due aux petites particules dispersives (dispersion de Rayleigh) et aux particules intermédiaires dispersives. Cette diminution de la vitesse du son pourrait agir comme un agent défocalisant du faisceau de lithotriptie et ainsi changer le point focal. Ceci entraîne une diminution de la puissance atteignant la lithiase et aussi une gêne pour la visualisation du calcul durant la procédure de lithotriptie d'où un ciblage plus difficile.

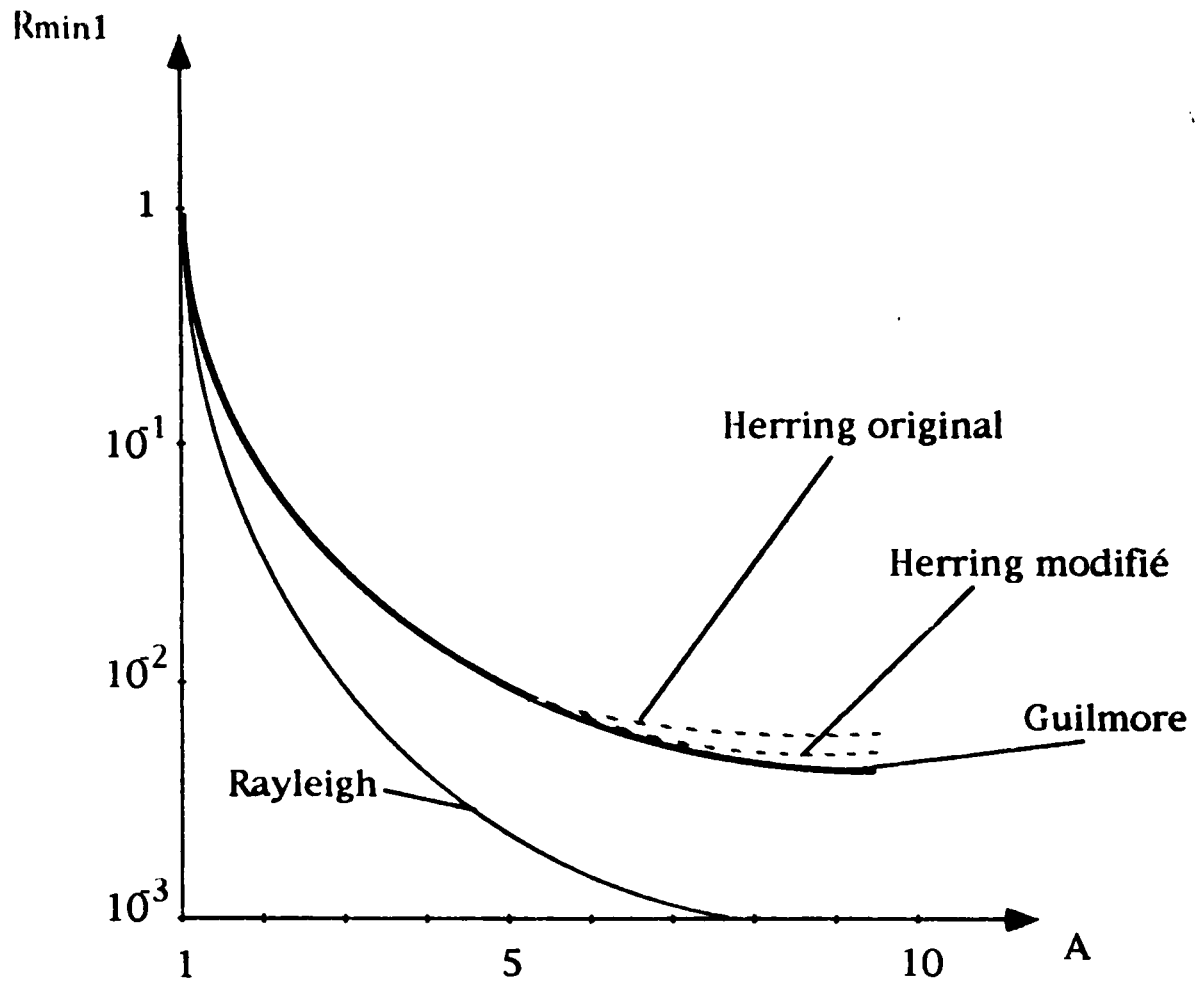


Fig (5.8): variations du premier minimum de la paroi d'une bulle en fonction de A. selon les 4 modèles. (le modèle de Guilmore est pris comme référence). [44]

- Elle a aussi été rattachée au phénomène de destruction des calculs à cause des ondes de choc causées par l'implosion des bulles, des hautes températures et pressions, de la production de radicaux libres hautement réactifs, de micro-jets de liquide à haute vitesse et de tourbillons [36]-[43].

CHAPITRE 6

Mécanismes de fragmentation des calculs et effets biologiques des ondes de choc

6.1- Mécanismes de fragmentation des calculs

6.1.1 - Composition et propriétés des calculs

Plusieurs études ont montré que la fragilité des calculs durant une procédure de lithotripte dépendait entre autres facteurs de la composition chimique, de la structure cristalline, de la taille et de la distribution des défauts (fissures; fentes; etc...), de la microdureté, de l'élasticité, du volume du calcul et de sa forme. Il a été aussi montré à partir d'observations, in-vitro et in-vivo, que le nombre de calculs et les propriétés du fluide entourant ces mêmes calculs, influencent la fragmentation [46].

Dans les matériaux friables, la microdureté (qui est le paramètre le plus utilisé lors d'études portant sur la fragmentation) est étroitement liée à la résistance des lithiases. On peut, facilement la mesurer, en soumettant le calcul (dont la surface a été polie et aplatie au préalable) à une force de valeur connue. On augmente cette dernière, jusqu'à la fragmentation de la lithiase. Le rapport de la valeur de la force à l'aire de la surface du calcul, nous donne la microdureté de la lithiase, exprimée en MPa.

CHAPITRE 6

Mécanismes de fragmentation des calculs et effets biologiques des ondes de choc

6.1- Mécanismes de fragmentation des calculs

6.1.1 - Composition et propriétés des calculs

Plusieurs études ont montré que la fragilité des calculs durant une procédure de lithotriptie dépendait entre autres facteurs de la composition chimique, de la structure cristalline, de la taille et de la distribution des défauts (fissures; fentes; etc...), de la microdureté, de l'élasticité, du volume du calcul et de sa forme. Il a été aussi montré à partir d'observations, in-vitro et in-vivo, que le nombre de calculs et les propriétés du fluide entourant ces mêmes calculs, influencent la fragmentation [46].

Dans les matériaux friables, la microdureté (qui est le paramètre le plus utilisé lors d'études portant sur la fragmentation) est étroitement liée à la résistance des lithiases. On peut, facilement la mesurer, en soumettant le calcul (dont la surface a été polie et aplatie au préalable) à une force de valeur connue. On augmente cette dernière, jusqu'à la fragmentation de la lithiase. Le rapport de la valeur de la force à l'aire de la surface du calcul, nous donne la microdureté de la lithiase, exprimée en MPa.

Organes	Lithiases	Micro-dureté (MPa)	
		Mouillées	Seches
Rein	Whewellite	650 (±150)	833 (±178)
	acide urique	300 (±100)	480 (±100)
	phospho-ammoniaco magnésiennes	190 (±90)	300 (±60)
Vésicule biliaire	carbonate de Ca (mélangé avec pigment biliaire 14 %)	1709	1730
	mélange de pigments biliares	28 ÷ 44	50 - 166
	Cholesterol	11 - 32	19 - 63

Tableau (6.1): Les valeurs moyennes de la micro-dureté de certaines lithiases rénales et biliaires. Les valeurs entre parenthèses indiquent l'écart-type (erreur standard) [46]

Le tableau (6.1), nous donne la valeur de ce paramètre pour différents types de lithiases. Aussi bien, pour des lithiases sèches que mouillées, c'est à dire, se trouvant dans une urine synthétique (pH = 6) ou dans la bile. On remarque à partir de ces résultats, que la microdureté des calculs mouillés est au moins 10 % plus faible que celle des calculs secs. De même, il a été montré [46], que ce paramètre pour les lithiases rénales, dépendait de manière critique du pH du fluide dans lequel baigne le calcul. Ainsi, par exemple, un calcul d'oxalate de calcium monohydraté (whewellite) est significativement plus mou dans une urine alcaline que dans une urine normale (qui est légèrement acide).

Ainsi donc, toutes les observations montrent que la fragmentation est influencée par la nature du calcul et les propriétés chimiques du fluide entourant ces mêmes calculs.

Le taux de retraitement par lithotriptie, correspondant à l'échec de la fragmentation du calcul en morceaux suffisamment petits pour être évacués à l'extérieur du corps, dépend du degré d'hydratation. Ce taux est plus élevé avec un calcul d'oxalate de calcium monohydraté qu'avec un calcul de même composition mais dihydraté.

Un autre fait expérimental, qu'il est important de signaler est cette autre mesure quantitative de la fragilité in-vitro des calculs lors d'une procédure de lithotriptie. Celle-ci est donnée par le rapport du poids à sec des fragments de lithiase (inférieurs à 2 mm) à leur poids sec total, c'est à dire, une lithiase initiale de 1,1 à 3 cm, exposée, dans une suspension saline, à un nombre donné d'ondes de choc (200) [46]. Ce paramètre a été trouvé égal à:

- 100 % dans le cas de calculs d'oxalate de calcium dihydraté et d'acide urique.

- 64 % pour les calculs durs d'oxalate de calcium monohydraté.

- moins de 57 % pour les calculs phospho-ammoniaco-magnésiens et les calculs de phosphate de calcium.

- 16 % pour les calculs de cystine.

Ces différences dans la fragilité semblent en contradiction avec le tableau (6.1). En fait, une explication partielle peut être donnée par la structure cristalline: dans les calculs dont les cristaux sont arrangés en couche (comme l'oxalate de calcium monohydraté ou les calculs d'acide urique), des zones concentriques de laminage (déformation) séparent ces couches et augmentent ainsi la fragilité de ces lithiases. Par contre, dans

les calculs comme les phospho-ammoniaco-magnésiens, la structure cristalline n'est pas arrangée en couche mais est une agglomération de struvite (mélange de phosphate, d'ammoniac et de magnésium) et de phosphate de calcium; et les dislocations majeures surviennent le long des interfaces cristallines qui sont désordonnées, d'où une fragilité moindre. Les calculs de cystine, à leur tour, ont une structure plus uniforme sans zone de laminage, d'où une résistance plus effective à la fragmentation E.S.W.L.

Les calculs biliaires varient moins en composition chimique que les calculs rénaux. Et bien qu'ils soient plus mous (voir microdureté, tableau (6.1)), les lithiases biliaires sont typiquement plus difficile à fragmenter que les lithiases rénales pour la même exposition E.S.W.L. Les calculs biliaires sont composés essentiellement d'un noyau constitué d'un pigment (bilirubinate de calcium ou polymère de calcium) entouré de cholestérol et de sels de calcium inorganique dans des proportions différentes d'une lithiase à une autre. Les plus dures de ces types de calcium sont ceux entourés d'une coquille de carbonate de calcium (voir tableau (6.1)).

Notons enfin, que les résultats in-vitro obtenus sur les lithiases diffèrent grandement des résultats obtenus in-vivo, car il est très difficile de reproduire le même contexte de la mesure, in-vivo, de la fragilité. C'est ainsi, comme conséquence, qu'il faudrait cinq fois plus d'onde de choc in-vivo pour produire la même fragmentation équivalente d'une lithiase biliaire in-vitro [46].

6.1.2 - Les mécanismes de la fragmentation des calculs

Pour collecter plus d'informations sur la manière dont les calculs se fragmente, plusieurs chercheurs ont essayé de simuler les lithiases par différents matériaux tels que: le sulfate de calcium, des morceaux de marbre, des petits blocs de charbon, des morceaux de briques de construction, des petites balles de plâtre, de petits cubes de craie, ou tout simplement des calculs synthétiques. Ces études ont permis de faire la différence entre ce qu'il est convenu d'appeler les effets directs résultant de la propagation de l'onde de choc dans le matériau lithiasique et les effets indirects lesquels sont dus au milieu entourant le calcul. Les effets directs, sont dus à la transmission de l'énergie de l'onde de choc

dans le calcul, qui se traduit par de très fortes contraintes internes entraînant la dislocation de la lithiase. Par contre, les effets indirects, sont attribués à la cavitation acoustique. La preuve que cette dernière peut être un important effet indirect, entraînant la fragmentation du calcul est apportée par Sass et Al. [47] qui exposèrent une lithiase biliaire humaine, suspendue dans l'eau, à une onde de choc de $P+ = 64$ MPa, délivrée par un lithotriporteur E.M. Toute l'expérience a été photographiée grâce à un film de très haute vitesse de déroulement (10000 trames par seconde). Certaines de ces photographies sont montrées à la figure (6.1) et représentent des images prises à 100 μ s d'intervalles. Elles montrent des bulles qui croissent et implosent autour du calcul entraînant l'apparition des débris à proximité de la lithiase. Dans cette expérience, l'activité des bulles (cavitation transitoire) commence immédiatement et le rayon maximal est atteint 100 μ s après le passage de l'onde de choc. Les bulles disparaissent 500 à 600 μ s après l'onde de choc.

De plus le microscope électronique et optique a révélé des cratères de 20 à 70 μ m de diamètre dus à la cavitation ainsi que des fissures.

Par conséquent, l'activité cavitationnelle est évidemment un facteur essentiel dans le mécanisme de la fragmentation des calculs.

La cavitation est très dépendante de la viscosité du fluide. Elle peut être gênée, voir même inhibée par la haute viscosité du fluide, comme montrée par Delius et Brendel (1988) [47], qui utilisèrent du glycérol. Ceci explique peut être, pourquoi, les lithiases rénales se fragmentent plus rapidement que les lithiases biliaires car les urines sont de loin moins visqueuses (favorisant plus la cavitation) que le fluide très visqueux du canal biliaire.

6.1.3 - Les principaux paramètres de l'onde de choc, causant la fragmentation

Dans le but, de savoir quels sont exactement les principaux paramètres qui influencent grandement la fragmentation du calcul, Folberth [48] a considéré séparément, quatre variables: $P+$ (pic de pression positive), t_r (temps de montée de l'onde de choc), E (énergie contenue dans l'impulsion) et I (intensité de l'impulsion) générées par un Lithostar. Les paramètres mesurés sur le calcul synthétique sont le volume et la profondeur du cratère créés par l'onde de choc. Les résultats de l'expérience

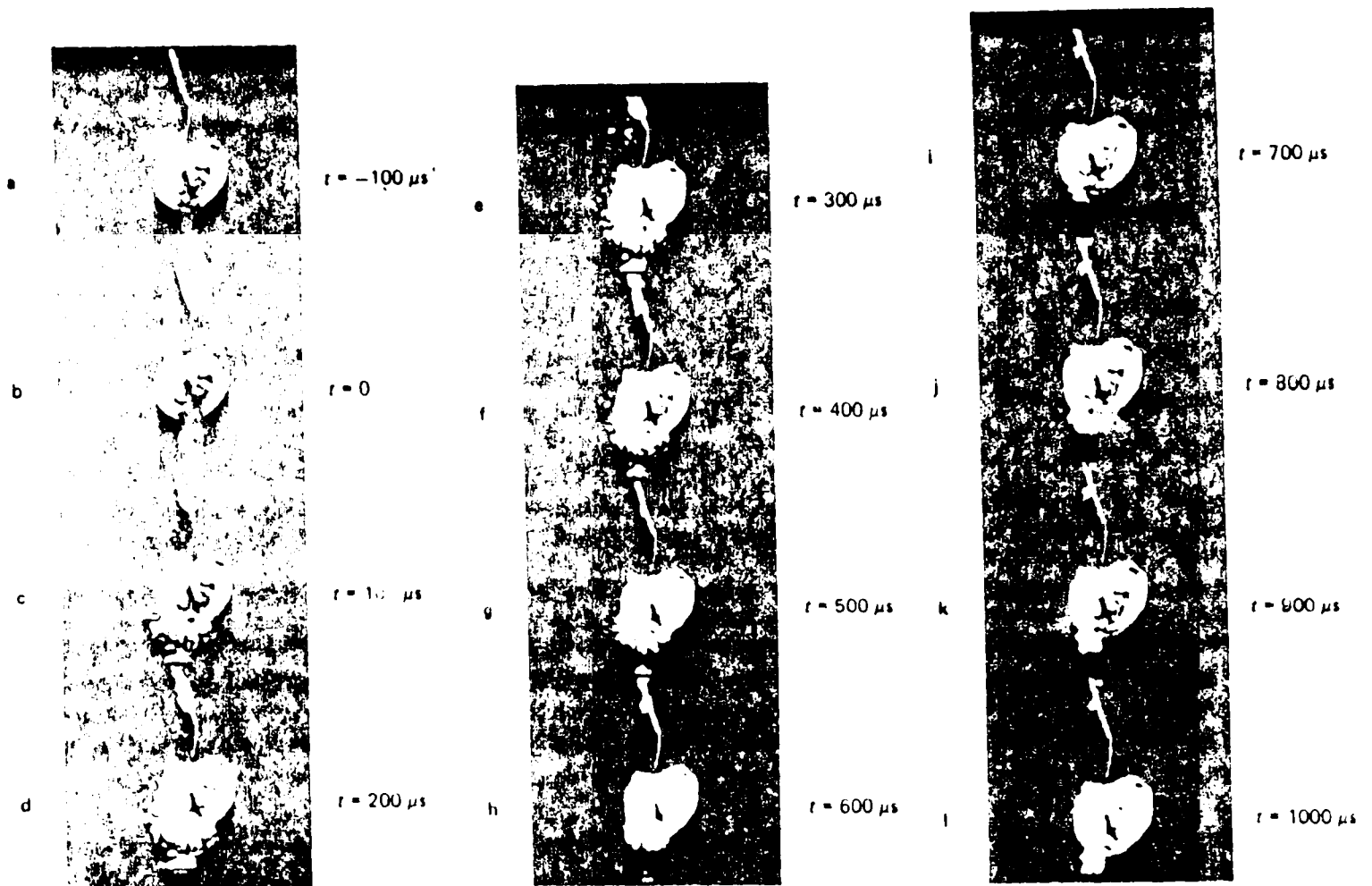


Fig. (6.1): Les effets de la cavitation sur une lithiase biliaire humaine exposée à $P^+ = 64 \text{ MPa}$. $t = 0$: arrivée de l'onde de choc.
 $t = 100 \mu\text{s}$: l'activité des bulles transitoires est maximale.
 La cavitation persiste jusqu'à $600 \mu\text{s}$. [47]

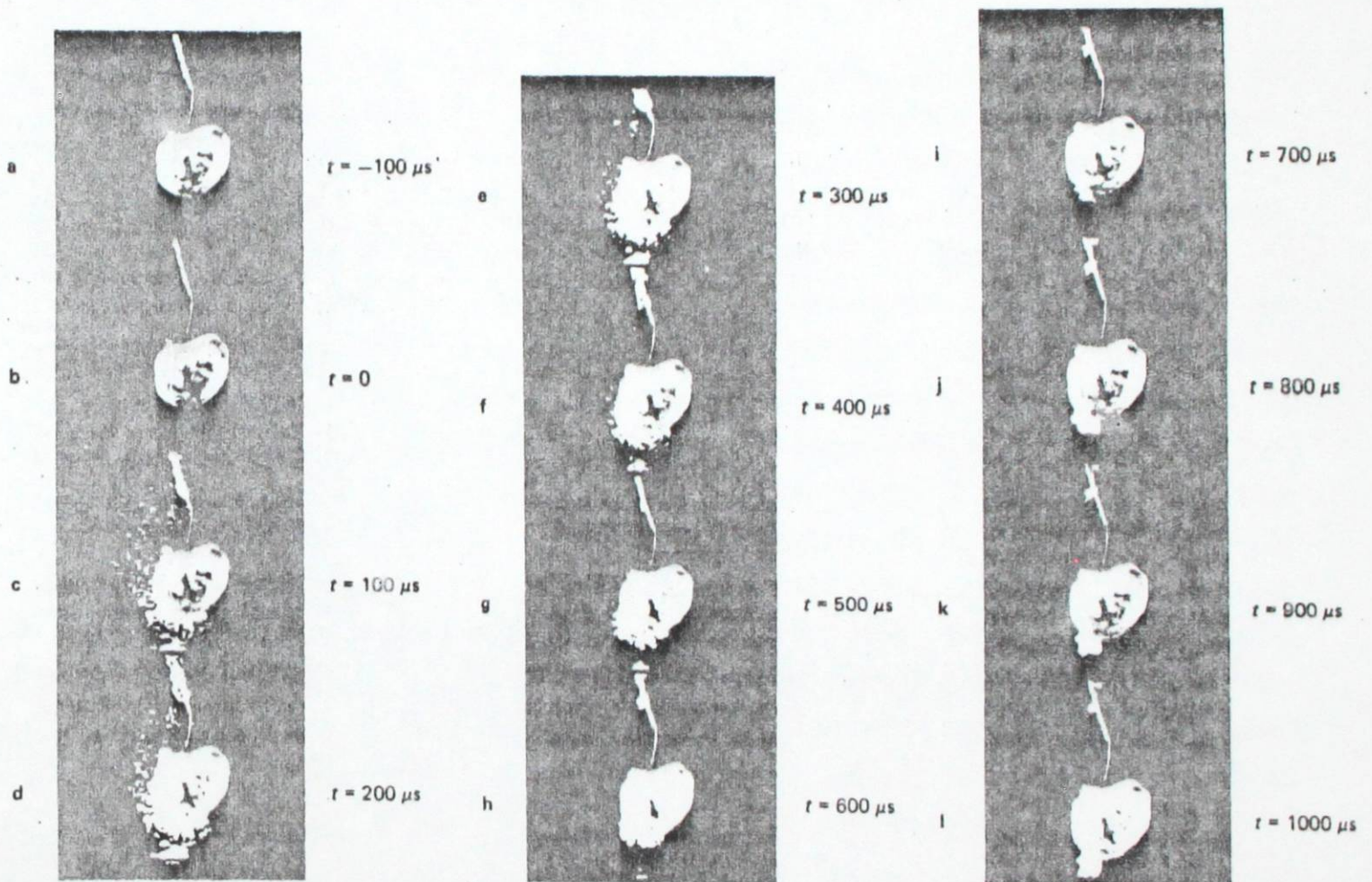


Fig. (6.1): Les effets de la cavitation sur une lithiase biliaire humaine exposée à $P^+ = 64 \text{ MPa}$. $t = 0$: arrivée de l'onde de choc.
 $t = 100 \mu s$: l'activité des bulles transitoires est maximale.
 La cavitation persiste jusqu'à $600 \mu s$. [47]

sont résumés sur les figures (6.2), (6.3) et (6.4). Sur la figure (6.2), le coefficient de corrélation mesuré entre les variables, volume du cratère - P_+ et volume du cratère - t_r est faible ($r= 0,54$) prouvant que P_+ ou t_r pris séparément sont des indicateurs inefficaces pour décrire l'efficacité de la fragmentation. Par contre, sur les figures (6.3) et (6.4), le coefficient de corrélation prend une très forte valeur ($r= 0,98$ dans le cas d'une relation volume du cratère - E et $r= 0,99$ dans le cas profondeur du cratère - I) prouvant une très forte liaison entre la fragmentation et les deux paramètres, énergie et intensité de l'impulsion.

6.2 - Les effets biologiques des ondes de choc

Cliniquement, à court terme, les effets produits par l'exposition à un champ sonore de lithotripteurs commerciaux utilisés pour le traitement de lithiases, sont dans la plupart des cas, une hématurie, dans 50 % des cas, on observe des coliques rénales et très peu d'hématomes périrénaux ou intraveineux, de pancréatite ou d'arythmie. Par la technique de l'imagerie médicale, on observe un léger changement morphologique du rein avec des oedèmes. L'analyse biochimique montre un changement dans la concentration des protéines et des enzymes dans l'urine et le sang, interprété comme un traumatisme transitoire du parenchyme rénal comparable à une contusion. Pour les effets à long terme aucune preuve n'a été apportée quant à une réduction de la fonction rénale ou une augmentation de l'hypertension. De plus, aucun rapport clinique ou épidémiologique n'a fait allusion à un quelconque effet carcinogène du à l'exposition aux ondes de choc. Le tissu pulmonaire est très sensible aux ondes de choc, il peut subir de graves lésions avec des hémorragies intra-alvéolaires, qui apparaissent même à des valeurs de pression relativement basses ($P_+ = 10$ MPa) expérience faite sur le chien.

Les ovaires ne sont pas sensibles aux ondes de choc. Celles-ci n'influencent pas la fertilité, ni la taille de la portée, ni le poids du fœtus (expérience faite sur les ovaires du rat à trois semaines de gestation), aucun effet tératogène n'a été constaté [46].

Les ondes de choc ont des effets destructeurs sur l'os. Le fémur par exemple se fracture complètement lorsqu'il est soumis à 10.000 ondes de choc de densité d'énergie $0,6$ mJ/mm² [49]. La croissance des mem-

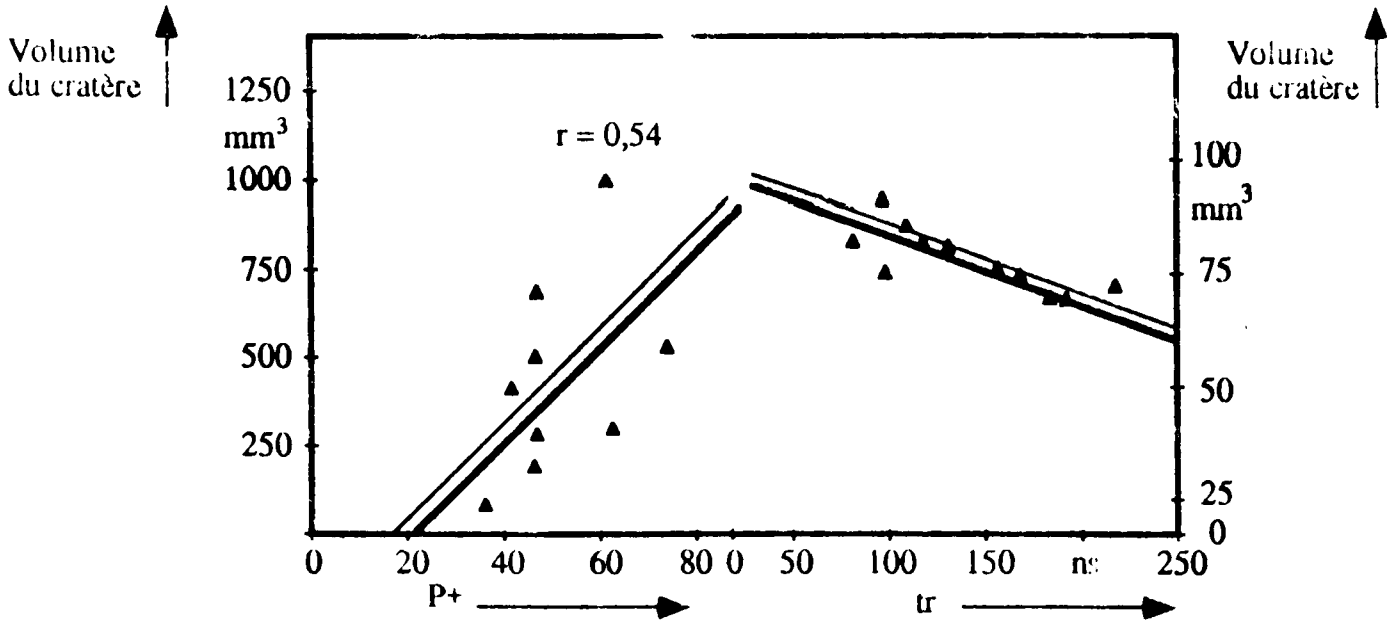


Fig. (6.3): Volume du cratère en fonction de P+ et tr (faible corrélation)

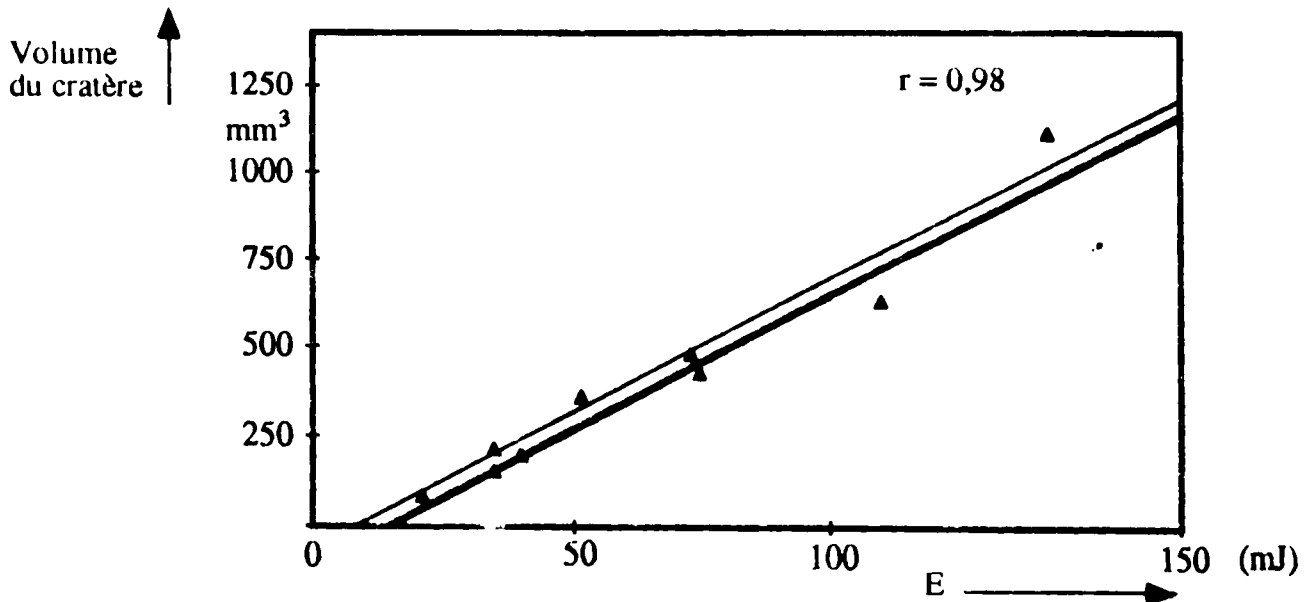


Fig. (6.3): Volume du cratère en fonction de l'énergie E (forte corrélation)

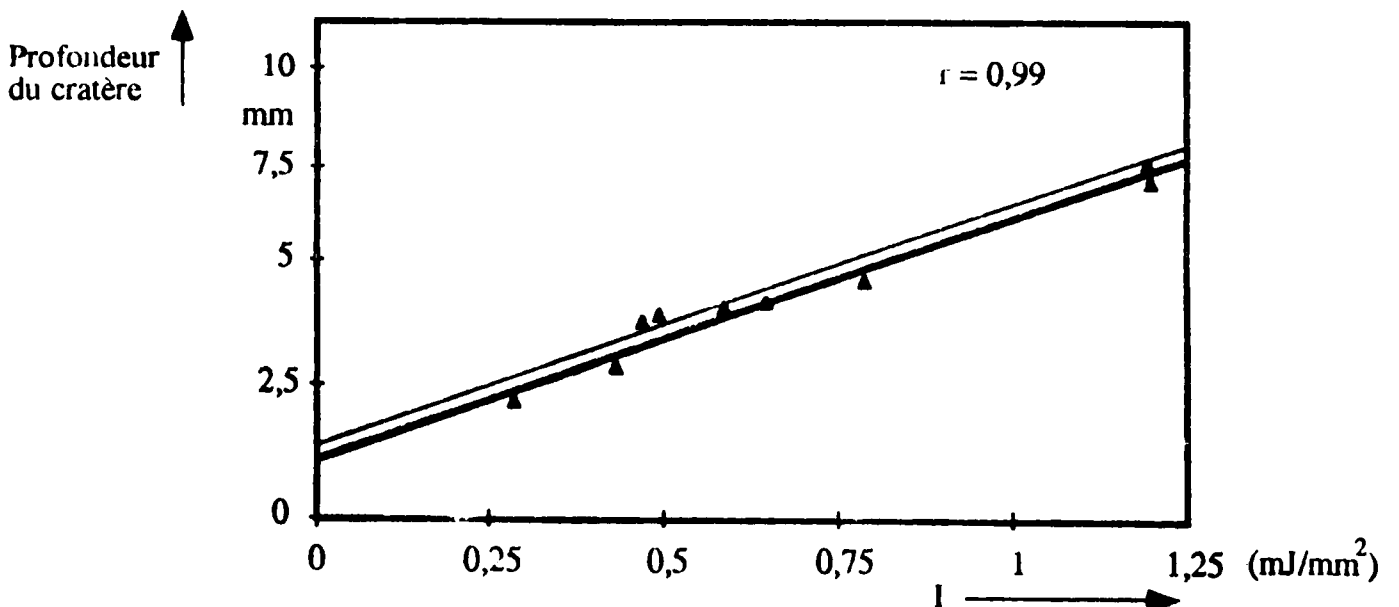


Fig. (6.4): Profondeur du cratère en fonction de l'intensité (excellente corrélation)

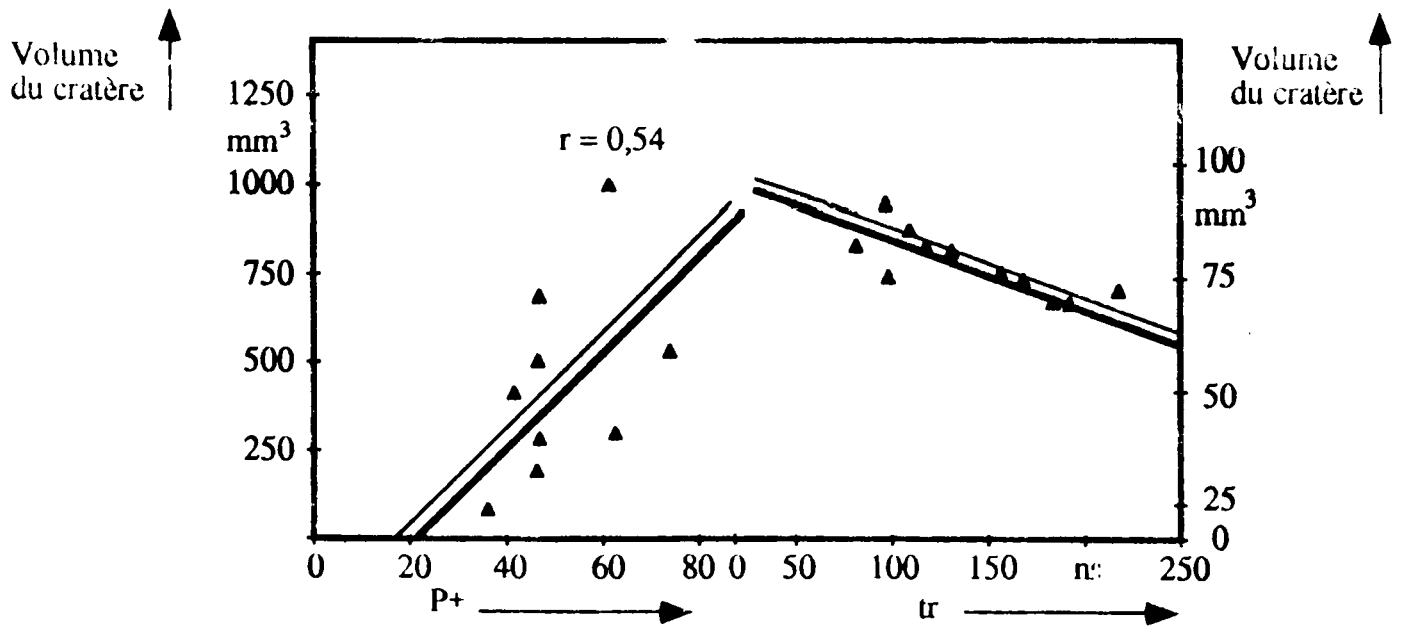


Fig. (6.3): Volume du cratère en fonction de P+ et tr (faible corrélation)

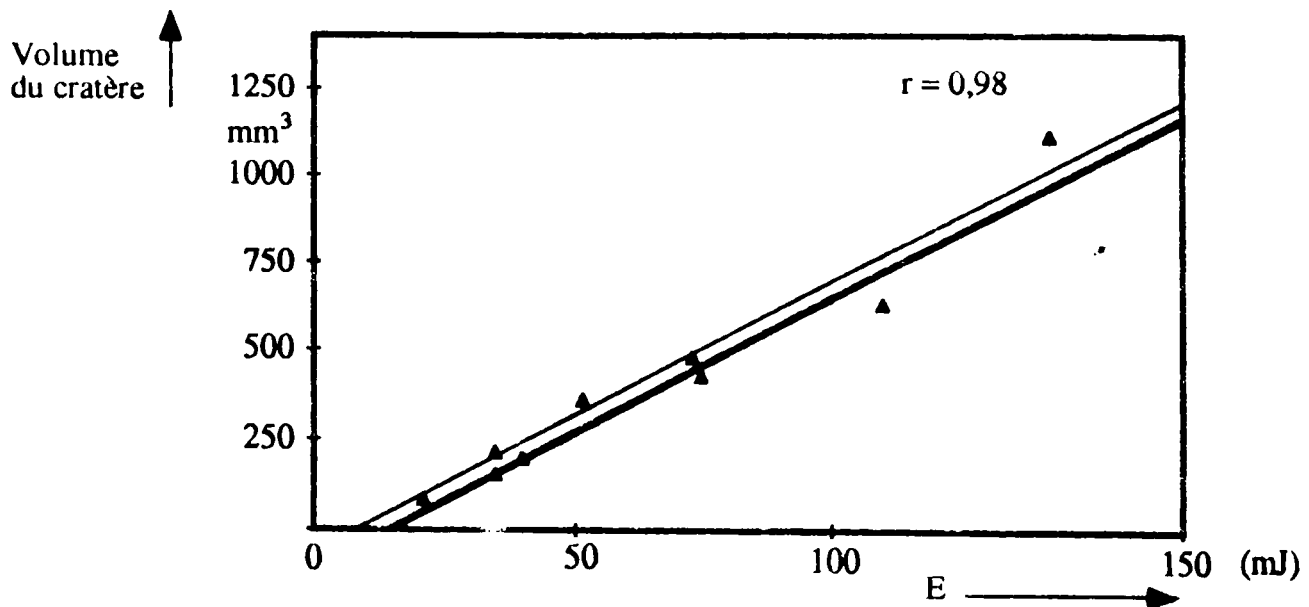


Fig. (6.3): Volume du cratère en fonction de l'energie E (forte corrélation)

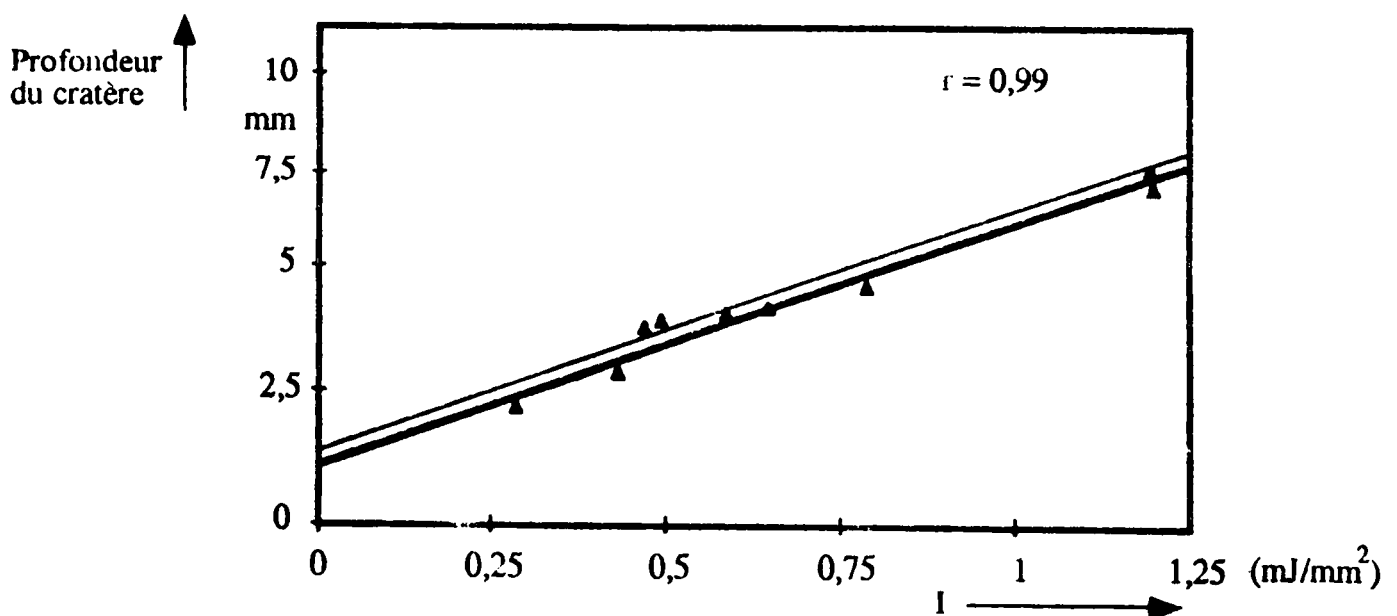


Fig. (6.4): Profondeur du cratère en fonction de l'intensité (excellente corrélation)

bres est inhibée chez des rats prématurés soumis aux ondes de choc (1500 ondes de choc à 20 kv sur Dornier E.H).

Notons cependant, un fait paradoxal, celui de l'utilisation des ondes de choc comme thérapie pour consolider les os dans certaines fractures; cas par exemple de la pseudarthrose. Cette méthode est appelée E.S.W.T (pour *Extracorporeal Shock Wave Therapy*) [50].

Des résultats appréciables ont été obtenus lors du traitement de la tendinite calcique de l'épaule (inflammation des tendons par l'apparition d'une plaque calcaire au niveau de l'épaule) par les ondes de choc [51]. De même, des résultats satisfaisants (voir même très satisfaisants) ont été obtenus lors du traitement de l'épicondylite (inflammation de l'épophyse inférieur de l'humerus) par les ondes de choc (application de 1000 à 2500 impulsions étalées sur 25 à 45 mn et répétée après une ou deux semaines). Cette méthode est très utilisée en médecine du sport [52].

Signalons enfin, l'utilisation des ondes de choc en oncologie où il a été constaté une légère influence de ce type d'ondes sur la croissance de certaines tumeurs (ralentissement temporaire de la croissance) comme la carcinome prostatique ou des tumeurs internes (expérience faite sur des souris) [46]. De même les ondes de choc peuvent induire une mortification (nécrose) de cellules malignes [53]. Ces expériences nécessitent de hauts régimes d'exposition de 1000 à 2000 ondes de choc avec un taux de plus de 100 chocs par minute.

CHAPITRE 7

Modélisation de l'onde de choc au second foyer du lithotriporteur

Lors de l'étude de la cavitation, Church [41], de même que Choi [54] ont modélisé l'onde de choc par un circuit RLC parallèle attaqué par un courant impulsionnel de la forme:

$$i(t) = \begin{cases} I & \text{pour } 0 < t < \tau \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (7.1)$$

Nous allons utiliser le même procédé de calculs pour dégager l'expression mathématique simplifiée représentant les éléments caractéristiques d'une haute amplitude acoustique pulsée produite par les trois types actuellement commercialisés de lithotripteurs (E.H; P.E et E.M).

L'équation générique d'un système du second ordre (RLC parallèle) attaqué par une impulsion $i(t)$ de la forme (7.1) (Fig. (7.1)), s'écrit [55]-[56]:

$$\mu \frac{d^2 u}{dt^2} + \delta \frac{du}{dt} + \kappa u = \frac{di}{dt} = 0$$

pour $0 < t < \tau$

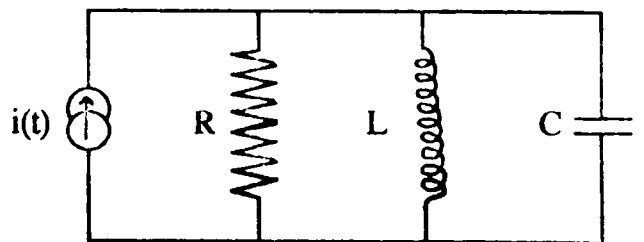


Fig. (7.1)

$$\text{ou} \quad \frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{\delta}{\mu} \frac{du}{dt} + \frac{\kappa}{\mu} u = 0 \quad (7.2)$$

Avec: $\mu = C$, $\delta = 1/R$ et $\kappa = 1/L$

CHAPITRE 7

Modélisation de l'onde de choc au second foyer du lithotriporteur

Lors de l'étude de la cavitation, Church [41], de même que Choi [54] ont modélisé l'onde de choc par un circuit RLC parallèle attaqué par un courant impulsionnel de la forme:

$$i(t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 < t < \tau \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (7.1)$$

Nous allons utiliser le même procédé de calculs pour dégager l'expression mathématique simplifiée représentant les éléments caractéristiques d'une haute amplitude acoustique pulsée produite par les trois types actuellement commercialisés de lithotripteurs (E.H; P.E et E.M).

L'équation générique d'un système du second ordre (RLC parallèle) attaqué par une impulsion $i(t)$ de la forme (7.1) (Fig. (7.1)), s'écrit [55]-[56]:

$$\mu \frac{d^2 u}{dt^2} + \delta \frac{du}{dt} + \kappa u = \frac{di}{dt} = 0$$

pour $0 < t < \tau$

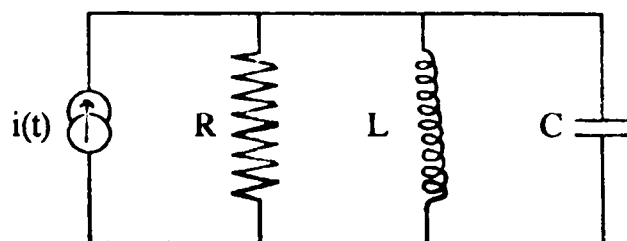


Fig. (7.1)

$$\text{ou } \frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{\delta}{\mu} \frac{du}{dt} + \frac{\kappa}{\mu} u = 0 \quad (7.2)$$

Avec: $\mu = C$, $\delta = 1/R$ et $\kappa = 1/L$

L'équation caractéristique de (7-2) est:

$$p^2 + 2 \left(\frac{\delta}{2\mu} \right) \cdot p + \frac{K}{\mu} = 0$$

que l'on peut écrire:

$$p^2 + 2 \alpha p + \omega_0^2 = 0 \quad (7.3)$$

La réponse du circuit RLC parallèle qui modélise l'onde de choc est telle que les racines de (7-3) soient complexes. C'est à dire : $\alpha = 0$ et $\alpha < \omega_0$. Le régime est donc amorti et pseudo-sinusoïdal.

Les racines complexes de (7-3) sont:

$$p_{1,2} = -\alpha \pm j\omega$$

où:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \quad \text{représente la pseudo-pulsation}$$

$$\alpha = \frac{\delta}{2\mu} \quad \text{est appelé le facteur d'amortissement}$$

La solution de (7-2) s'écrit:

$$u(t) = e^{-\alpha t} (C_1 e^{j\omega t} + C_2 e^{-j\omega t}) \quad (7.4)$$

En tenant compte de la forme de l'onde de choc, (7-4) s'écrira:

$$u(t) = B \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin 2\pi \cdot f(t_1 - t) \quad (7.5)$$

Où B et t_1 représentent des constantes arbitraires. En convertissant $u(t)$ en terme de pression $p(t)$, (7-5) s'écrit:

$$p(t) = B \cdot e^{-\alpha t} \cdot \sin 2\pi \cdot f(t_1 - t) \quad (7.6)$$

Une onde de choc est caractérisée par un temps de montée extrêmement court (nul dans le cas idéal), (7-6) peut alors être agrémentée par l'expression $(1 - \exp(-\beta t))$ qui permet de diminuer autant que possible le temps de montée en augmentant β . Par conséquent, l'expression mathématique simplifiée représentant les éléments caractéristiques d'une onde acoustique pulsée de haute amplitude produite par

$$p(t) = B \cdot e^{-\alpha t} \cdot (1 - e^{-\beta t}) \cdot \sin 2\pi \cdot f(t_1 - t) \quad (7.7)$$

Cette dernière expression représente le modèle mathématique d'une onde de choc. La fréquence f est exprimée en MHz et t en μs . Sur les figures (7.2); (7.3) et (7.4) sont représentées les réponses des différents systèmes physiques (les lithotripteurs E.H; P.E et E.M) en pointillés [21]. En trait plein est représenté le modèle mathématique qui ajuste ces systèmes physiques. Le tracé de toutes les courbes a été normalisé au pic temporel de pression $P+$.

Les modèles ont été obtenus en faisant varier les constantes a , b et t_1 de façon à atteindre les valeurs désirées du temps de montée (t_r), de la largeur de l'impulsion (t_w) et du rapport des pics de pression ($P+/P-$) [57].

Les résultats obtenus sont:

7.1 - Modèle du lithotriporteur électrohydraulique (E.H)

Le système physique considéré dans cette étude est le SONOLITH 2000 attaqué par une tension de 13,5 KV et fonctionnant sur une fréquence de 100khz [21]. L'expression mathématique du modèle ajustant ce système est:

$$p(t) = e^{-1,05t} \cdot (1 - e^{-37,5t}) \cdot \sin[2\pi \cdot (0,1) \cdot (1 - t)] \quad (7.8)$$

Les valeurs des éléments caractéristiques de l'onde de choc sont:

	Modèle	Système physique
Temps de montée (ns)	36	30
Largeur de l'impulsion (ns)	390	380
Rapport des pics de pression $p+/p-$	6,5	5,9

Cette dernière expression représente le modèle mathématique d'une onde de choc. La fréquence f est exprimée en MHz et t en μs . Sur les figures (7.2); (7.3) et (7.4) sont représentées les réponses des différents systèmes physiques (les lithotripteurs E.H; P.E et E.M) en pointillés [21]. En trait plein est représenté le modèle mathématique qui ajuste ces systèmes physiques. Le tracé de toutes les courbes a été normalisé au pic temporel de pression $P+$.

Les modèles ont été obtenus en faisant varier les constantes a , b et t_1 de façon à atteindre les valeurs désirées du temps de montée (t_r), de la largeur de l'impulsion (t_w) et du rapport des pics de pression ($P+/P-$) [57].

Les résultats obtenus sont:

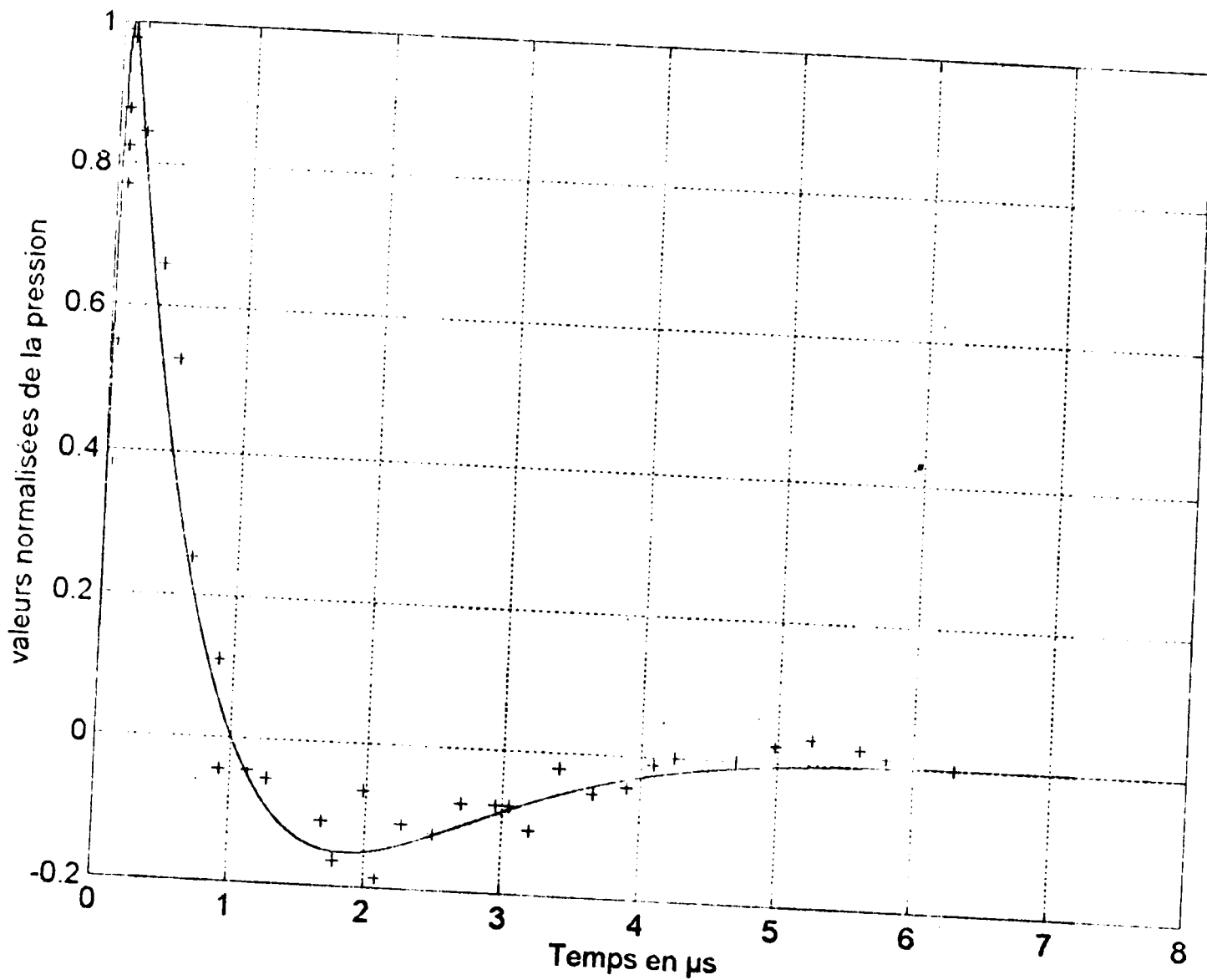
7.1 - Modèle du lithotriporteur électrohydraulique (E.H)

Le système physique considéré dans cette étude est le SONOLITH 2000 attaqué par une tension de 13,5 KV et fonctionnant sur une fréquence de 100khz [21]. L'expression mathématique du modèle ajustant ce système est:

$$p(t) = e^{-1,05t} \cdot (1 - e^{-37,5t}) \cdot \sin [2\pi \cdot (0,1) \cdot (1 - t)] \quad (7.8)$$

Les valeurs des éléments caractéristiques de l'onde de choc sont:

	Modèle	Système physique
Temps de montée (ns)	36	30
Largeur de l'impulsion (ns)	390	380
Rapport des pics de pression $p+/p-$	6,5	5,9



Fig(7.2): système physique H.E. et son modèle

7.2 - Modèle du lithotriporteur piézo-électrique (P.E)

Nous avons considéré comme système physique l'EDAP LT-01, fonctionnant à 24 % de sa puissance maximale et sur une fréquence de 700 Khz [21]. L'expression analytique de la pression donnée par le modèle est:

$$p(t) = e^{-3,8t} \cdot (1 - e^{-27t}) \cdot \sin[2\pi \cdot (0,7) \cdot (0,4 - t)] \quad (7.9)$$

D'où le tableau comparatif:

	Modèle	Système physique
Temps de montée (ns)	40	45
Largeur de l'impulsion (ns)	200	215
Rapport des pics de pression p+/p-	8,5	10,5

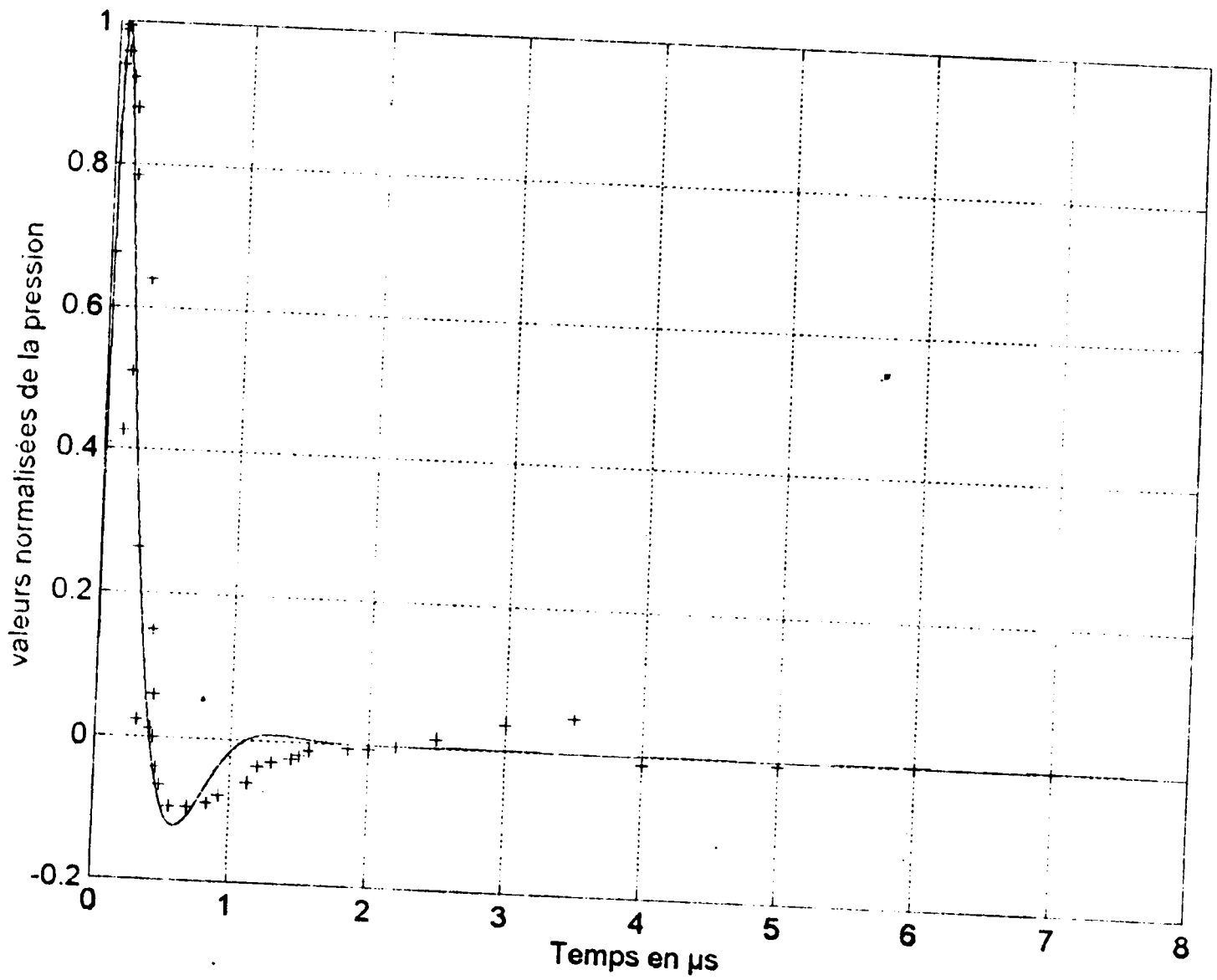
7.3 - Modèle du lithotriporteur électromagnétique (E.M)

Le système physique considéré est le LITHOSTAR opérant à 13,9 KV sur une fréquence de 0,5 MHz. Le modèle mathématique permet d'écrire:

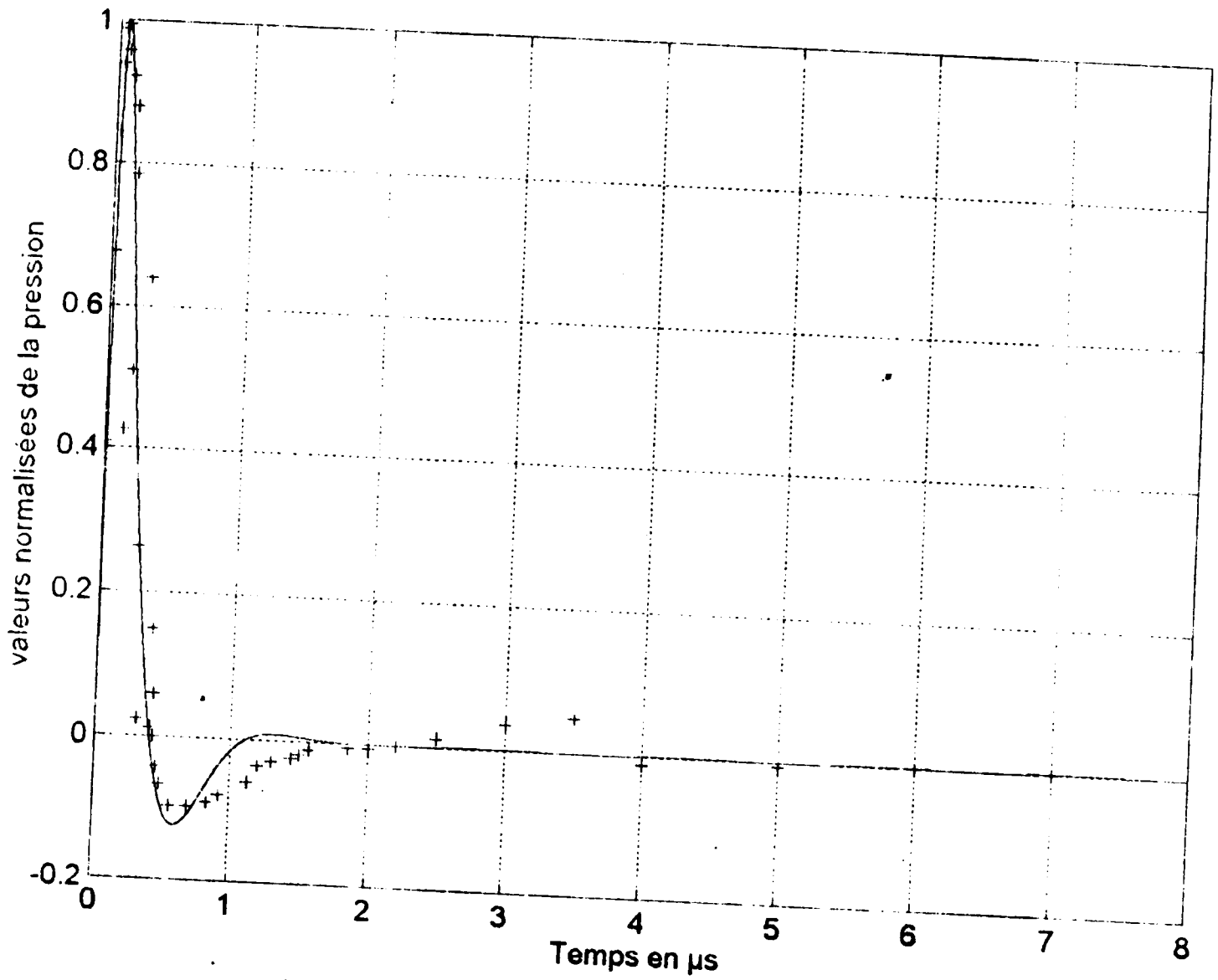
$$p(t) = e^{-1,4t} \cdot (1 - e^{-14t}) \cdot \sin[2\pi \cdot (0,5) \cdot (0,6 - t)] \quad (7.10)$$

D'où la comparaison:

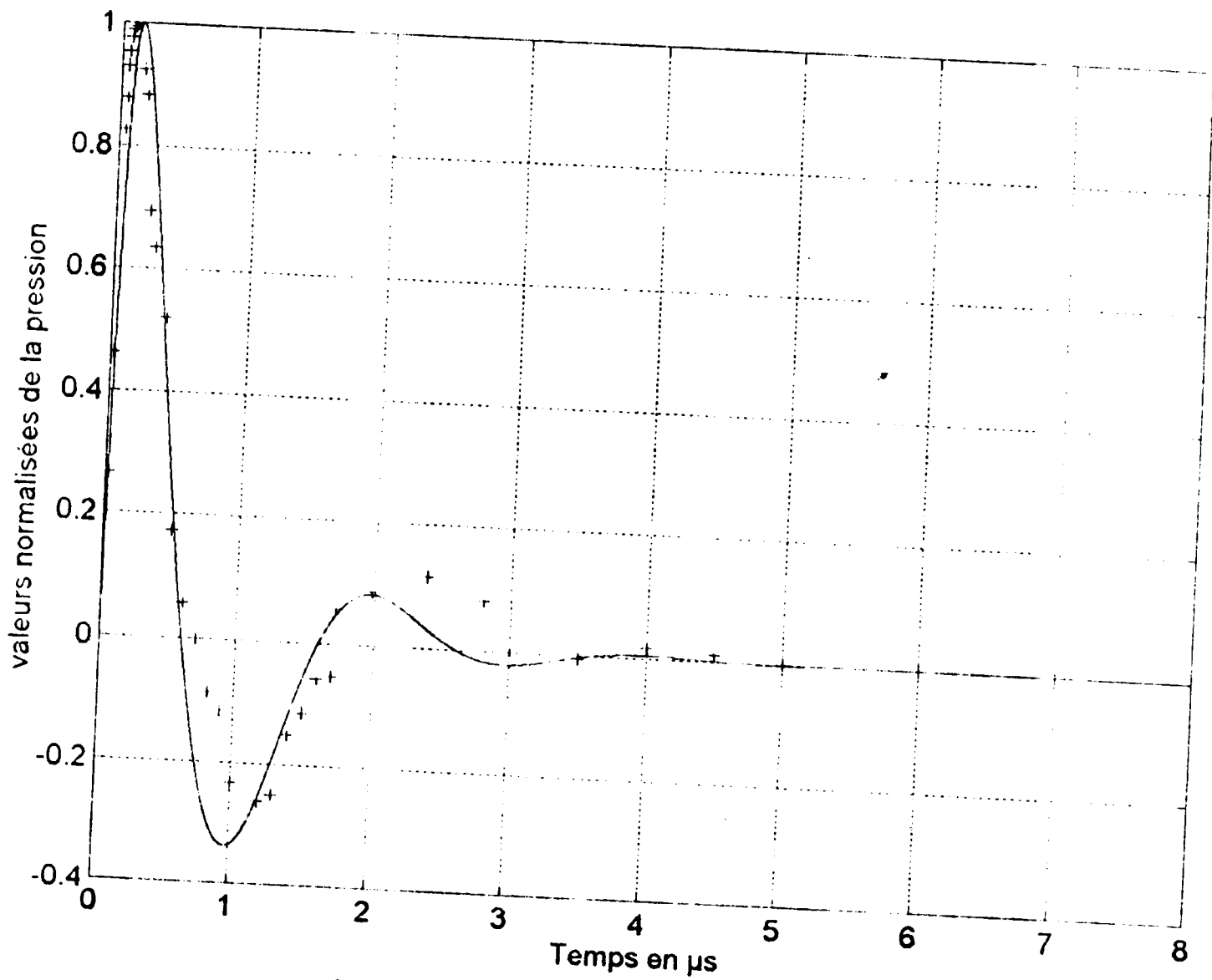
	Modèle	Système physique
Temps de montée (ns)	90	84
Largeur de l'impulsion (ns)	348	340
Rapport des pics de pression p+/p-	3,2	3,5



Fig(7.3): système physique P.E. et son modèle



Fig(7.3): système physique P.E. et son modèle



Fig(74): système physique E.M. et son modèle

7.4 - Conclusion

Nous remarquons à partir des figures (7.2); (7.3) et (7.4) que le modèle analytique décrit par Church [41] au cours de l'étude de la cavitation permet un ajustement acceptable des systèmes physiques considérés. Ci-dessous, nous avons groupé les écarts relatifs (exprimés en %) pour les trois paramètres considérés (t_r , t_w et P^+/P^-) et ceci pour les trois types de lithotripteurs.

paramètres \ systèmes Physiques	H.E	P.E	E.M
t_r	16,7	12,5	6,7
t_w	2,6	7,5	2,3
p^+/p^-	9,2	23,5	9,4

Signalons enfin, la difficulté énorme pour la lecture des données expérimentales (de l'ordre parfois de 0,1 mm) faite à partir de publications et qui nous ont permis le tracé de la réponse du système physique. De ce fait, il est alors impossible de faire une étude comparative entre ces trois systèmes.

Conclusion générale

Nous rappelons que notre travail consiste à expliquer dans un premier temps le fonctionnement des lithotripteurs, à définir les principaux paramètres des ondes de choc rentrant en compte dans un champ de lithotriptie et dégager ainsi l'influence de ces derniers sur le rendement des lithotripteurs et leurs incidences sur les tissus mous. A ce sujet, beaucoup de questions restent sans réponse comme c'est le cas des pics (positif et négatif), le temps de montée, la largeur de l'impulsion etc... dont on ne connaît pas avec exactitude les valeurs optimales et donc préférentielles dans un traitement clinique. Pour d'autres paramètres, comme le gain de focalisation, les praticiens recherchent un compromis pour éviter l'échec du traitement et minimiser la douleur du patient. C'est dire, par ces quelques exemples cités, que plus de recherches dans le mécanisme de la fragmentation des lithiases par les ondes de choc sont nécessaires pour une meilleure compréhension et codification de la procédure de lithotriptie.

Pour éclairer d'avantage le fonctionnement des lithotripteurs, nous avons calculé les dimensions et le nombre des éléments de base d'un émetteur piézo-électrique. Nous avons considéré pour simplifier que la céramique de base est cubique, les résultats obtenus sont satisfaisants et en accord avec les données publiées.

Dans un second temps, nous avons expliqué brièvement les interactions d'une onde de choc avec le milieu de propagation. Il aurait été intéressant de considérer différents modèles de propagation des ultrasons dans les tissus [58]-[59]-[60]. Une place importante a été accordée à la cavitation dont le rôle dans la fragmentation des calculs n'est plus à démontrer.

Dans le dernier chapitre de notre travail, nous avons montré qu'il était possible de donner un modèle mathématique de l'onde de choc générée par un lithotriporteur. Les résultats obtenus malgré les difficultés de mesure confortent le travail de Church [41].

Ce modeste apport nous a permis de bien comprendre le fonctionnement des différentes variétés de lithotripteurs.

Sur la forme géométrique des éléments piézo-céramiques, des études complémentaires doivent être entreprises en particulier pour identifier et déterminer les composants du circuit équivalent devant servir à calculer les dimensions de l'élément piézo-électrique [61].

ANNEXE

Calcul de PII; Isppa et Ispta

Quand les moyens techniques ne sont pas disponibles, il est possible de faire une évaluation numérique de Isppa. Une approche possible qui utilise les valeurs de pic et la durée des demi-cycles de la forme de l'onde, est illustrée sur la figure (A.2) (sigmoïde) et le tableau (A.1). La forme de la figure (A.2), a été construite à partir des points suivants:

1)- Identifier et compter les demi-cycles dans la forme d'onde de l'impulsion de $i = 1$ jusqu'à $i = N$. Dans le cas de la figure (A.1), les sept premiers demi-cycles ont été utilisés: $N = 7$ (tableau (A.1), colonne 1).

2)- Enregistrer le carré du pic de tension pour chaque demi-cycle. Soit h_i , cette valeur (correspondant au i ème demi-cycle, colonne 2 du tableau (A.1)).

3)- Déterminer la durée de chaque demi-cycle. Notons cette valeur par b_i (tableau-1, colonne 3).

4)- Estimer l'aire approximative notée A_i du i ème demi-cycle par la relation: $A_i = \frac{h_i \cdot b_i}{n_i}$, où $n_i = 2$ pour un demi-cycle "arrondi" et $n_i = 3$ pour un demi-cycle en forme de pic (tableau (A.1), colonne 4 et 5). Ce choix de n_i un peu subjectif est basé sur la raison suivante: quand on prend le carré d'un demi-cycle arrondi, la forme obtenue est simplement approximé par un triangle de hauteur h_i et de base b_i dont l'aire est $h_i \cdot b_i / 2$. Par contre, pour un demi-cycle en "pic", la forme d'onde est grossièrement triangulaire et son aire pourrait être approximée par $h_i \cdot b_i / 3$. Pour la figure (A.1), le premier, le troisième et le septième demi-cycle ont été jugé appartenir à cette dernière catégorie.

5)- Calculer la somme cumulative des aires A_j :

$$\sigma_i = \sum_{j=1}^i A_j$$

(voir tableau (A.1), colonne 6). Unité $(mv)^2 \mu s = 10^{-12} v^2 s = pv^2 s$

6)- Calculer la somme cumulative des temps b_j :

$$\tau_i = \sum_{j=1}^i b_j$$

(tableau (A.1), colonne 7).

7)- Tracer σ_i en fonction de τ_i (figure (A.2)).

L'intensité spatiale moyenne de l'impulsion est calculée en utilisant la figure (A.2).

$$PII = \frac{\sigma_N}{k_f^2} = \frac{\sigma_7}{k_f^2}$$

Où K_f^2 représente le facteur de réponse en intensité dont la valeur est (pour l'exemple traité): $9,4 \cdot 10^{-10} v^2 \cdot w^{-1} \cdot m^2$. [28]

Comme $\sigma_7 = 90,1 \cdot 10^{-12} v^2 \cdot s$, alors:

$$PII = \frac{90,1 \cdot 10^{-12}}{9,4 \cdot 10^{-10}} = 9,6 \cdot 10^{-2} w \cdot m^{-2} \cdot s$$

De plus, la durée de l'impulsion sera calculée graphiquement.

En effet:

$$t_d = 1,25 \cdot (t_b - t_a)$$

Où t_b et t_a représentent les temps correspondants à $0,9 \sigma_N$ et $0,1 \sigma_N$. t_b et t_a peuvent aussi être déterminés par interpolation linéaire à partir de la figure (A.2). On trouve:

$$t_a = 0,20 \mu s; \quad t_b = 0,56 \mu s \quad \text{et} \quad t_d = 0,45 \mu s.$$

D'où:

$$I_{sppa} = \frac{PII}{t_d} = \frac{9,6 \cdot 10^{-2}}{0,45 \cdot 10^{-6}} = 21 \cdot 10^4 w \cdot m^{-2}$$

Et:

$$I_{spta} = I_{sppa} \cdot t_d \cdot PRF = PII \cdot PRF$$

$$\text{Si } PRF = 1 \text{ Hz alors } I_{spta} = 9,6 \cdot 10^{-2} W \cdot m^{-2}.$$

i	h_i (mv) ²	b_i (μ s)	n_i	A_i pV ² s	σ_i pV ² s	τ_i (μ s)
1	20	0,10	3	07	0,7	0,1
2	160	0,16	2	12,8	13,5	0,26
3	1300	0,12	3	52,0	65,5	0,38
4	170	0,20	2	17,0	82,5	0,58
5	40	0,22	2	4,4	86,9	0,80
6	20	0,24	2	2,4	89,3	1,04
7	15	0,16	3	0,8	90,1	1,20

Tableau (A.1): Résultats de l'exemple traité. [28]

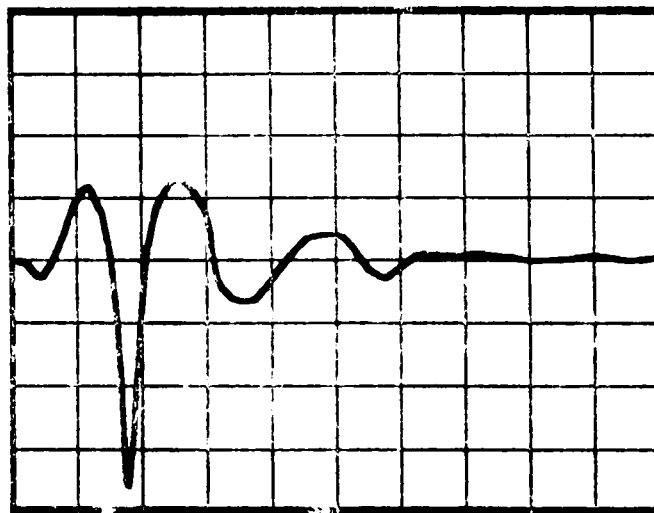


Fig. (A.1): Réponse de l'hydrophone. Ech. vert. 10 mV/div.
Ech. horiz. 0,2 μ s/div. [28]

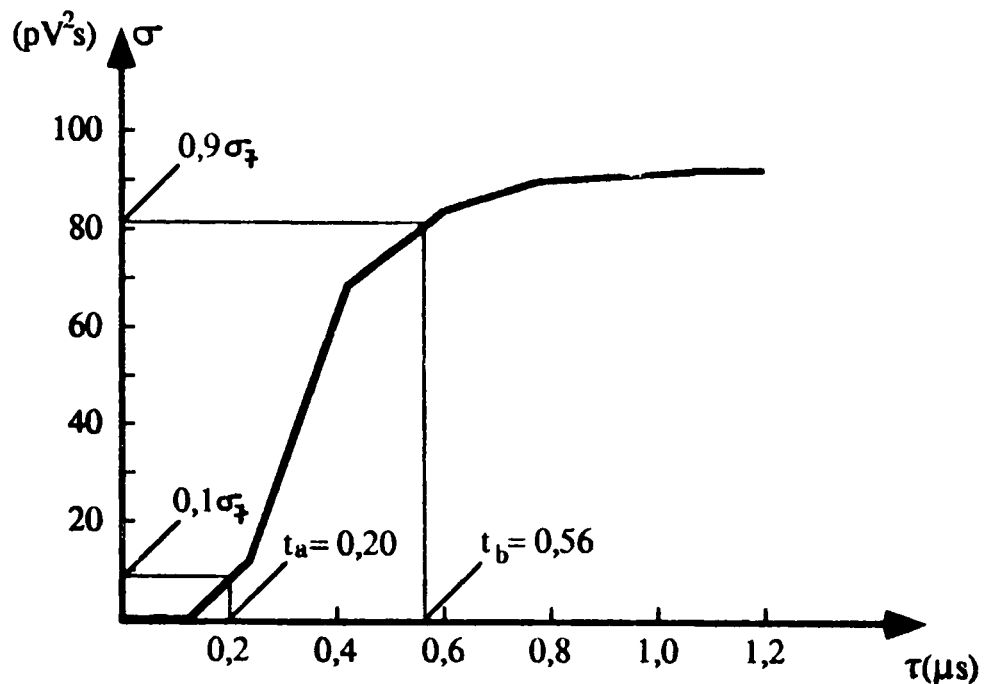


Fig. (A.2): Construction numérique de la sigmoïde. [28]

BIBLIOGRAPHIE

- [1] - G. MARRION
"Traité d'urologie"
2^{ème} édition, Paris, Masson et Cie., vol. 2, 1988.
- [2] - Nouveau Larousse médical
édition Larousse, 1990.
- [3] - P. JUNGERS
"Les calculs urinaires"
édition HERMANN, pp. 11-96, 1987.
- [4] - S. HARRISSON et al.
"Literature research analysis on side effects in lithotripsy"
The Litho. letter, vol.4, pp. 11-15, November 1990.
- [5] - H. EL-DAMANHOURY et al.
"Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy of urinary calculi: Experience in treatment of 3278 patients using the Siemens Lithostar and Lithostar-plus".
The Litho. letter, vol. 5, pp. 11-17, September 1991.
- [6] - A.J. COLEMAN et al.
"Pressure waveforms generated by a Dornier Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy"
Ultrasound in Med. & Biol., vol. 13, pp. 651-657, N° 10, 1987.
- [7] - T. KONISHI
"Treatment of ureteral calculi by Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy with second generation device (Lithostar)"
The Litho. letter, vol. 4, pp. 7-10, July 1990.
- [8] - D.M. WILBERT et al.
"New generation Shock Wave Lithotripsy"
The Journal of Urology, vol. 138, pp. 563-565, September 1987.
- [9] - W. FOLBERTH et al.
"Pressure distribution and energy flow in the focal region of two different electromagnetic Shock Wave Source"
Journal of Stone Disease, vol. 4, pp. 1-7, N° 1, January 1992.
- [10] - W.J. DAVROS et al.
"Gallstone Lithotripsy: relevant physical principles and technical issues"
Radiology, pp. 397-408, N° 178, 1991.

- [11] - E.L. CARSTENSEN
"Demonstration of non linear acoustical effects at biomedical frequencies and intensities"
 Ultrasound in Med. & Biol., vol. 6, N° 4, pp. 359-368, 1980.
- [12] - A.J. COLEMAN et al.
"An experimental Shock Wave generator for Lithotripsy studies"
 Physics in Med. & Biol., vol. 111, pp. 1733-1742, 1989.
- [13] - H. REICHENBERGER
"Lithotripter systems"
 IEEE, vol. 76, pp. 1236-1246, N° 9, September 1988.
- [14] - H. REICHENBERGER, G. NASER
"Electromagnetic Acoustic Source for the Extracorporeal Generation of Shock Waves in Lithotripsy"
 Siemens Forsch., vol. 15, N° 4, pp. 187-194, 1986.
- [15] - D.A. BERLINCOURT, D.R. CURRAN and H. JAFFE
"Piezoelectric and piezomagnetic materials"
 In Physical Acoustics, edited by W.P. MASSON.
 Academic, New-york, vol. I, part A, pp. 198-218, 1964. .
- [16] - E. DIEULESAINT et D. ROYER
"ondes élastiques dans les solides"
 Ed. MASSON et Cie, pp. 203-230, 1974.
- [17] - F. S. ROJAS
"contribution à l'étude des propriétés mécaniques, diélectriques et piézoélectriques du PVF₂ en fonction de la température et de la pression"
 thèse de 3ème cycle, INP de Toulouse, juin 1983.
- [18] - J.F. ROSENBAUM
"Bulk Acoustic Wave: Theory and Devices"
 Ed. ARTECH HOUSE, pp. 125-157, 1988.
- [19] - ALONSO et FINN
"Physique générale-2: Champs et Ondes"
 Inter-éditions, pp. 318-322, et 335, 1986.
- [20] - M. BELATTAR
"Contribution à la modélisation du spectre des ondes microacoustiques"
 Thèse de Magistère, Institut d'électronique, Université de Constantine, Mars 1996.
- [21] - A.J. COLEMAN et J.E. SAUNDERS
"A Survey of the acoustic output of commercial Extracorporeal Shock Wave Lithotripters"
 Ultrasound in Med. & Biol., vol. 15, N° 3, pp. 213-227, 1989.

- [32] - T.A. LITOVITZ and C.M DAVIS
"structural and shear relaxation in liquids"
 In Physical Acoustics, edited by W.P. MASSON.
 Academic, New-york, vol. II, part A, pp. 293-315, 1964.
- [33] - R.N. THURNSTON
"Wave propagation in fluids and normal solids"
 In Physical Acoustics, edited by W.P. MASSON.
 Academic, New-york, vol. I, part A, pp. 68-71, 1964.
- [34] - C. BENSON
"Applications of ultrasonic Waves"
 In Physical Acoustics, edited by W.P. MASSON.
 Academic, New-york, vol. I, part B, pp. 34-35, 1964.
- [35] - E.A. NEPPIRAS
"Acoustic Cavitation: an introduction"
 Ultrasonics, vol. 22, N° 1, pp. 25-28, January 1984.
- [36] - H.G. FLYNN
"Physics of Acoustic Cavitation in liquids"
 In Physical Acoustics, edited by W.P. MASSON.
 Academic, New-york, vol. I, part B, pp. 58-167, 1964.
- [37] - A.J. COLEMAN et al.
*"The Cavitation threshold of human tissue exposed to 0.2 Mhz pulsed
 Ultrasound: preliminary measurements based on a study of clinical
 Lithotripsy"*
 Ultrasound in Med. & Biol., vol.21, N° 3, pp. 405-417, 1995.
- [38] - A.J. COLEMAN et al.
*"Acoustic Cavitation generated by an Extracorporeal Shock Wave
 Lithotripter"*
 Ultrasound in Med.& Biol., vol.13, N° 2, pp. 69-76, 1987.
- [39] - C.K. HOLLAND et al.
*"In vitro detection of Cavitation induced by a diagnostic Ultrasound
 System"*
 IEEE, Transactions on Ultrasound, Ferroelectric and Frequency Control
 vol. 39, N° 1, pp. 95-101, 1992.
- [40] - K. JOCHLE et al.
*"Quantitative assessment of cavitation during therapeutic Ultrasound ap
 plication"*
 IEEE - Ultrasonics Symposium, pp. 1861-1864, 1994.

[41] - C.C. CHURCH

"A theoretical Study of Cavitation generated by an Extracorporeal Shock Wave Lithotripter"

J. Acoust. Soc.Am., vol. 86, N° 1, pp. 215-227, January 1992.

[42] - R.E. APFEL

"Acoustic Cavitation: A possible consequence of biomedical uses of Ultrasound"

Br. J. Cancer, vol. 45, suppl. 5, pp. 140-146, 1982.

[43] - A. PROSPERETTI

"Bubble phenomena in sound Fields II"

Ultrasonics, vol. 22, pp. 115-124, May 1984.

[44] - K. VOKURKA

"Comparison of Rayleigh's, Herring's and Guilmore's Models of gas bubbles"

Acustica, vol. 59, pp. 214-219, 1986.

[45] - HUBERT et LUMBROSO

"Thérmodynamique"

Mc. GRAW-HILL, Paris, 1982.

[46] - A.J. COLEMAN et al.

"A review of the physical properties and biological effects of the high amplitude acoustic fields used in Extracorporeal Lithotripsy"

Ultrasonics, vol. 31, N° 2, pp. 75-89, 1993.

[47] - W. SASS et al.

"The mechanisms of stone disintegration by Shock Waves"

Ultrasound in Med. & Biol., vol. 17, N° 3, pp. 239-243, 1991.

[48] - W. FOLBERTH

"What makes a stone break up? New findings and technical implications"

The Litho. Letter, vol.5, pp. 19-22, September 1991.

[49] - D.M.S.K. SUKUL et al.

"The effect of high energy Shock Waves focused on cortical bone: An in vitro study"

Journal of surgical research, vol. 53, N° 6, pp. 1-6, December 1992.

[50] - J. HAIST et al.

"The Extracorporeal Shock Wave Therapy in the treatment of disturbed bone Union"

7th International Conference on biomedical engineering pp. 222-224, December 2-4, 1992, Singapore.

- [51] - M. LOEW et al.
"E.S.W.L for treatment of calcareous tendinitis of the shoulder: a preliminary report"
 Z. Orthop. 131, pp. 470-473, 1993.
- [52] - J. HAIST et al.
"Shock Wave Therapy of radial and Ulnar epicondylar disorders"
 The Litho. Letter, vol. 7, pp. 6-8, April 1995.
- [53] - J. DEBUS et al.
"Induced necrosis by PHEUS in experimental tumor"
 Ultrasound Diagnostic, vol. 90, pp. 24-27, 1991.
- [54] CHOI et al.
"The influence of fluid properties and pulse amplitude on bubble dynamics in the field of a shock wave lithotripter"
 Phys. Med. Biol., N° 38, pp. 1561-1573, 1993.
- [55] J. P. VABRE et G. METZGER
"Electronique des impulsions, T1: circuits à éléments localisés"
 Ed. MASSON, pp. 96-116, 1978.
- [56] P. de LARMINAT et Y. THOMAS
"Automatique des systèmes linéaires, T1: Signaux et systèmes"
 Ed. Flammarion sciences, pp. 183-202, 1975.
- [57] G. R. HARRIS
"Lithotripsy pulse measurement errors due to nonideal hydrophone and amplifier frequency responses"
 IEEE, Transactions on Ultrasound, Ferroelectric and Frequency Control vol. 39, N° 2, pp. 256-261, March 1992.
- [58] F. S. FOSTER
"transmission of ultrasound beams through human tissue-focussing and attenuation studies"
 Ultrasound in Med. & Biol., vol. 5, pp. 257-268, 1979.
- [59] R. M. ARTHUR et al
"A single-pole model for the propagation of ultrasound in soft tissue"
 J. Acoust. Soc. Am., vol. 77, N° 4, pp. 1589-1597, April 1985.
- [60] J. A. JENSEN
"A model for the propagation and scattering of ultrasound in tissue"
 J. Acoust. Soc. Am., vol. 89, N° 1, pp. 182-190, January 1991.
- [61] F. HANHUA et al
"Shear-Horizontal Surface Waves in a Layered Structure of Piezoelectric Ceramics"
 IEEE, T.U.F.F.C., vol. 40, N° 2, pp. 167-170, March 1993.