

40
2ej



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

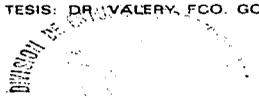
FACULTAD DE CIENCIAS

**ESTUDIO SOBRE ENFOQUE DE HACES
ACUSTICOS A TRAVES DE UNA INTERFASE
LIQUIDO SOLIDO NO PLANO**

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
F I S I C A
P R E S E N T A I
MARIA DEL ROSARIO NAVA ALANIZ



DIRECTOR DE TESIS: DR. VALERY, FCO. GODINEZ AZCUAGA



**FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION REGISTRAL**

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

1997



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

DEDICO ESTE TRABAJO A:
AGUSTINA (MI MAMA)
POR LA VIDA DE AMOR Y
SATISFACCIONES QUE HE TENIDO....
ADOLFO
POR TU VIDA

GRACIELA Y ROGELIO
POR EL APOYO, AMOR Y CONFIANZA
BRINDADA....
MIS HERMANOS
GRACIELA, ROBERTO, MALENA,
MARIO, FRANCISCO, ARTURO...
MI PADRE

AGRADECIMIENTOS A:

LA FACULTAD DE CIENCIAS UNAM

Principalmente a:

Mi asesor de tesis : Justino Dario Guzman López .

Mis profesores que contribuyeron a mi formación:

Dario Moreno

Salvador Godoy Salaz

Héctor Riveros

Rufino Díaz

Matías Moreno Ytriago

Oscar Troncoso

Fransisco Fernández

Carlos Jiménez

.....

AL INSTITUTO DE INVESTIGACIONES ELÉCTRICAS

Por el apoyo brindado en la realización de este trabajo principalmente a :

Mi director de Tesis : Valery Fco. Godinez Azcuaga

(gracias por el tiempo, dedicación , apoyo y principalmente por "soportarme")

Marcos Ley Koo

(gracias por el interés y dedicación a este trabajo, principalmente por la infinidad de dudas que generaste en mi cabeza así como soluciones a las mías)

Sergio Salazar y Miguel Marcial

(gracias por el apoyo y amistad brindada)



UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA DE
MEXICO

M. en C. Virginia Abrín Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
P r e s e n t e

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"Estudio sobre enfoque de haces acusticos a través de una interfase líquido-
sólido no plano"

realizado por **MARIA DEL ROSARIO NAVA ALANIZ**

con número de cuenta **8955434-8** , pasante de la carrera de **Física.**

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis 
Propietario **DR. VALERY FRANCISCO GODINEZ AZCUAGA**
Propietario **DR. MARCOS LEY KOO**
Propietario **M. EN C JUSTINO DARIO GUZMAN LOPEZ**
Suplente **DR. JOSE RUFINO DIAZ URIBE**
Suplente **DR. HECTOR GERARDO RIVEROS ROTGE**

Consejo Departamental de Física

DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA
Coordinador de Licenciatura

Contenido

1	Introducción	3
2	Radiación Acústica	5
2.1	Radiación acústica de una fuente puntual	5
2.2	Radiación Acústica de una fuente extendida	6
2.3	Radiación acústica de un pistón circular	7
2.4	Radiación acústica de un emisor enfocado	14
2.5	Radiación acústica en dos medios	21
2.5.1	Distribución de presiones acústicas a incidencia normal	25
2.5.2	Distribución de presiones acústicas a incidencia oblicua	31
3	Diseño experimental	35
3.1	Antecedentes	35
3.2	Transductores piezoeléctricos	36
3.3	Técnica pulso-eco	39
3.4	Campo acústico en agua	42
3.4.1	Campo acústico de un transductor plano	43
3.4.2	Campo Acústico de un Transductor Esférico	49
3.5	Campo acústico en un segundo medio	51
3.5.1	Comparaciones entre resultados teóricos y experimentales del Campo Acústico en el Aluminio	55
4	Conclusiones	59
4.1	Conclusión	59
4.2	Recomendaciones	60
	Bibliografía	

Capítulo 1

Introducción

La utilización de haces acústicos enfocados, en la evaluación no destructiva de materiales es una práctica común cuando se requiere mejorar la relación señal-ruido, cuando se requiere un haz acústico confinado a un volumen pequeño dentro del material a evaluar o cuando se buscan discontinuidades relativamente grandes con respecto a la longitud de onda del haz acústico. El enfoque acústico se lleva a cabo por métodos distintos entre los cuales se encuentran: por medio de lentes fabricadas de un material con distinta velocidad acústica a la del medio de propagación, por medio de elementos piezoeléctricos con una curvatura diseñada para enfocar una área predeterminada y por medio de arreglos lineales o en dos dimensiones de elementos piezoeléctricos que cuentan con un retraso de disparo programable.

En el presente trabajo se estudia el enfoque mediante lentes acopladas a emisores planos, para este caso se utiliza un modelo numérico capaz de predecir la distribución del campo acústico en el o los medios, para el caso de evaluación en inmersión, en los cuales se propaga el haz acústico. El conocimiento de dicho campo acústico permite un mejor diseño del método de evaluación y por tanto una mejor interpretación de los resultados obtenidos. Asimismo, si se conoce de antemano la distribución requerida del campo acústico en el interior del material a evaluar, dicho modelo permite, en principio, predecir la curvatura de la lente requerida para esa aplicación particular.

El modelo considera que la fuente acústica emite en forma continua y monocromáticamente y que ésta se puede ver como un conjunto de fuentes puntuales las cuales emiten frentes de ondas esféricas en fase que interfieren en el medio o medios de propagación, por lo que la presión acústica en un punto del medio se obtiene aplicando el principio de Huygens el cual lleva a la integral de Rayleigh; i.e., la presión acústica en un punto del medio es la suma de las contribuciones de cada una de las fuentes puntuales.

La integral de Rayleigh no puede resolverse analíticamente mas que para algunos casos particulares de superficies emisoras donde se hacen ciertas aproximaciones. En este trabajo, la integral de Rayleigh es resuelta numéricamente para el caso general de una superficie emisora la cual puede ser aproximada por dos radios de curvatura, donde quedan incluidos casos particulares como: emisores

planos, esféricos, cilíndricos y toroidales, cuyo frente de onda se propaga a través de dos medios isótropo y homogéneos con interfase no plana a incidencia arbitraria.

La necesidad de contar con un modelo de este tipo surge del hecho de que en aplicaciones industriales es una práctica común el utilizar una aproximación óptica geométrica para calcular la curvatura de las lentes acústicas. Sin embargo, la utilización de lentes diseñadas de esta forma presentan dos problemas: El primero es que en la aproximación geométrica, se supone que los emisores son fuentes puntuales que emiten "rayos acústicos", los cuales se pueden considerar como paralelos a una distancia lo suficientemente lejana del emisor, sin embargo, los emisores acústicos son fuentes extendidas. Además, en el caso de óptica geométrica las longitudes de onda son muy pequeñas comparadas con las distancias a las que se encuentran las lentes, mientras que en el caso acústico dichas distancias son comparables con la longitud de onda y las dimensiones de la fuente. El segundo problema se presenta cuando se intenta enfocar un haz acústico a través de una interfase, con el eje del haz incidiendo a ángulos mayores del primer ángulo crítico para interfase plana e incidencia arbitraria para interfase no plana. En estos casos se presentan deformaciones en el haz acústico conocidas como aberraciones ópticas, las cuales alteran la posición y geometría de la zona focal.

Los objetivos que se persiguen en el presente trabajo son los siguientes:

- 1.- Predecir teóricamente los campos acústicos producidos por emisores planos acoplados a lentes acústicas, propagándose en dos medios a través de una interfase plana o de geometría no plana en incidencia arbitraria respecto a la interfase.

- 2.- Caracterizar experimentalmente haces acústicos enfocados propagándose en dos medios separados por una interfase plana en incidencia normal respecto a ésta.

Para lograr tales objetivos, el trabajo está estructurado de la siguiente forma: El capítulo II presenta el modelo teórico, partiendo de la forma en que una fuente puntual emite radiación acústica, para después generalizar a una fuente extendida. El modelo se aplica al caso de emisor plano y se generaliza a un emisor enfocado; cuyo frente de onda se propaga en un medio. Después cuando el haz se propaga a través de los dos medios, se resuelven los casos para incidencia normal e incidencia oblicua para interfases no plana y planas respectivamente. El capítulo III presenta el método experimental desarrollado para medir el campo acústico en agua y después con la presencia de una interfase plana a incidencia normal. Posteriormente se muestran comparaciones entre resultados experimentales y teóricos. Finalmente en el capítulo IV se presentan conclusiones y se hacen recomendaciones para un desarrollo de proyecto de investigación.

Capítulo 2

Radiación Acústica

2.1 Radiación acústica de una fuente puntual

Una fuente acústica puntual es aquella que cumple con la condición de que $\frac{x_0}{\lambda} < 0.5$, donde x_0 es el radio de la fuente y λ la longitud de onda, ésta emite frentes de onda esféricos, tal como se muestra en la figura 2.1, la cual al propagarse en un medio infinito provoca una distribución de presiones acústicas[1],[2]

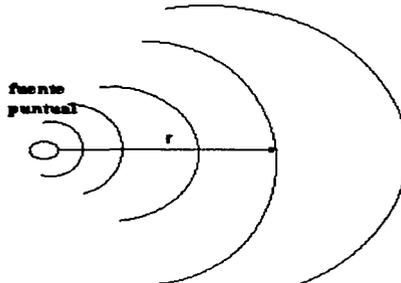


Figura 2.1 Frente de onda de una fuente puntual.

La presión acústica en un punto situado a una distancia r de la fuente a un tiempo t , esta dada por

$$P(r) = p_0 \frac{\exp[i(\omega t - kr)]}{r} \quad (2.1)$$

donde w es la frecuencia angular con la que vibra la fuente, k el número de onda, p_0 presión justo en la superficie de la fuente puntual, la cual se supone constante. Así pues, la fuente emite en forma continua y monocromáticamente, y el frente de onda se propaga en un medio isótropico y homogéneo

2.2 Radiación Acústica de una fuente extendida

Las fuentes acústicas reales son fuentes extendidas, tal como se ilustra en la figura 2.2.

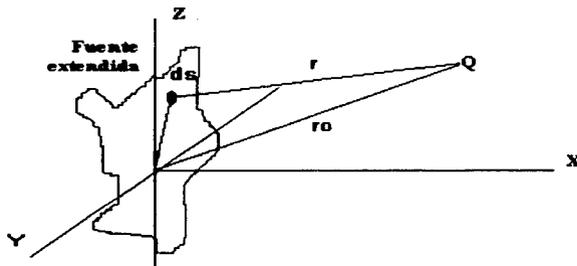


Figura 2.2 Fuente extendida de geometría arbitraria.

Dicha fuente puede considerarse como un conjunto de fuentes puntuales que emiten en fase, formando un patrón de interferencia. Así, la presión acústica en un punto Q , es la suma de cada una de las contribuciones de las fuentes puntuales en que fue dividida la fuente extendida.

Al dividir la fuente extendida en elementos diferenciales de área, ds , se tiene que la presión acústica producida por un elemento diferencial de área en un punto Q del medio, situado a una distancia r de éste, está dada por

$$dP = \frac{P'}{r} e^{i(\omega t - \kappa r)} ds \quad (2.2)$$

Usando el principio de Huygens, la presión acústica en Q , debido a la fuente extendida está dada por [3],[4],[1]

$$P_Q = \int_S \frac{P'}{r} e^{i(\omega t - \kappa r)} ds \quad (2.3)$$

donde P' , es la presión acústica justo en la superficie de la fuente, la cual se supone constante. La ecuación (2.3) es conocida como *la integral de Rayleigh*, la cual no puede resolverse analíticamente. Cabe recalcar que se tiene una *fente acústica extendida*, la cual emite en forma continua, monocromáticamente y con presión constante sobre su superficie, cuyo frente de onda se propaga en un medio isótropico y homogéneo.

2.3 Radiación acústica de un pistón circular

Considérese ahora que la fuente acústica es un pistón circular fijado por sus extremos, donde sólo una de sus caras circulares vibra en forma periódica con la misma amplitud y fase para todos los puntos de su superficie.

La figura 2.3 muestra el sistema de referencia utilizado para el cálculo de la presión acústica generada por el pistón en un punto Q del espacio situado a una distancia R del centro del mismo. asumiendo que la fuente esta localizada en el plano YZ . La presión acústica en un punto Q del medio, se encuentra resolviendo la integral de Rayleigh.

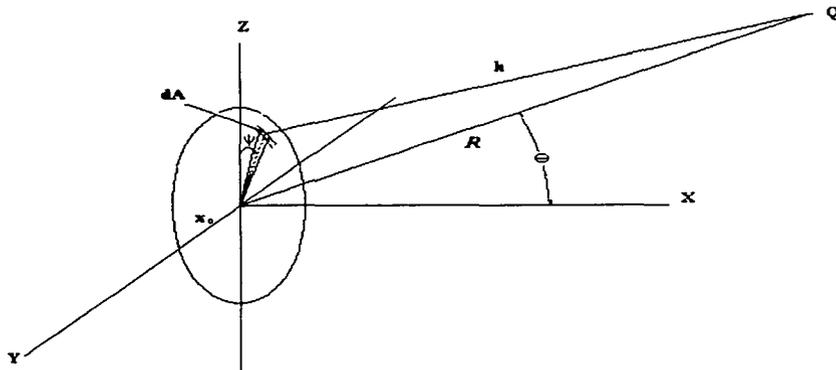


Figura 2.3 Sistema de referencia utilizado para el cálculo de presiones acústicas generadas por un pistón circular

Sí se restringe la posición de Q a puntos lejos de la cara del pistón y en el eje de éste, la integral de Rayleigh puede ser evaluada analíticamente. A continuación se consideran tales casos, suponiendo que la presión acústica sobre la cara del pistón es constante para todo punto de éste:

2.3. RADIACIÓN ACÚSTICA DE UN PISTÓN CIRCULAR

8

Caso a ($R \gg x_0$)

de la figura 2.3, se puede aproximar a h como:

$$h \approx R - z \operatorname{sen} \theta \cos \psi \quad (2.4)$$

por lo que

$$\frac{1}{h} \approx \frac{1}{R} \quad (2.5)$$

Así, (2.3) puede ser escrita como:

$$P_Q = \frac{P'}{R} \exp [i(\omega t - kR)] \int_0^{x_0} z dz \int_0^{2\pi} \exp [i(kz \operatorname{sen} \theta \cos \psi)] d\psi \quad (2.6)$$

integrando

$$P_Q = \frac{P' \pi x_0^2}{R} \exp i(\omega t - kR) \left[\frac{2J_1(kx_0 \operatorname{sen} \theta)}{kx_0 \operatorname{sen} \theta} \right] \quad (2.7)$$

donde J_1 son las funciones de Bessel de primer tipo. La ecuación (2.7) muestra que la presión a distancias grandes comparadas con el radio del pistón es función del ángulo θ , la cual decrece al incrementar la distancia. La parte entre paréntesis cuadrados de la ecuación (2.7) es conocida como la función de directividad [3],[5],[1], la cual muestra la variación de la presión como función de la dirección. La función de directividad está determinada por el producto $kx_0 = \frac{2\pi x_0}{\lambda}$, es decir, la razón entre el radio del emisor y la longitud de onda. Las figuras 2.4 y 2.5 muestran la función de directividad en coordenadas polares, para los casos en que $\frac{x_0}{\lambda} = 0.5$ y $\frac{x_0}{\lambda} = 3$, respectivamente. La figura 2.5 muestra un lóbulo central de mayor intensidad y lóbulos laterales de menor intensidad, dichos lóbulos se les conoce como lóbulo principal y lóbulos secundarios respectivamente.

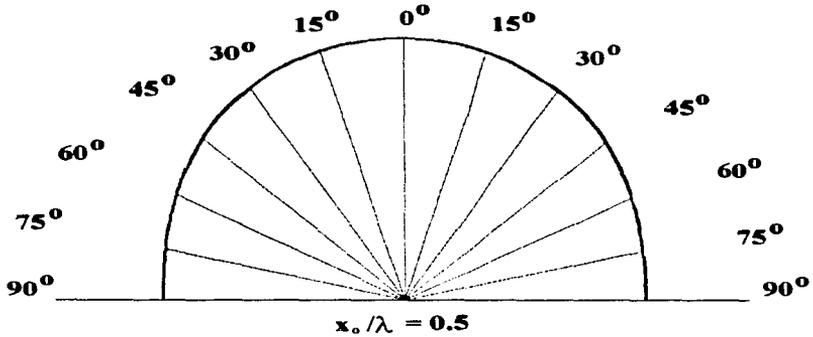


Figura 2.4 Función de directividad de un pistón circular, donde $\frac{x_0}{\lambda} = 0.5$

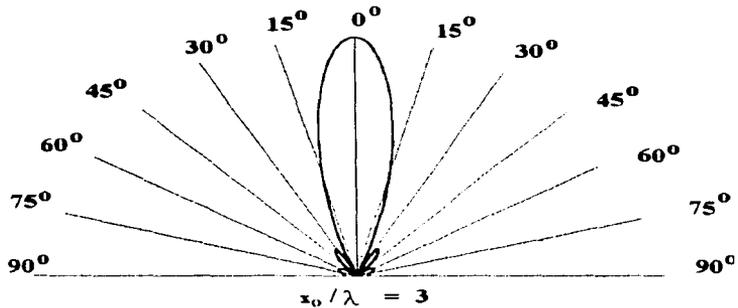


Figura 2.5 Función de directividad de un pistón circular, donde $\frac{x_0}{\lambda} = 3$

La función de directividad depende de la geometría del emisor tal como se ilustra en la tabla [5]

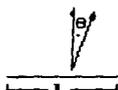
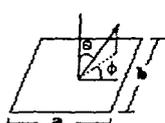
GEOMETRIA DE LA FUENTE	F. DIRECT.	X
<p>N fuentes puntuales</p>  <p>d 0-0 0 0 1 2 3 3</p>	$\frac{\text{sen}(Nx)}{N \text{sen}(x)}$	$\frac{\pi d}{\lambda} \text{sen } \theta$
<p>Línea distribuida</p>  <p>l</p>	$\frac{\text{sen}(x)}{x}$	$\frac{\pi l}{\lambda} \text{sen } \theta$
<p>Anillo</p>  <p>$2r_0$</p>	$J_0(x)$	$\frac{2\pi r_0}{\lambda} \text{sen } \theta$
<p>Pistón circular</p>  <p>$2r_0$</p>	$\frac{2J_1(x)}{x}$	$\frac{2\pi r_0}{\lambda}$
<p>Pistón rectangular</p>  <p>a b</p>	$\frac{\text{sen}(x_0)}{x_0} \frac{\text{sen}(x\phi)}{x\phi}$	$x_0 = \frac{\pi a}{\lambda} \text{sen } \theta$ $x\phi = \frac{\pi b}{\lambda} \text{ sen } \theta$

Tabla 1 Funciones de directividad para emisores de distinta geometría [3]

Caso b (Eje del pistón)

En los puntos del eje, la ecuación (2.3) puede aproximarse como[3]:

$$P_Q = P' e^{i\omega t} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{x_0} \frac{e^{ik\sqrt{x^2+y^2}}}{\sqrt{x^2+y^2}} y dy \quad (2.8)$$

integrando

$$|P_Q| = \frac{2\pi P'}{k} \left[2 - 2 \cos k \left(\sqrt{x_0^2 + x^2} - x \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

La figura 2.6 muestra las distribuciones de presiones acústicas en el eje del pistón para los casos en que $\frac{x_0}{\lambda} = 0.5$, $\frac{x_0}{\lambda} = 1$, $\frac{x_0}{\lambda} = 3$ respectivamente. Esta figura muestra como el cociente $\frac{x_0}{\lambda}$ determina el patrón de interferencia (presión acústica). Así la figura 2.6(a), muestra que un frente de onda esférico es alcanzado muy cerca de la cara del emisor, puesto que la presión acústica decae como $\frac{1}{R}$, entonces, la fuente emisora puede ser aproximada por una fuente puntual. En las figuras 2.6(b)-2.6(c), muestran como conforme la longitud de onda es menor con respecto a x_0 , el patrón de interferencia cerca del emisor es más complejo, teniendo variaciones abruptas de presión acústica, y a medida de que el frente de onda se hace esférico la presión acústica decae nuevamente como $\frac{1}{R}$.

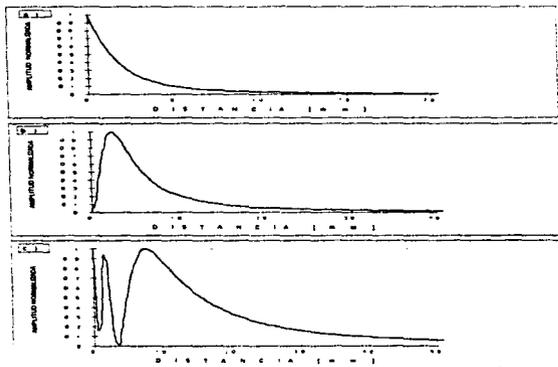


Figura 2.6 Distribución de presiones acústicas en el eje de un pistón circular, para los casos (a) $\frac{x_0}{\lambda} = 0.5$, (b) $\frac{x_0}{\lambda} = 1$, (c) $\frac{x_0}{\lambda} = 3$

En la figura 2.6(c) se observan máximos y mínimos. La posición de éstos se obtiene considerando la condición que da la ecuación (2.9), i.e., que $\cos k(\sqrt{r^2 + x^2} - x) = \pm 1$, así, la posición de éstos están en:

$$x_n = \frac{4x_0^2 - n^2\lambda^2}{4n\lambda} \quad (2.10)$$

donde, $n = 1, 3, 5, 7, \dots, \dots$ para los máximos y $n = 2, 4, 6, 8, \dots, \dots$ para los mínimos. Cuando $n = 1$ se obtiene la posición del primer máximo, el cual se representa por N :

$$x_1 = N = \frac{4x_0^2 - \lambda^2}{4\lambda} \quad (2.11)$$

La zona para puntos menores que N se le conoce como zona de Fresnel o campo cercano, para puntos mayores que N se le conoce como zona de Fraunhofer o campo lejano y la posición de N se conoce como límite de campo el cual da información del largo del campo cercano con respecto al plano del emisor. Alrededor de N existe una zona de amplitud máxima que es mayor en longitud con respecto a los demás máximos, dicha zona se conoce como zona de máxima amplitud.

Sí se desea conocer la presión acústica para todo punto del medio se requiere evaluar la integral de Rayleigh mediante algún método numérico. Como la fuente es simétrica con respecto a su eje, la presión acústica es simétrica con respecto al éste; por tal motivo, es suficiente calcular la distribución de presiones acústicas en el plano XY que contiene al eje, para conocer la distribución total del campo acústico. Así, la presión acústica en un punto del plano XY se calcula aproximando la integral de Rayleigh por [6]

$$P(Y, X) = \left\{ \sum_{p=1}^m \sum_{q=1}^n \frac{\Delta S_q}{h} \exp \left[i \left(\frac{x_0}{\lambda} \right)^2 2\pi h \right] \right\} \quad (2.12)$$

donde:

$e^{i\omega t}$ ha sido omitida debido a que se estudió la distribución de presiones acústicas a un tiempo t constante. Los índices de las sumatorias (m, n) determinan la partición de la superficie del pistón. Es importante hacer notar que en la elección de la partición se debe tomar en cuenta dos factores: (a) los elementos de área sean fuentes puntuales, (b) que la partición sea tal que se aproxime lo más posible a la superficie del pistón o de la superficie emisora.

$$\begin{aligned} \Delta S_q (\text{elemento de área}) &= \sigma_q \Delta\sigma \Delta\psi \\ \sigma_q &= \Delta\sigma \left(q - \frac{1}{2} \right), \\ \Delta\sigma &= \frac{\lambda}{n x_0}, \\ \Delta\psi &= \frac{2\pi}{m}, \\ n &= \frac{4x_0^2}{\lambda^2}, m = n\pi, \\ h &= \left(R^2 + \sigma_q^2 - 2R\sigma_q \sin\theta \cos\psi_p \right)^{\frac{1}{2}}, \end{aligned}$$

$$R = (Z^2 + X^2)^{\frac{1}{2}},$$

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{X}{Z} \right),$$

$$\psi_p = \Delta\psi \left(p - \frac{1}{2} \right),$$

$$Y = \frac{x\lambda}{x_0^2},$$

$$X = \frac{x\lambda}{x_0^2},$$

La partición de la superficie de la fuente se hace en función de la longitud de onda y el radio del emisor puesto que se requiere que los elementos de área, ΔS_q cumplan con la características de fuentes puntuales.

La figura 2.7, muestra los resultados de estos cálculos para el plano XY que contiene al eje, en los casos donde : $\frac{x_0}{\lambda} = 3, 5$, respectivamente, donde x_0 es el radio del pistón y λ la longitud de onda. Los resultados mostrados en las figuras 2.7 están normalizados a 1 con respecto al valor de la presión máxima, representando cada color la amplitud de la presión de acuerdo a la escala mostrada.

Dos regiones principales son distinguidas, dependiendo del punto de observación con respecto al plano del emisor. De estas figuras se distinguen las zonas definidas anteriormente, se observa el comportamiento del campo cercano y del campo lejano los cuales están limitados por N (punto de máxima amplitud), así como el lóbulo principal y los lóbulos secundarios que predice la función de directividad. En la región de Fresnel hay un mayor número de frentes de ondas interfiriendo por unidad de área, por lo que se puede aproximar como una perturbación generada por un frente de onda plana, así pues, existen variaciones abruptas en el campo acústico, tal como se ilustra en la figura 2.7. En la región de Fraunhofer los frentes de onda no interfieren por lo que se tiene un frente de onda esférico, decayendo así la presión acústica como $\frac{1}{R}$.



Figura 2.7 Distribución de presiones acústicas en el plano XY; generadas por un emisor plano de 6.35 mm de radio y 5 MHz de frecuencia, en los casos (a) $\frac{x_0}{\lambda} = 3$, (b) $\frac{x_0}{\lambda} = 5$.

2.4 Radiación acústica de un emisor enfocado

Enfocar un haz acústico consiste en concentrar en el menor volumen posible la mayor cantidad de energía del haz. Una forma de lograr esto es colocando una lente al emisor. Así, un emisor acoplado a una lente se conoce como emisor enfocado. Un emisor enfocado permite tener una mejor relación señal-ruido. La fabricación de éstos emisores consiste en ensamblar una lente al emisor mediante un acoplante, donde las impedancias acústicas [4] de la lente, el emisor y el acoplante son semejantes, minimizando así reflexiones internas del sistema. La energía radiada de la superficie cóncava tenderá a concentrarse cerca del centro ó centros de curvatura de la lente, y si las dimensiones satisfacen ciertas restricciones, la zona focal será muy pequeña; se asume que el radio x_0 de la frontera circular del emisor enfocado (la apertura del emisor) y la profundidad de la lente son grandes comparadas con la longitud de onda con que emite la fuente

Para conocer la presión acústica generada por éste tipo de emisores se supone que la superficie emisora, es la superficie de la lente y se evalúa la integral de Rayleigh sobre dicha superficie. Se analiza en forma general el caso de un emisor con dos radios de curvatura ortogonales entre sí, puesto que éste se reduce al caso de un emisor esférico cuando los dos radios son iguales y a un emisor cilíndrico cuando uno de los radios es infinito. En la figura 2.8 se muestra un emisor enfocado mediante una lente la cual puede ser aproximada por dos radios de curvatura ortogonales entre sí.

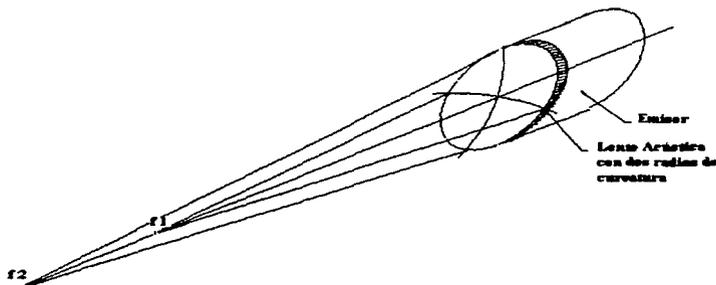


Figura 2.8 Emisor enfocado por una lente de dos radios de curvatura.

Para conocer la distribución de presiones acústicas generadas por emisores enfocados, se generaliza el método utilizado por Zemanek descrito en la sección anterior [6] a una superficie no plana, la cual se define por dos radios de curvatura ortogonales entre sí.

La figura 2.9 muestra el sistema de referencia utilizado para conocer la presión acústica en un punto Q del medio situado a una distancia R del centro del emisor, suponiendo que el emisor se

encuentra situado en el plano YZ.

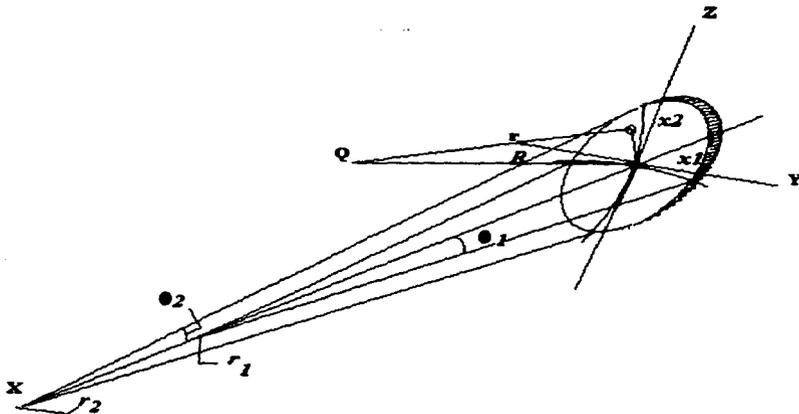


Figura 2.9 Sistema de referencia para el cálculo de presiones acústicas generada por un emisor enfocado.

Aproximando la integral de Rayleigh por una doble sumatoria, se tiene que la presión en un punto Q del espacio situado a una distancia R de la fuente está dada por

$$P(Q) = \left| \sum_{p=1}^m \sum_{q=1}^m \frac{P' r_1 r_2 \Delta \theta_1 \Delta \theta_2}{r} \exp[-ikr] \right| \quad (2.13)$$

donde:

Los límites son

$$\theta_1 \rightarrow (\theta_{1i}, \theta_{1f})$$

$$\theta_2 \rightarrow (\theta_{2i}, \theta_{2f})$$

Los límites de θ_2 están dados por

$$\theta_{2i} = \pi - \arccos \left(\frac{x_2}{r_2} \right) \quad (2.14)$$

$$\theta_{2f} = \pi + \arccos\left(\frac{x_2}{r_2}\right) \quad (2.15)$$

Los límites de θ_1 no son constantes, varían conforme θ_2 varía de $\theta_{2i} \rightarrow \theta_{2f}$, los cuales están dados por

$$\theta_{1i} = \pi - \arcsen\left(\frac{y_e}{r_1}\right) \quad (2.16)$$

$$\theta_{1f} = \pi + \arcsen\left(\frac{y_e}{r_1}\right) \quad (2.17)$$

donde:

$$y_e = \sqrt{\left(1 - \frac{z_1^2}{x_1^2}\right)} x_2^2$$

$$z_1 = r_2 \sin \theta_2$$

r_1, r_2 : radios de curvatura de la lente

x_1, x_2 : radios de apertura de la lente

$$\Delta S = r_1 r_2 \Delta \theta_1 \Delta \theta_2$$

$$r = \sqrt{[(r_1(1 + \cos \theta_1) + x_d) - x]^2 + [r_1 \sin \theta_1 - y]^2 + [z_1 - z]^2}$$

P' = presión sobre la superficie de la fuente, que se considera constante.

$$x_d = -\sqrt{r_2^2 - z_1^2} + r_2$$

$$n = \frac{4x_2}{\lambda}$$

$$m = n\pi$$

$$\Delta \theta_1 = \frac{(\theta_{f1} - \theta_{i1})}{m}$$

$$\Delta \theta_2 = \frac{(\theta_{f2} - \theta_{i2})}{m}$$

La figura 2.10 muestra la distribución de presión acústica en el plano XY y el plano YZ a la distancia focal del emisor, para cada uno de los casos mencionados en la tabla 2, cuando el frente de onda se propaga en acero. Donde para los casos de los emisores esférico, cilíndrico y toroidal se evaluó la ecuación (2.13) y para el caso del emisor plano se evaluó la ecuación (2.12)

La figura 2.10(a) muestra la distribución de presiones acústicas generadas por un emisor plano de 6.35 mm de radio y 5 MHz de frecuencia. En la figura 2.10(b) se muestra el campo acústico del transductor plano al "colocarle" una lente esférica con radio de curvatura de 20 mm. Como se observa la distribución de presiones cambia, tal como se ilustra en los planos; el plano XY muestra que la longitud del campo cercano disminuye y el plano YZ muestra como la zona de máxima amplitud se concentra en un volumen más pequeño, esto ocurre porque los dos ejes contribuyen al enfoque de igual forma. Cuando al emisor plano se le "coloca" una lente cilíndrica el efecto es distinto tal como se muestra en la figura 2.10(c), el efecto se debe a que sólo uno de los ejes enfoca y el otro no (radio de curvatura infinito). Cuando se "coloca" una lente con dos radios de curvatura, la distribución de presiones acústicas es la mostrada en la figura 2.10(d), el efecto se debe a que cada uno de los ejes enfoca a distancias focales distintas.

<i>TIPO DE LENTE</i>	r_1 [mm]	r_2 [mm]	<i>OBS.</i>
<i>Plana</i>	∞	∞	<i>no es lente</i>
<i>Esférica</i>	20	20	$r_1 = r_2$
<i>Cilíndrica</i>	20	∞	
<i>Toroidal</i>	20	30	$r_1 + r_2$

Tabla 2 Casos particulares de lente toroidal

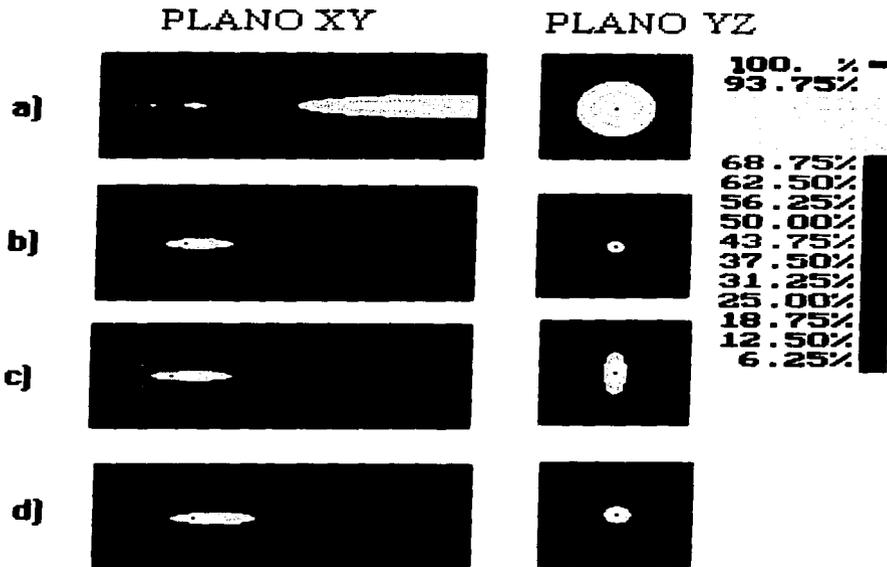


Figura 2.10 Distribución de presiones acústicas en el plano XY y el plano YZ generadas por un emisor de 6.35 mm de radio y 5MHz de frecuencia, para los casos: (a) emisor plano, (b) emisor esférico, (c) emisor cilíndrico, (d) emisor toroidal

De las distribuciones acústicas analizadas se observa que los efectos de colocar una lente acústica a un emisor plano es: por una parte, reducir la distancia del campo cercano así como disminuirla en amplitud, tal como lo muestra la figura 2.11 y por otra, concentra en un volumen más pequeño la zona de máxima amplitud, tal como se muestra en las figuras 2.11-2.15, las cuales muestran el largo y los anchos de la zona de máxima amplitud de los emisores: plano, esférico cilíndrico y toroidal

2.4. RADIACIÓN ACÚSTICA DE UN EMISOR ENFOCADO

19

respectivamente, las cuales se resumen en la tabla 3. Así, la geometría y dimensiones de la zona de enfoque depende de la geometría y dimensiones de la lente. En estas figuras se consideraron sólo los eje de los emisores respectivos para una mejor ilustración.

Para los casos de emisores enfocados lo largo del campo cercano se conoce como distancia focal y la zona de máxima amplitud hasta -6dB (amplitud disminuida a la mitad) se le conoce como zona focal.

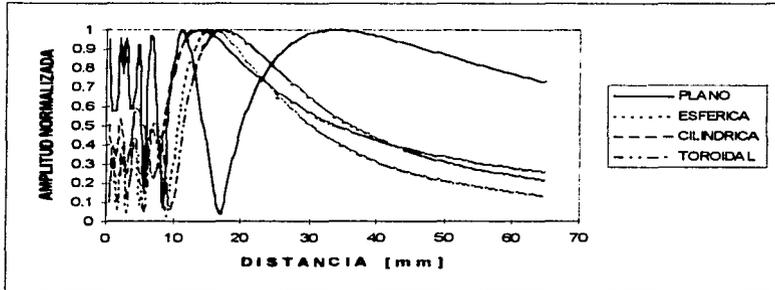


Figura 2.11 Distribución de presiones acústicas en el eje de los emisores respectivos

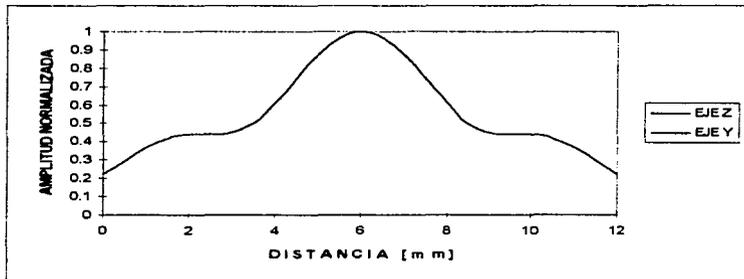


Figura 2.12 Distribución de presiones acústicas en los ejes transversales y, z del emisor, en N; generadas por un emisor plano.

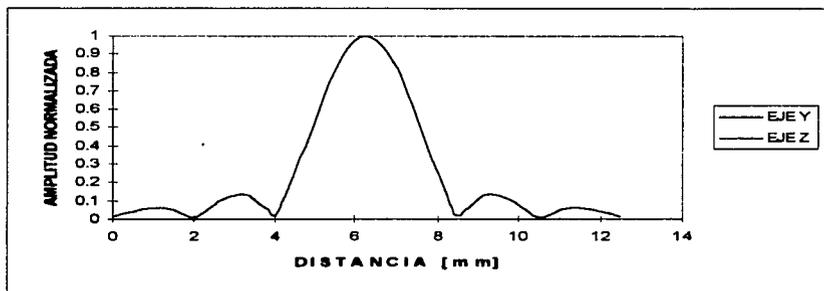


Figura 2.13 Distribución de presiones acústicas en los ejes transversales y, z del emisor, en la distancia focal; generadas por un emisor esférico.

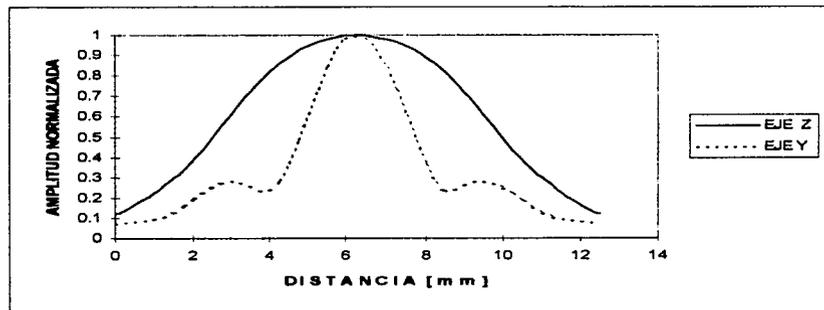


Figura 2.14 Distribución de presiones acústicas en los ejes transversales y, z del emisor, en la distancia focal ; generadas por un emisor cilíndrico.

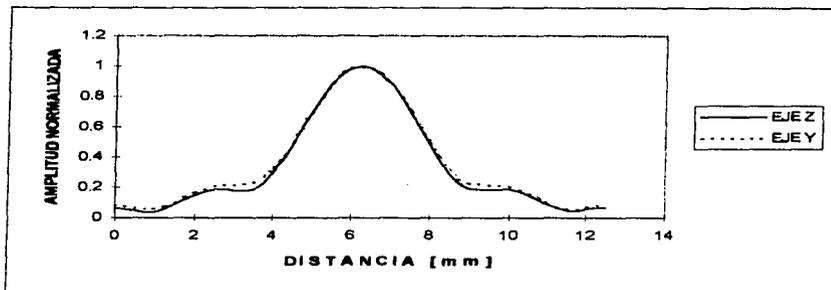


Figura 2.15 Distribución de presiones acústicas en los ejes transversales y,z del emisor, en la distancia focal; generadas por un emisor toroidal.

TIPO EMISOR	Plano	Cilíndrico	Estérico	Toroidal
Largo focal X [mm]	80	19.5	25.5	24.5
Ancho focal Y [mm]	6	2	3	3.7
Ancho focal Z [mm]	6	2	7.5	3.5
Distancia focal [mm]	33	15.5	13.5	17

Tabla 3 Dimensiones de largo y anchos focales, así como las distancias focales para emisores: plano, esférico, cilíndrico y toroidal.

2.5 Radiación acústica en dos medios

Un haz propagándose en un medio, se ve modificado por la presencia de una interfase. La modificación que sufre el haz dependerá de varios factores tales como la geometría de la interfase, el ángulo de incidencia y desde luego de las características del éste segundo medio.

El haz acústico puede incidir sobre la interfase en incidencia normal ó incidencia oblicua. Cuando la incidencia es oblicua se presentan dos fenómenos conocidos como *aberración monocromática* y el de *conversión de modo*.

La aberración monocromática se presenta del hecho de tener un haz monocromático, presentándose aberraciones monocromáticas, tales como *aberración esférica, coma y astigmatismo*, las cuales deterioran la zona focal haciéndola confusa, [12].

El fenómeno de conversión de modo consiste en la generación de nuevos modos de propagación a partir de la interfase, estas pueden ser longitudinales, transversales. Para el caso particular de un sólido isótropico y homogéneo, el máximo grado de simetría prevalece para todas las direcciones y es por eso que las constantes elásticas de segundo orden pueden ser escritas en términos de las constantes de Lamé. para este caso, se puede obtener las velocidades de propagación de las ondas longitudinales y transversales respectivamente [9].

$$c_l = \left(\lambda + \frac{2\mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.18)$$

$$c_t = \left(\frac{\mu}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

donde:

λ , μ constantes de Lamé.

Un fluido ideal ó Newtoniano no soporta esfuerzos de corte, por lo que sólo se propagan ondas longitudinales. Un ejemplo de este tipo de fluido es el agua [10].

Cuando una onda longitudinal incide en la interfase a un ángulo θ_{li} respecto a la normal, figura 2.16, en el segundo medio se tienen dos frentes de ondas transmitidas uno que corresponde a la propagación de ondas longitudinales el cual se denota en la figura con ll , y uno correspondiente a la propagación de ondas transversales denotado por lt . Al incrementar θ_{li} , el ángulo de refracción de la onda longitudinal llega eventualmente 90° . El ángulo de incidencia θ_{li} al cual este fenómeno se presenta es conocido como primer ángulo crítico. Al seguir incrementando el ángulo θ_{li} , la onda longitudinal esencialmente desaparece del segundo medio, existiendo sólo la onda transversal, la cual lleva eventualmente a que $\theta_{lt} = 90^\circ$, θ_{li} en este momento alcanza el segundo ángulo crítico.

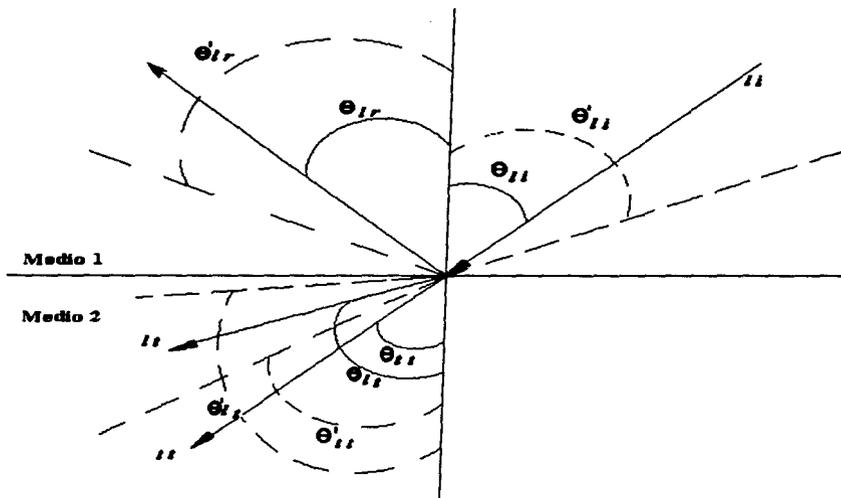


Figura 2.16 Principales modos de propagación a incidencia oblicua.

La presión acústica generada por el emisor en el segundo medio, se calcula suponiendo que la distribución de presiones acústicas en el segundo medio es generada por la interfase [19],[20],[21] esto se supone del hecho siguiente: cuando el haz incide a la superficie, la "golpea", ocasionando que la interfase vibre de una forma determinada por el emisor, ángulo de incidencia y geometría de la interfase. "Un observador en el segundo medio observará que una de sus superficies de su medio vibra (la interfase) y es a ella a la que asocia la distribución de presiones que mide. Utilizando este razonamiento, es lógico suponer que la presión acústica en un punto Q_2 del segundo medio, situado a una distancia R de la interfase, se puede calcular evaluando la ecuación(2.13) sobre la interfase en el caso de que ésta sea no plana, y la ecuación (2.12) en el caso de que sea plana. Es importante mencionar que en este caso I' no es constante sino que ahora la distribución de presiones depende del campo producido por el emisor en el primer medio. La distribución de presiones en la interfase se calcula evaluando la ecuación(2.13) si el emisor es enfocado ó la ecuación (2.12) si el emisor es plano,

para todo punto que forma la geometría de la interfase y considerando que el medio de propagación es el primer medio. *Cabe recordar que los medios de propagación son isotrópicos y homogéneos y que las fuentes emisoras (emisor e interfase) emiten en forma continua y monocromáticamente.*

El sistema de referencia para el cálculo de la presión acústica en el segundo medio está sobre la interfase, tal como se ilustra en la figura 2.17. Previamente se calcula la distribución de presiones sobre la interfase, para poder resolver de Rayleigh en ella.

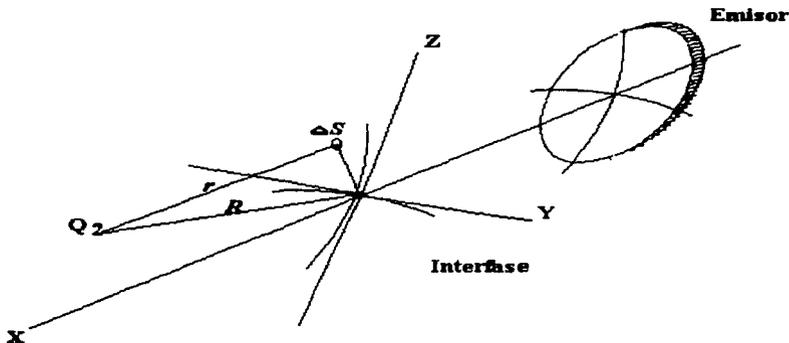


Figura 2.17 Sistema de coordenada para el cálculo de distribución de presiones en el segundo medio.

Así la presión acústica en un punto Q_2 del segundo medio se obtiene resolviendo la integral de Rayleigh sobre el *nuevo emisor*. La presión en Q_2 puede ser aproximada por

$$P(Q_2) = \left| \sum_{p=1}^m \sum_{q=1}^m P'_{pq} \frac{\Delta S}{r} \exp[-ikr] \right| \quad (2.20)$$

donde:

P'_{pq} = presión del elemento del área correspondiente.

r = distancia del elemento de área al punto Q_2 (con respecto a la interfase).

La forma de la expresión para ΔS y de P'_{pq} dependen de la geometría de la interfase.

En las secciones siguientes se analiza los casos de incidencia normal e incidencia oblicua respectivamente.

2.5.1 Distribución de presiones acústicas a incidencia normal

Considere el caso en que la interfase se encuentra en el campo cercano de un haz acústico generado por un transductor plano de 6.35 mm de radio y 5 MHz de frecuencia. Así, cuando la interfase es plana la distribución acústica es la mostrada en la figura 2.18(a), y cuando la interfase es cilíndrica de 20 mm de radio la distribución es la mostrada en la figura 2.18(b).

Ambas distribuciones acústicas son diferentes tal como se esperaba. Puesto que la geometría de la interfase es diferente se tienen distintos emisores para el segundo medio tanto en geometría como en la forma de vibrar. Cuando la interfase es cilíndrica la distancia del campo cercano disminuye tanto en longitud como en amplitud con respecto a la interfase plana tal como se ilustra en las figuras 2.19, además la zona de máxima amplitud es más pequeña y más intensa con respecto a la interfase plana tal como lo muestran las figuras 2.19-2.20. Por lo que la interfase cilíndrica tiende a enfocar el haz acústico comportándose como un emisor enfocado mientras que la interfase plana se comporta como emisor plano, el grado de enfoque se puede resumir en la tabla 4

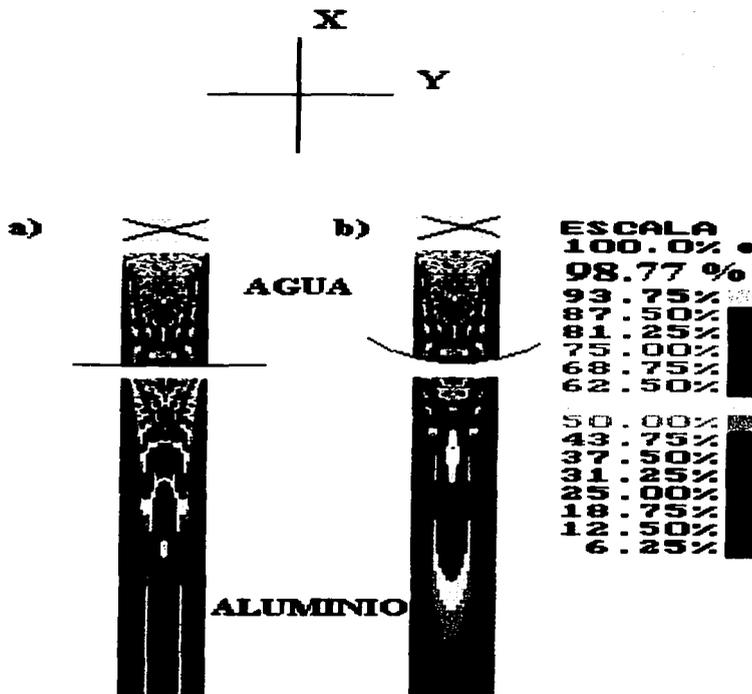


Figura 2.18 Distribución de presiones acústicas a través de agua y aluminio en el plano XY, generadas por un emisor plano de 5MHz y 6.35 mm de radio ; con interfase en el campo cercano para los casos (a) interfase plana, (b) interfase cilíndrica.

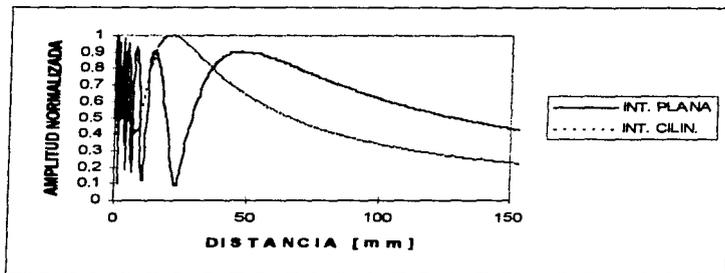


Figura 2.19 Distribución de presiones acústicas en el eje de la interfase en el segundo medio. (—) interfase plana, (- -) interfase cilíndrica.

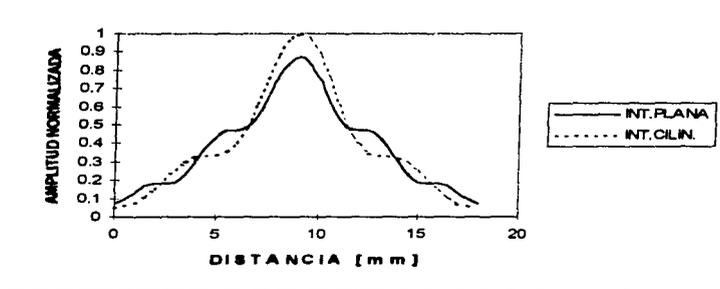


Figura 2.20 Distribución de presiones acústicas en un eje transversal de la interfase en los límites de campo respectivos en el segundo medio. (—) interfase plana, (- -) interfase cilíndrica.

	Interfase plana	Interfase cilíndrica
Long. campo cercano	47.5	20.5
Largo zona máx. amp.	116.5	55
Ancho zona máx. amp.	6	5

Tabla 4 Dimensiones en mm de : largo de campo cercano, largo y ancho de zona de máxima amplitud, para interfase plana e interfase cilíndrica en el segundo medio, generadas por un emisor plano.

Considere ahora el caso en que la interfase se encuentra en el límite de campo de un haz acústico generado por un transductor esférico de 9.62 mm de radio, 5 MHz de frecuencia y 152 mm de foco. Así, cuando la interfase es plana la distribución acústica es la mostrada en la figura 2.21(a), y cuando la interfase es cilíndrica de 20 mm de radio la distribución es la mostrada en la figura 2.21(b).

Cuando la interfase se encuentra en el límite de campo la distribución de presiones acústicas en el segundo medio se ve ligeramente modificada al cambiar de interfase plana a interfase cilíndrica tal como se muestran en las figuras 2.22-2.23, i.e., en este caso el grado de enfoque de la interfase cilíndrica es mínima tal como se muestra en la tabla 5.

2.5. RADIACIÓN ACÚSTICA EN DOS MEDIOS

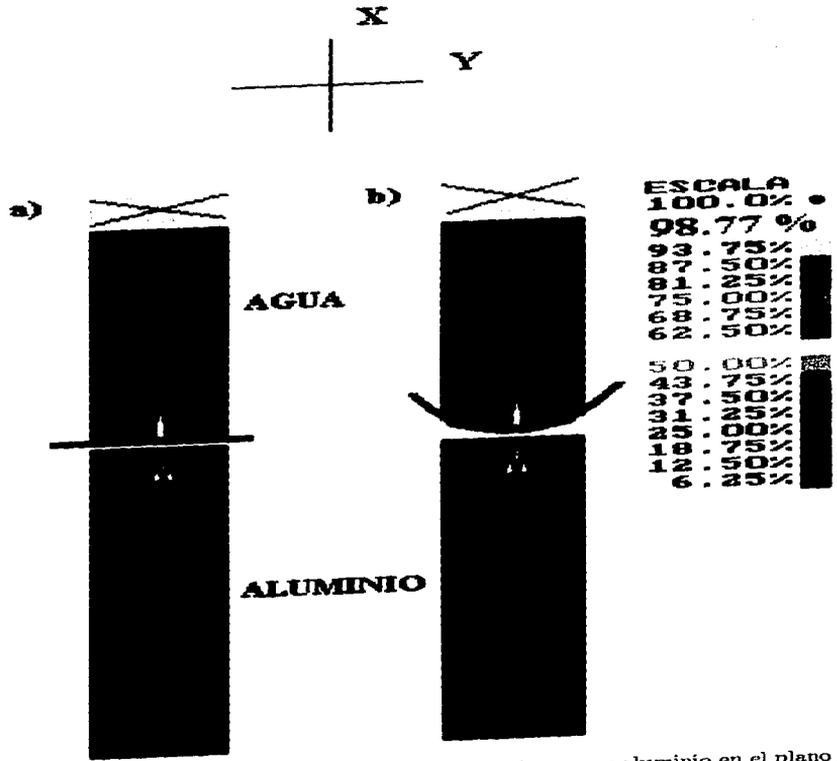


Figura 2.21 Distribución de presiones acústicas a través de agua y aluminio en el plano XY, generadas por un emisor esférico de 5 MHz, 9.62mm de radio y 152 mm de foco.

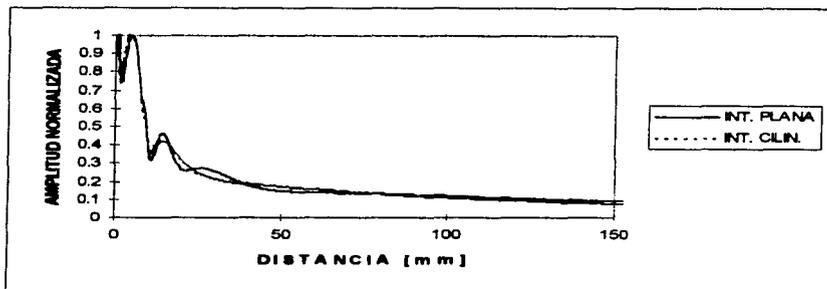


Figura 2.22 Distribución de presiones acústicas en los ejes respectivos de las interfaces en el aluminio. (—) interfase plana, (- -) interfase cilíndrica, generadas por el emisor esférico.

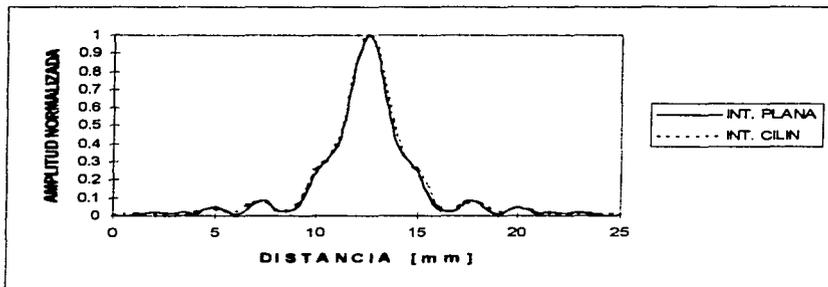


Figura 2.23 Distribución de presiones acústicas en los ejes transversales respectivos de la interfase en el aluminio. (—) interfase plana, (- -) interfase cilíndrica, generadas por el emisor esférico.

	Interfase plana	Interfase cilíndrica
Long. campo cercano	4.5	4
Largo zona máx. amp.	7.5	7
Ancho zona máx. amp.	2.6	2.5

Tabla 5 Dimensiones en mm. de: largo de campo cercano, largo y ancho de zona de máxima amplitud en el aluminio, generadas por un emisor enfocado con interfase en el límite de campo.

2.5.2 Distribución de presiones acústicas a incidencia oblicua

Al propagarse el haz en el segundo medio están presentes dos frentes de onda propagándose perpendicularmente entre sí con velocidades diferentes, a saber, el frente de onda longitudinal es casi el doble del frente de onda transversal. Por lo que el cálculo de la presión acústica en el segundo medio además de depender del ángulo de incidencia, geometría de la interfase y características de los emisores (emisor e interfase) y los medios de propagación depende de cual es la distribución que se desea determinar si la del frente de onda longitudinal ó la del frente de onda transversal. Cabe aclarar que los frentes de ondas presentes en el segundo medio no interfieren.

Como se analizó al principio de esta sección cuando el haz incide oblicua a la interfase se presenta el fenómeno de aberración. Una forma de introducir las aberraciones en el modelo es proceder bajo una línea parecida a la realizada en [11]. El autor conociendo de antemano el punto de enfoque que requiere, calcula las características y ángulo de incidencia del emisor que necesita. Para lograrlo parte del hecho de que un transductor ficticio tiene la distancia focal conocida y considera que el frente de onda de este emisor se propaga en el segundo medio, con estos datos conoce los focos, radios de apertura, distancia a la interfase y ángulo de incidencia del emisor real. En los cálculos considera un factor de corrección por aberración. Tomando estas ecuaciones se realiza el proceso inverso dado el emisor real se conocen las características del emisor ficticio. El razonamiento seguido es el siguiente: supone que el haz acústico se propaga en un sólo medio, cuya distancia focal es F la cual se localiza en Q , tal como se ilustra en la figura 2.21. En presencia de una interfase, parte de la energía es reflejada y parte es transmitida. El haz se transmite a un ángulo r de acuerdo a la ley de Snell; y en consecuencia el punto de enfoque esta en P' . Dicho punto de enfoque se le asocia a la distancia focal de un emisor ficticio cuyo haz se propaga en la dirección correspondiente al ángulo de transmisión en el segundo medio. Así, el problema se reduce a conocer las características del *emisor ficticio* y conocer la distribución de presiones de éste a partir de d' , ya que éste es equivalente a conocer la distribución de presiones acústicas en

el segundo medio. Esto se logra resolviendo la integral de Rayleigh para la superficie del emisor ficticio, donde las características del mismo están determinadas por las características del emisor, así como por la distancia a la interfase, el ángulo de incidencia y las características del segundo medio[11]

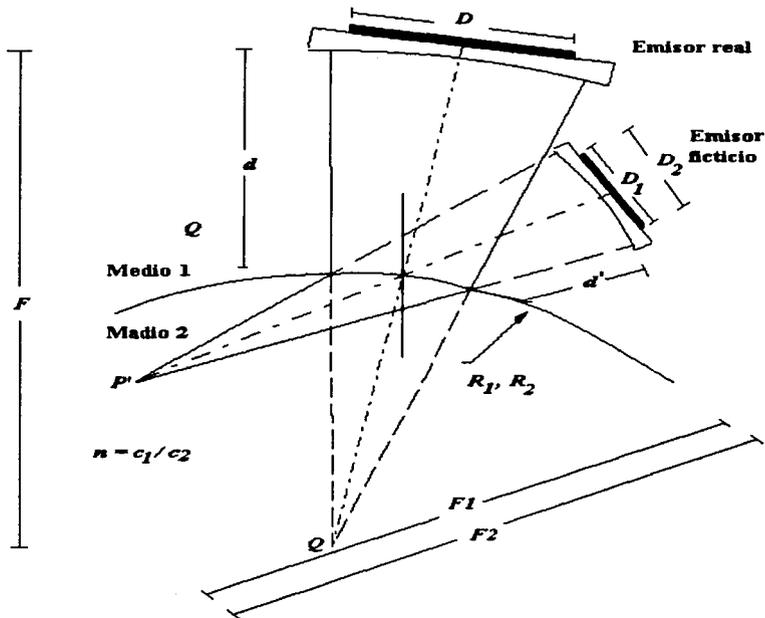


Figura 2.24 Haz acústico propagándose a través de dos medios,incidiendo en forma oblicua a una interfase no plana.

Las características del emisor ficticio están dadas por [11]:

$$d' = dn \quad (2.21)$$

$$D_1 = D \frac{\cos r}{\cos i} \quad (2.22)$$

$$D_2 = D \quad (2.23)$$

que para el caso de interfase plana, los radios de curvatura de la lente del emisor ficticio son

$$F_1 = \frac{F + d \tan^2 r - dn^2 \tan^2 r}{\frac{1}{n} + \frac{\tan^2 r}{n} - n \tan^2 r} \quad (2.24)$$

$$F_2 = nF \quad (2.25)$$

y para el caso de una interfase con dos radios de curvatura, los radios de curvatura de la lente del emisor ficticio son

$$F_1 = \frac{n}{\left[\frac{1}{F-d} - \left(\frac{1}{\cos i} - n \frac{\cos r}{\cos^2 i} \right) \frac{1}{R_1} \right] \frac{\cos^2 i}{\cos^2 r}} + d' \quad (2.26)$$

$$F_2 = \frac{n}{\left[\frac{1}{F-d} - \frac{1-n}{R_2} \right]} + d' \quad (2.27)$$

donde

F_1 = radio de curvatura de la lente en el plano de incidencia

F_2 = radio de curvatura de la lente en el plano perpendicular al plano de incidencia..

D_1 = diámetro de apertura de la fuente en el plano de incidencia.

D_2 = diámetro de apertura de la fuente en el plano perpendicular al plano de incidencia.

F = distancia focal del emisor

$n = \frac{c_1}{c_2}$, índice de refracción.

R_1 = radio de curvatura de la interfase en el plano de incidencia.

R_2 = radio de curvatura de la interfase en el plano perpendicular al plano de incidencia.

d = distancia del emisor a la interfase.

i = ángulo de incidencia del haz acústico .

r = ángulo del haz refractado.

Por lo que el emisor ficticio corresponde a un emisor con dos radios de curvatura dados por las ecuaciones (2.24), (2.25), (2.26), (2.27), F_1 , F_2 . Dos diámetros dados por las ecuaciones (2.22), (2.23), D_1 , D_2 ., que determinan la apertura de la fuente.

Considero el caso de una interfase cilíndrica la cual se encuentra en el límite de campo de un haz acústico generado por un transductor esférico de 6.35 mm de radio, 5 MHz de frecuencia y 152 mm

de foco, y el haz incidiendo a 10° respecto a la normal de ésta, además considere que la distribución calculada es la generada por el frente de onda longitudinal. Así, la distribución acústica a través del agua y el aluminio es la mostrada en la figura 2.25. Para éste caso el primer ángulo crítico se encuentra en 14.24° y el segundo ángulo crítico se encuentra en 29.13° , por lo que ambos frentes de onda (longitudinal y transversal) están presentes, aunque sólo se muestre la distribución de presiones acústicas generadas por el frente de onda longitudinal.

La zona focal ha sido deformada por el fenómeno de aberración tal como se ilustra en la figura 2.25.

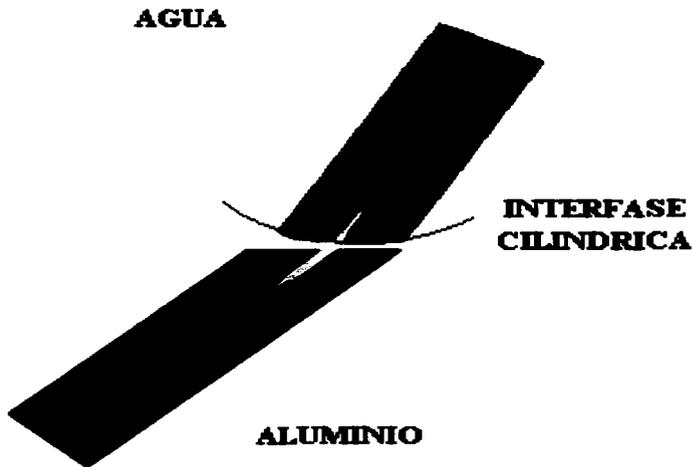


Figura 2.25 Distribución de presiones acústicas a través de agua y aluminio, cuando el haz incide a un ángulo de 10° a una interfase cilíndrica de radio de curvatura de 150 mm, generadas por un emisor enfocado de 5MHz, 9.62 mm de radio y 152 mm de foco.

Capítulo 3

Diseño experimental

3.1 Antecedentes

En el capítulo anterior se analizó el modelo que permitió calcular la distribución de presiones acústicas generadas por un emisor. Se obtuvieron resultados numéricos para los siguientes casos:

I) Distribución de presiones acústicas generadas por un emisor plano o un emisor enfocado, cuyo haz se propaga en un sólo medio.

II) Distribución de presiones acústicas generadas por un emisor plano o un emisor enfocado, cuyo haz se propaga a través de dos medios

En este capítulo se analizará un método experimental que permite conocer la distribución de presiones acústicas para algunos de los casos analizados teóricamente en los incisos I) y II). Esto permitirá evaluar al modelo usado con respecto a la realidad.

Este capítulo está dividido en dos partes, en forma semejante al capítulo anterior. En la primera parte se estudia la distribución de presiones acústicas en un medio, en este caso agua. En la segunda parte se estudia la distribución de presiones acústicas en un segundo medio, en este caso aluminio manteniendo como primer medio agua; para este caso se analizara sólo incidencia normal.

El barrido del campo acústico se hace utilizando la técnica pulso-eco[3], para ellos se utiliza de un reflector puntual, el cual puede moverse libremente en el agua por lo que resulta relativamente fácil medir la distribución de presiones acústicas. Para medir la distribución de presión acústica en el aluminio se presenta el problema de no poder mover el reflector dentro del material, por lo que se tienen más limitantes para ello

Se procederá a analizar las características y forma de excitar al emisor, el sistema mecánico que manipula la posición del emisor/reflector y el equipo de adquisición y procesamiento de datos para presentar los campos acústicos medidos. Así pues, conociendo las condiciones del modelo y las condiciones experimentales se podrá dar una mejor interpretación de los resultados.

3.2 Transductores piezoeléctricos

Los métodos más comunes utilizados en la generación de ondas acústicas son piezoelectricidad, generación óptica de ultrasonido (láser) y generación de ultrasonido por métodos electromagnéticos [4]. Los emisores a utilizar, son emisores que ocupan elementos piezoeléctricos.

La piezoelectricidad es una propiedad de ciertos cristales como el cuarzo, sal de Rochelle y Titanato de Bario, que les permite producir un campo eléctrico cuando son sometidos a una presión que provoque una deformación mecánica. El fenómeno inverso también existe, es decir, si a los mismos materiales se les aplica un campo eléctrico, sufrirán una deformación mecánica, tal como se ilustra en la figura 3.1. Al primer efecto se le conoce como efecto piezoeléctrico directo, mientras que el segundo se le llama efecto piezoeléctrico inverso y los materiales en los que se presentan dichos efectos se conocen como materiales piezoeléctricos.

El efecto piezoeléctrico, directo e inverso, es causado por una cierta asimetría de la estructura del cristal. Debido a esta asimetría, ciertas deformaciones del cristal provocan un desplazamiento en sus iones cargados positivamente, respecto a aquellos cargados negativamente, de forma tal que cada una de las celdas elementales del cristal adquiere un cierto momento dipolar, proporcional a la magnitud de la deformación. La figura 3.2 muestra esquemáticamente el efecto piezoeléctrico directo en cuarzo.

El efecto piezoeléctrico inverso puede explicarse de la siguiente forma: en un material, en cuyo cristal el centro de carga positiva no coincide con el centro de carga negativo, dos átomos vecinos distintos no se moverán la misma distancia cuando se le aplique un campo eléctrico. Como resultado, las dimensiones del material cambiarán proporcionalmente a la magnitud del campo eléctrico aplicado. Los emisores que funcionan bajo este principio son conocidos como transductores piezoeléctricos.

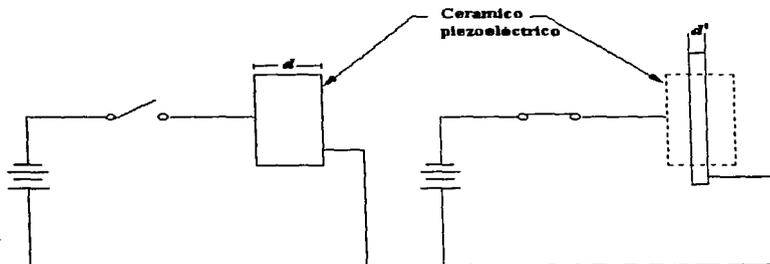


Figura 3.1 Efecto piezoeléctrico inverso.

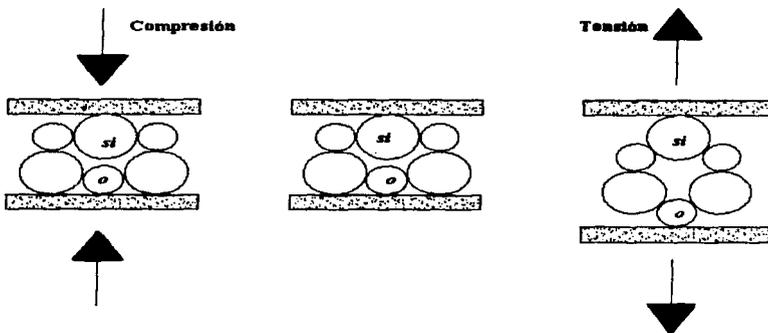


Figura 3.2 Representación esquemática del efecto piezoeléctrico directo en cuarzo.

La figura 3.3 muestra un corte transversal de un transductor piezoeléctrico típico, tal como los utilizados experimentalmente. Los materiales más comúnmente usados son cerámicos polarizados los cuales pueden ser cortados en variedad de formas para producir ondas longitudinales o transversales. Los materiales de respaldo, por lo general, son altamente atenuantes, la alta densidad del material es usada para controlar la vibración del elemento piezoeléctrico. Cuando la impedancia acústica del respaldo ($\rho_r c_r$) es parecida a la impedancia acústica del elemento piezoeléctrico ($\rho_p c_p$), el resultado será un transductor altamente amortiguado, con una banda de frecuencia ancha que puede tener baja sensibilidad. Si hay grandes diferencias entre la impedancia acústica del elemento piezoeléctrico y el respaldo, se tendrá un transductor de banda de frecuencia angosta que tiene alta sensibilidad. Los rangos de frecuencias utilizados experimentalmente se encuentran en el intervalo 5 KHz a 50 o 100MHz. Los transductores utilizados en el experimento son transductores de 5MHz, con un ancho de banda aproximado de 3 MHz. La figura 3.4 muestra el espectro de frecuencias de un transductor comercial, cuya frecuencia central esta dada por:

$$f_c = \frac{1}{2}(f_a + f_b)$$

Los transductores ultrasónicos piezoeléctricos utilizados son transductores comerciales, con elemento piezoeléctrico de forma de un disco circular delgado. Las características del transductor ultrasónico son frecuencia central, características geométricas del transductor (diámetro, foco...) y ancho de banda. Sin embargo, dichas características pueden variar considerablemente a los valores especificados, debido a irregularidades de manufactura [25]

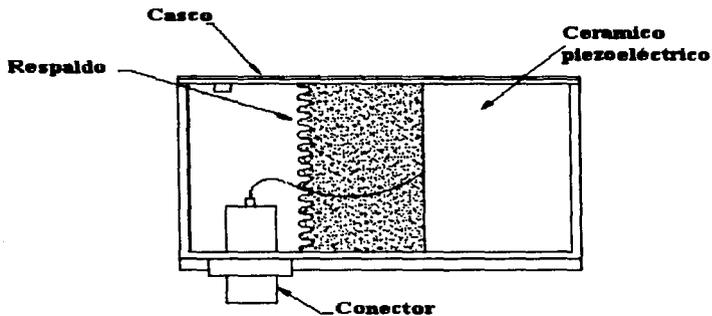


Figura 3.3 Corte transversal de un transductor comercial.

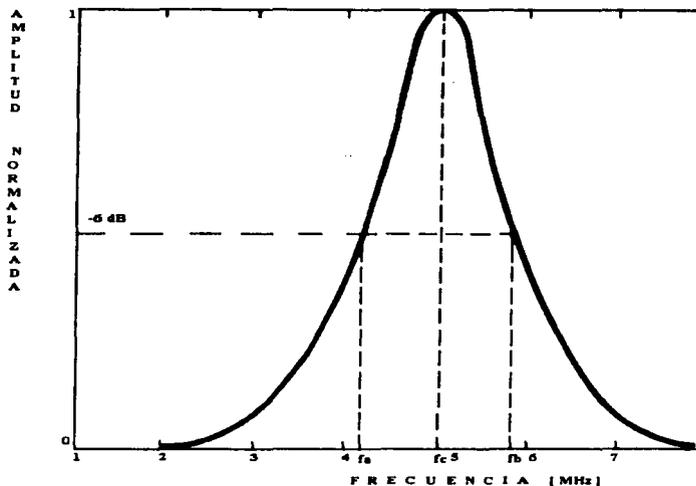


Figura 3.4 Curva de espectro de frecuencias de un transductor.

3.3 Técnica pulso-eco

De acuerdo a lo analizado en la sección anterior, el transductor piezoeléctrico tiene la propiedad de emitir ondas acústicas cuando es excitado (transforma un pulso eléctrico en mecánico) y ser receptor de ondas acústicas cuando está pasivo (transforma pulso mecánico en eléctrico). Aprovechando las propiedades del transductor, se ocupa la técnica pulso-eco para conocer la distribución de presiones acústicas generadas por un transductor piezoeléctrico.

Esta técnica consiste en enviar un paquete de energía (i.e., un pulso) que viaja a través del medio hasta ser reflejada por alguna discontinuidad en el mismo (i.e., eco). Dicho reflejo contiene información sobre la intensidad de presión acústica en ese punto del campo y además contiene

información sobre la discontinuidad misma. La figura 3.5 ilustra la técnica pulso-eco, el reflector es lo suficientemente pequeño para que no interfiera con el campo acústico.

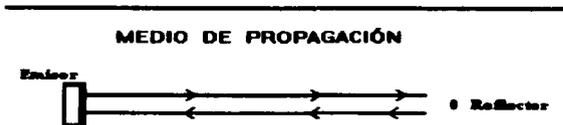


Figura 3.5 Técnica pulso-eco.

Esta técnica es utilizada debido a que las dimensiones del tanque no permite excitar al transductor en forma continua, ya que al excitar al transductor en forma continua a un tiempo t el patrón de interferencia debería ser estacionario, pero se tienen ondas reflejadas de las paredes del tanque en diferentes direcciones provocando un patrón de interferencia el cual no es únicamente generado por el emisor. Además no se cuenta con un transductor lo suficientemente pequeño para que no interfiera con el campo acústico.

El sistema experimental utilizado se compone de los siguientes elementos: (a) un emisor, (b) un sistema excitador receptor de la señal, (c) un sistema mecánico posicionador del transductor/reflector y (d) un sistema de adquisición y procesamiento de datos, tal como se ilustra en la figura 3.6.

El sistema excitador receptor tiene 3 funciones principales: (1) excitar al transductor, (2) recibir la señal analógica proveniente del mismo y (3) extraer el máximo de la amplitud de una ventana de tiempo seleccionada. El equipo utilizado es un detector de fallas ultrasónico comercial EPOCH IIB marca panametrics[14], con entrada/salida analógica de 0 a 1 V DC

El sistema mecánico posicionador consiste de tanque de inmersión con un sistema posicionador mecánico. El subsistema mecánico es el encargado de transmitir movimientos controlados al transductor piezoeléctrico ó reflector. El sistema de posicionamiento consiste de una estructura metálica rectangular de 60 x 35 cm, puede realizar movimientos lineales con dos grados de libertad (x-y). El movimiento se logra haciendo girar dos tornillos sinfín colocados a la mitad de lo largo y ancho de la estructura metálica, por medio de dos motores de paso. La resolución del sistema es obtenida por la combinación de resolución de dos motores de paso y el paso de los tornillos sinfín, los cuales transmiten el movimiento; por un lado la resolución de los motores de paso es de 200 pasos/revolución y el paso de los tornillos sinfín es de 2 mm, por lo tanto, al ser acoplados directamente a través de dos engranes del mismo tamaño y una banda dentada, la resolución combinada del sistema en ambos ejes es de 0.01 mm. Esta resolución es teórica, aunque ha probado ser repetible, experimentalmente

se ha determinado que la resolución es de 0.05 mm.[16],[17]. Los desplazamientos parciales y totales son establecidos mediante un programa de cómputo, el cual opera la tarjeta controladora de motores de pasos

El sistema de adquisición y procesamiento de datos esta compuesto de una tarjeta que transforma la señal analógica proveniente del epoch IIB a una señal digital, una computadora personal que almacena el valor de la presión, asociándole un color falso el cual es mostrado simultáneamente en pantalla ,mediante un conjunto de programas de computo; los colores falsos están asociados a una escala de 0 a 1. La tarjeta utilizada es la PC-LAB 711, que es una tarjeta multifunción de adquisición de datos para computadoras IBM PC/XT/AT y compatibles. La tarjeta presenta las siguientes características:(1) Terminal simple de entrada analógica de 8 canales. (2) Convertidor de aproximación sucesiva estándar para la industria de 12 bits para convertir entradas analógicas con tiempo máximo de conversión A/D de 25 μ s. (3) Intervalo de entrada analógica de -5V a +5V. (4) El disparo A/D y la transferencia de datos son controlados por programación. (5) Un multiplexor monolítico de 12 bits canal de salida D/A, el intervalo de salida es de 0 a +5 V ó de 0 a10 V. La computadora utilizada es una PC IBM 386, 33MHz.

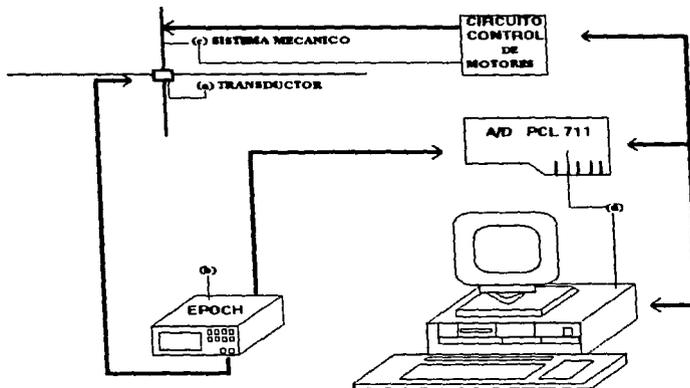


Figura 3.6 Diagrama esquemático del sistema experimental para la adquisición de datos.

3.4 Campo acústico en agua

El medio de propagación idóneo para estos experimentos es el agua. Para obtener la presión acústica generada por el transductor en un punto del medio, se coloca un reflector puntual en el punto donde se desea medir la presión acústica. Parte del frente de onda emitido por el transductor es reflejado, trayendo con él la información de la presión acústica en ese punto. La señal reflejada es el eco que el transductor "escucha" y transforma en pulso eléctrico la cual es procesada por el equipo ultrasónico y desplegado en forma de una señal RF rectificada. Posteriormente, el equipo ultrasónico detecta la amplitud máxima de la señal en una ventana de tiempo previamente seleccionada de acuerdo a la distancia a la cual se encuentra el reflector. Esta señal se transmite a la PC donde es almacenada y se le asigna un color falso, el cual se muestra simultáneamente en pantalla. Para medir la presión acústica en otro punto se cambia la posición del reflector o el transductor mediante el sistema mecánico repitiéndose nuevamente el proceso.

El sistema mecánico permite llevar a cabo barridos en el plano XY (planos perpendiculares a la cara del transductor). Sin embargo, ajustando la orientación del transductor se pueden realizar barridos en planos paralelos al transductor. Así, tomando cortes paralelos y perpendiculares al eje del transductor se puede conocer la distribución "total" del campo acústico generado por el transductor. La figura 3.7 muestra el enmallado, orientación y movimiento del transductor para conocer la distribución de presiones en un plano paralelo al eje del transductor.

Para los casos en que la superficie emisora del transductor es simétrica con respecto a su eje, los campos acústicos generados son simétricos con respecto al eje del transductor, por lo que para conocer la distribución "total" es suficiente medir la distribución de presiones en el plano perpendicular a la cara del transductor el cual contiene al eje, ya que la distribución total se obtiene al hacer rotar dicho plano.

Los transductores utilizados para realizar este experimento son transductores con superficie emisora simétrica (transductor plano, transductor enfocado por una lente esférica), por lo que fue suficiente con barrer el plano perpendicular a la cara del transductor que contiene al eje.

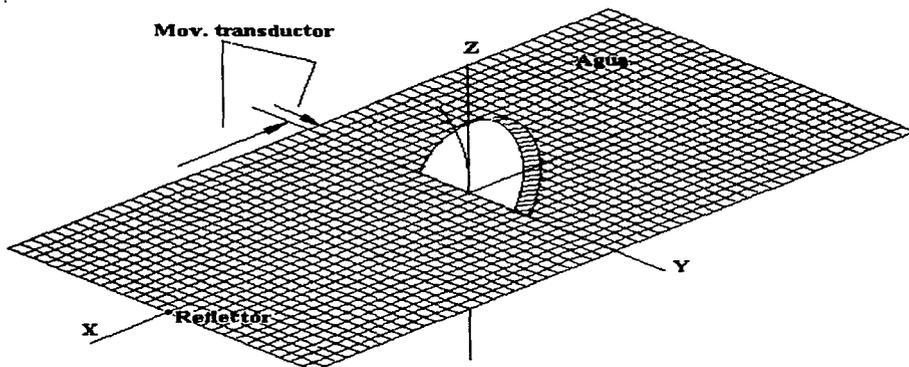


Figura 3.7 Enmallado que ilustra los barridos experimentales realizados para sensar la presión acústica en el plano XY.

3.4.1 Campo acústico de un transductor plano

La figura 3.8 muestra la distribución de presiones acústicas medidas experimentalmente, en el plano XY ilustrado en la figura 3.7, generadas por un transductor plano de 5 MHz y 6.35 mm de radio.

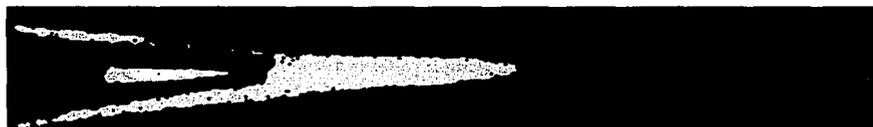


Figura 3.8 Distribución de presiones acústicas experimentales en el plano XY que contiene al eje, generadas por un transductor plano de 6.35 mm de radio y 5MHz

La figura 3.9 muestra los resultados numéricos generados por el modelo descrito en el capítulo anterior y los resultados experimentales de el transductor plano



Figura 3.9 Distribución de presiones acústicas en el plano XY generadas por un transductor de 5MHz y 6.35 mm de radio; (a) teórico, (b) experimental

Considere la distribución de presiones acústicas tanto teórica como experimental en el eje del transductor plano, así como el eje transversal de éste en el límite de campo. Los resultados teóricos en el campo lejano siguen el comportamiento de los resultados experimentales, mientras que en el campo cercano no ocurre esto, tal como se muestra en las figuras 3.10-3.11.

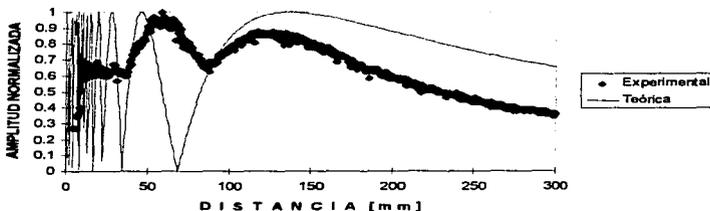


Figura 3.10 Distribución de presiones acústicas en el eje de el transductor plano de 6.53 mm de radio y 5MHz de frecuencia.

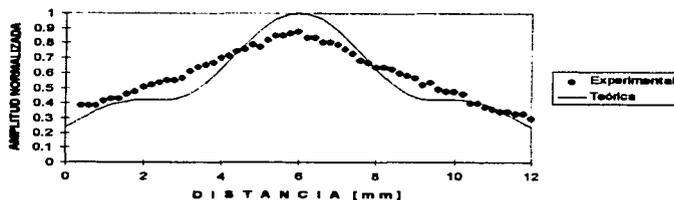


Figura 3.11 Distribución de presiones acústicas de un corte transversal en N, generadas por un transductor plano de 6.35mm de radio y 5MHz de frecuencia.

Los motivos por los cuales no siguen el mismo comportamiento en el campo cercano son múltiples, por un lado se tienen limitantes experimentales y por otro limitantes mismas del modelo.

Las limitantes del modelo se encuentran principalmente en suponer que el emisor emite en forma continua y monocromáticamente, y experimentalmente el transductor es excitado en forma pulsada (por limitantes experimentales) y emite en un espectro de frecuencias. La distribución de presiones acústicas en el campo cercano depende del número de ciclos que contenga el pulso [1]. Si el pulso tiene un ciclo no existe comportamiento de campo cercano, a partir de dos ciclos aparece el comportamiento de campo cercano y conforme el número de ciclos aumenta el comportamiento de campo acústico tiende al comportamiento del campo acústico de un emisor que emite en forma continua, tal como se ilustra en la figura 3.12, como se observa de esta figura la posición del límite de campo y el comportamiento de el campo lejano se conserva independientemente del número de ciclos del pulso.

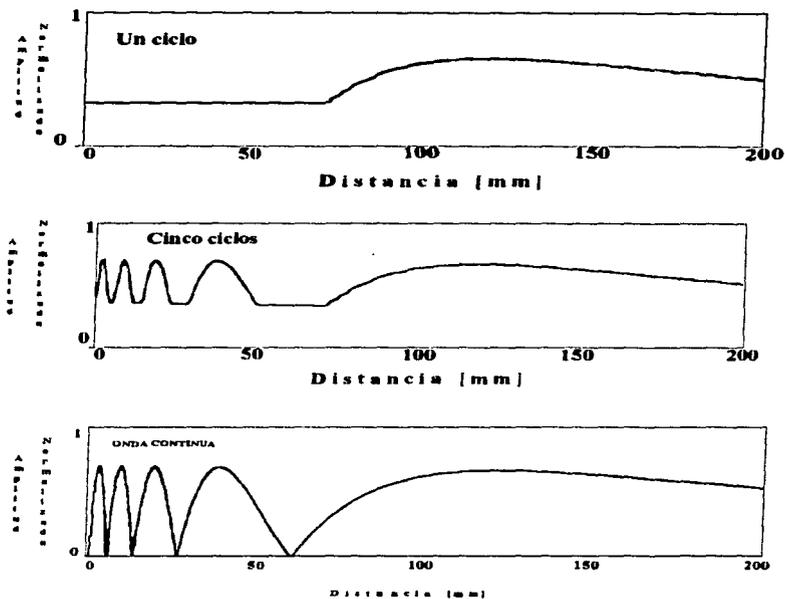


Figura 3.12 Distribución de la presión acústica de un pistón circular al variar el número de ciclos en el pulso de excitación, hasta llegar a excitarlo con onda continua[1]

Considere el transductor plano utilizado experimentalmente (6.35 mm de radio con 5MHz de frecuencia central), el cual tiene un ancho de banda aproximado de 3MHz a -6dB. La distribución de presiones acústicas generadas por éste transductor es la mostrada en la figura 3.13(b). El número de máximos en el campo cercano así como la posición del límite de campo varían al considerar los límites del ancho de banda, tal como se muestra en la figura 3.13(a) para el límite inferior (3.5 MHz) y la figura 3.13(c) para el límite superior (6.5 MHz). Sin embargo, la posición del límite de campo experimental coincide con el límite de la distribución correspondiente a la frecuencia central . Esto ocurre porque la amplitud de presión acústica para la frecuencia central es máxima (figura 3.4) dominando por tal motivo la posición de N , no siendo así para el comportamiento del campo cercano, tal como se muestra en la figura 3.14.

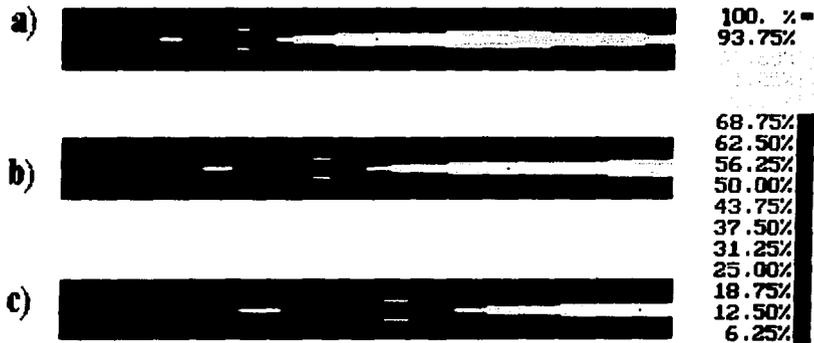


Figura 2.13 Distribución de presiones acústicas generadas por un transductor plano de 6.35 mm de radio y (a) 3.5MHz, (b) 5MHz, (c) 6.35 MHz de frecuencia.

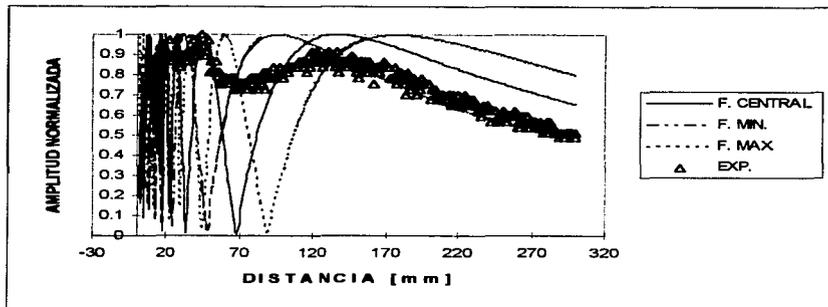


Figura 3.14 Distribución de presiones acústicas en el eje de un transductor plano de 6.35 mm de radio y 5MHz, con ancho de banda de 3MHz a -6dB, tomando: frecuencia central, límites del ancho de banda y resultados experimentales respectivamente.

Dentro de las limitantes experimentales se tiene que la resolución del equipo no permite detectar variaciones abruptas de un punto a otro, además las variaciones pequeñas de presión acústica no se pueden medir puesto que están inmersas en el ruido; por lo que realmente resulta difícil medir la distribución de presiones acústicas en el campo cercano. Otra limitante experimental es seguramente la forma del transductor i.e., la forma del elemento piezoeléctrico. Tal como se analizó en el capítulo anterior, la geometría del emisor determina el comportamiento del campo acústico. La geometría del elemento piezoeléctrico es un disco circular de acuerdo a lo estipulado por el fabricante, sin embargo, haciendo distintos barridos para diferentes transductores con las mismas características del fabricante (transductor plano de 6.35 y 5MHz) se obtienen diferentes distribuciones acústicas tal como se muestra en la figura 3.15. *Por lo que hace suponer que la geometría de cada transductor es diferente.*



Figura 3.15 Distribución de presiones acústicas generadas por dos transductores planos, con las mismas características comerciales (6.35 mm de radio y 5 MHz frecuencia central).

3.4.2 Campo Acústico de un Transductor Esférico

La figura 3.16 muestra la distribución de presiones acústicas medidas experimentalmente para el plano XY mostrado en la figura 3.7 generadas por un transductor enfocado por una lente esférica de 5MHz, 9.62 mm de radio y 152 mm de foco.



Figura 3.16 Distribución de presiones acústicas experimentales en el plano XY que contiene el eje del transductor. generadas por un transductor enfocado de 5MHz, 9.62 mm de radio y 152mm de foco.

La figura 3.17 muestra los resultados teóricos generados por el modelo así como los resultados medidos experimentalmente.

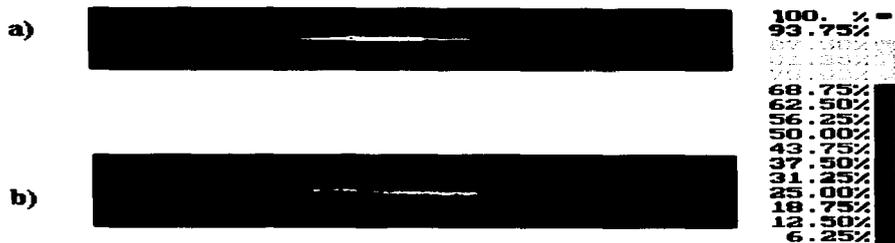


Figura 3.11 Distribución de presiones acústicas en el plano XY, generadas por un transductor de 5MHz, 9.62 mm de radio y 152 mm de foco; (a) teórico, (b) experimental.

Considere la distribución de presiones acústicas tanto teórica como experimental en el eje del transductor esférico, así como el eje transversal de éste en el límite de campo. Los resultados teóricos en el campo lejano siguen el comportamiento de los resultados experimentales, mientras que en el campo cercano lo siguen parcialmente; sólo muy cerca de la cara de transductor el comportamiento teórico no coincide con el experimental tal como se muestra en las figuras 3.18-3.19. Aquí el motivo principal por el cual puedan presentarse tales diferencias se debe a la dificultad de medir la presión acústica muy cerca del transductor, los otros motivos discutidos en la sección anterior están presentes pero lo afectan de una forma secundaria.

Al extender el modelo de un emisor plano a un emisor enfocado, el campo cercano "pierde" importancia al reducir tanto la amplitud como la distancia, logrando de algún modo corregir el modelo puesto que éste se ajusta a la realidad tal como lo muestran éstos resultados. Cabe resaltar que la zona focal queda perfectamente predicha por el modelo.

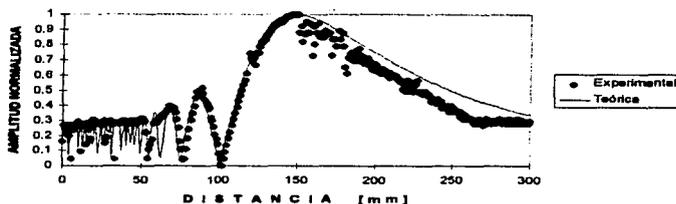


Figura 3.18 Distribución de presiones acústicas en el eje del transductor enfocado, generadas por un transductor esférico de 5MHz, 9.62 mm de radio y 152 mm de foco.

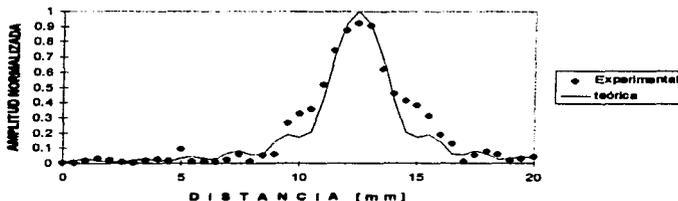


Figura 3.19 Distribución de presiones acústicas en un eje transversal al eje del transductor en N, generadas por un transductor esférico de 5 MHz, 9.62 mm de radio y 152 mm de foco.

3.5 Campo acústico en un segundo medio

Para medir la presión acústica en el segundo medio, a incidencia normal con respecto a la interfase, se sumerge en el agua un bloque de aluminio con un barreno de 1/16 de pulgada de diámetro en el centro de la cara inferior del mismo. Se nivela perfectamente el bloque de forma tal que el haz incidente sea normal a la interfase. Al incidir el haz sobre la interfase, parte del mismo es reflejado y parte es transmitido. El transmitido viaja a través del aluminio hasta ser reflejado por el barreno.

ésta señal trae la información de la presión acústica en dicho punto. Esta señal es capturada y procesada de la misma forma que cuando sólo se tenía agua como medio de propagación. Al movimiento del transductor sobre el plano XY se puede medir la distribución del campo acústico en el plano paralelo a la cara del transductor el cual se encuentra a la profundidad del barreno, tal como se ilustra en la figura 3.20. Por lo que para conocer la presión acústica en otro punto del plano, únicamente se cambia la posición del transductor al siguiente punto, siguiendo el mismo procedimiento.

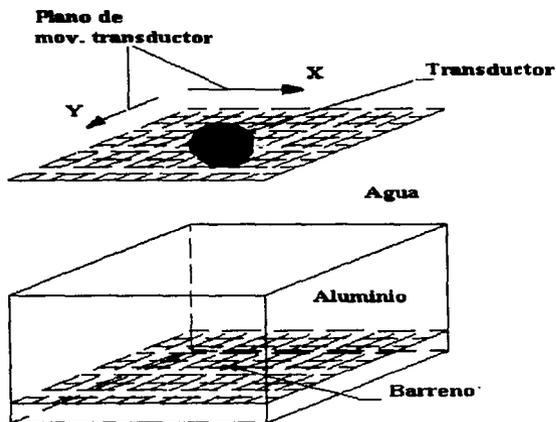


Figura 3.20 Enmallado que ilustra el plano medido experimentalmente en un bloque de aluminio.

Para medir la distribución del campo acústico "total" en el aluminio (figura 3.21a), se requieren tantos bloques como puntos el enmallado requiera. Por ejemplo, supongase que se requiere barrer la distribución de presiones acústicas generadas por un transductor cuya distribución de presiones acústicas "termina" a 700 nm de la superficie del emisor, se necesitarían 1400 bloques si se toma una resolución típica de 0.5 mm, iniciando desde el más pequeño de 15mm hasta el más grande de 710 nm, todos ellos con el barreno en el centro a una profundidad de 10 mm, tal como se ilustra en la figura 3.21b. En cada uno de los bloques se mediría la distribución de presiones acústicas en planos paralelos a la cara del transductor a distintas distancias de éste, i.e., el primer bloque

mediría la distribución acústica en un plano a 10 mm del transductor, en el segundo mediría en el plano a 15 mm, en el tercero en un plano a 20, etc. Uniendo todos estos cortes, se obtiene el campo acústico "total". Sin embargo, se puede tener un panorama del comportamiento del campo acústico con un mínimo de bloques, a saber un bloque que proporcione información en el campo cercano, otro que proporcione información del límite de campo y por último uno que proporcione información del campo lejano. Estos cortes son suficientes para analizar la aproximación del modelo al comportamiento del campo acústico generado por un transductor.

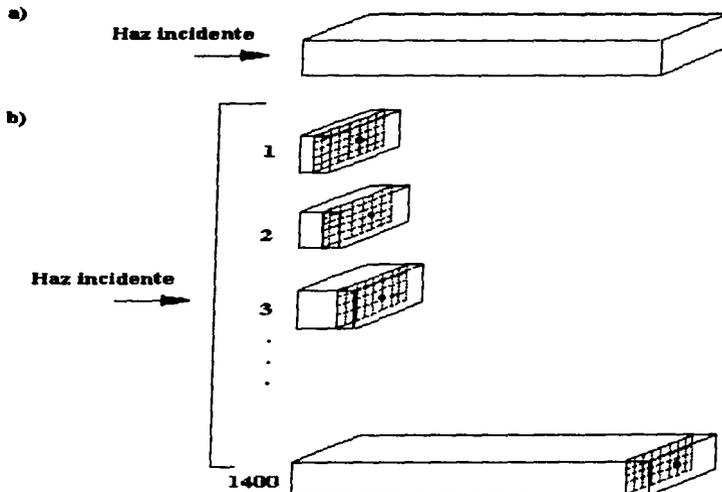


Figura 3.21 (a) bloque en el que se propaga el haz acústico, (b) bloques requeridos para mapear el campo acústico total de un caso particular.

Con el auxilio del modelo generado para el cálculo de presiones acústicas, se diseñaron los bloques que permitieron realizar esta parte experimental. Para su diseño, se consideraron las características de los transductores (se requiere que los bloques sirvan para ambos transductores

por limitantes económicas) y el tipo de interfase. Mediante programas de cómputo se calcula la distribución de presiones acústicas en el aluminio generadas por los siguientes transductores

- a) Transductor plano: 5MHz de frecuencia central, 6.35 mm de radio
- b) Transductor enfocado por lente esférica: 5 MHz de frecuencia central, foco 152mm, radio de 9.62mm.

El cálculo se realizó considerando una interfase plana, la cual se encontraba para ambos transductores a una distancia igual a 70 mm, tal como se ilustra en la figura 3.22. La distribución de presiones acústicas en los ejes respectivos, sirven para conocer las profundidades de los bloques, las otras dos dimensiones quedan determinadas por el ancho del haz acústico y por la condición de no tener efecto de borde debido a las paredes del bloque. Las dimensiones de los bloques son ilustradas en la figura 3.23. Estos bloques son suficientes para medir la distribución de presiones acústicas en planos paralelos a la cara del transductor en el aluminio a distancias de 33 mm y 43 mm de la interfase respectivamente. Así, para el transductor plano se puede medir la distribución de presiones acústicas en un plano del campo cercano, mientras que para el transductor esférico se pueden medir dos planos uno correspondiente al límite de campo y otro en el campo lejano.

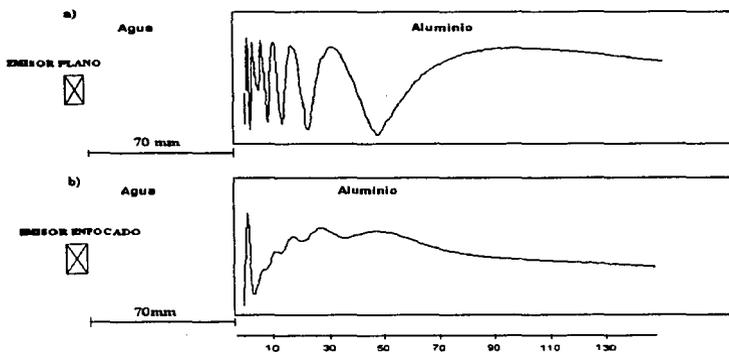


Figura 3.22 Mapco de campo acústico que determinan las profundidades de los bloques a fabricar.
(a) transductor plano, (b) transductor enfocado.

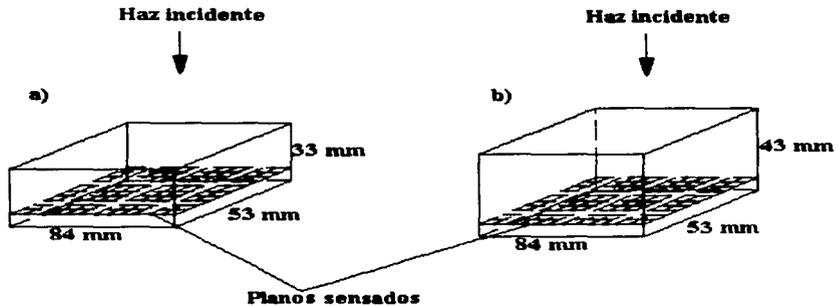


Figura 3.23 Dimensiones de los bloques fabricados

3.5.1 Comparaciones entre resultados teóricos y experimentales del Campo Acústico en el Aluminio

Considerando que la interfase se encuentra a 70 mm del transductor, se mide la distribución de presiones acústicas en los planos ilustrados en la figura 3.23 para el caso del transductor enfocado: obteniendo la distribución de presiones acústicas en el plano del límite de campo, figura 3.24b, y otro en un plano del campo lejano, figura 3.26b respectivamente. Los resultados numéricos generados por el modelo para los casos correspondientes son mostrados en las figuras 3.24a-3.26a respectivamente. La distribución de presiones acústicas teóricas en el segundo medio siguen el comportamiento de los resultados experimentales. Es importante notar que la zona de enfoque en el segundo medio queda perfectamente predicha por el modelo tal como se muestra en la figura 3.25 y 3.27.



Figura 3.24 Distribución de presiones acústicas en el plano transversal al haz transmitido (XY) del aluminio, el cual se encuentra a 90 mm de un transductor enfocado de 5MHz de frecuencia, 9.62 mm de radio y 152 de foco.

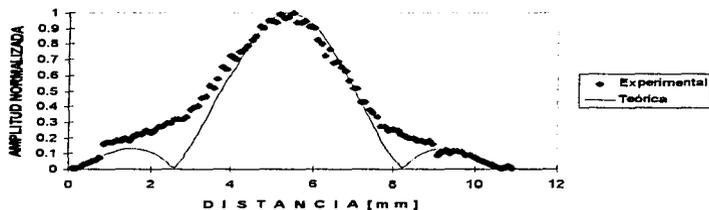


Figura 3.25 Distribución de presiones acústicas para un eje del plano XY



Figura 3.26 Distribución de presiones acústicas en el plano transversal al haz transmitido (XY), el cual se encuentra a 103 mm de un transductor enfocado de 5MHz, 9.62 mm de radio y 152 de foco.

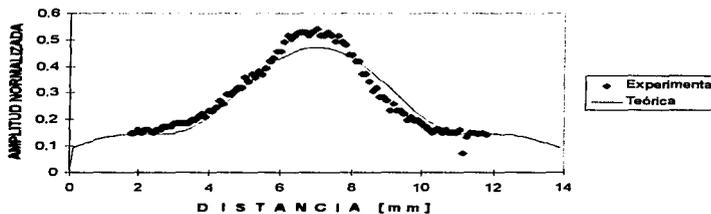


Figura 3.27 Distribución de presiones acústicas en un eje del plano XY.

Al cambiar a un transductor plano de 5 MHz de frecuencia central y 6.35 mm de radio y dejando todos los demás parámetros idénticos, se mide la distribución de presiones acústicas en el plano ilustrado en la figura 3.23a obteniendo la distribución de presiones acústicas en un plano del campo cercano figura 3.28b, los resultados numéricos generadas por el modelo para éste caso es mostrado en la figura 3.28a. La distribución de presiones teóricas siguen el comportamiento experimental sólo parcialmente. Los motivos son los mismo que se analizaron en la sección

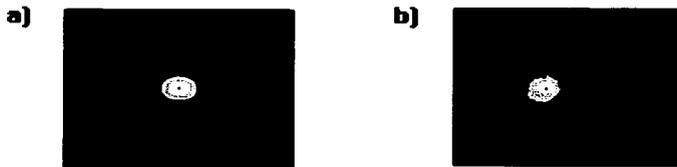


Figura 3.28 Distribución de presiones acústicas en el plano (XY), el cual se encuentra a 33 mm de la interfase, generadas por un transductor plano de 5MHz y 6.35 mm de radio.

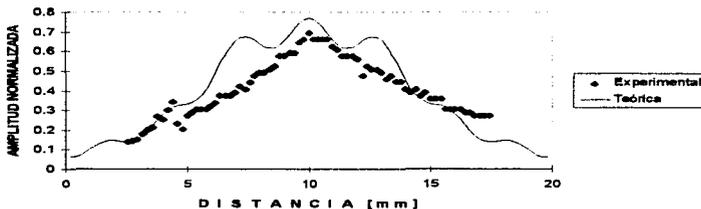


Figura 2.32 Distribución de presiones acústicas en un eje del plano XY

De los gráficos se observa que existen zonas donde no se tienen valores con los cuales comparar los resultados teóricos con los experimentales la razón es que en el proceso de adquisición existe ruido, el cual en ocasiones alcanza hasta un 10% por lo que señales de este orden están mezcladas con el ruido y no hay forma de distinguirlas, por lo cual estas señales no se graficaron.

Capítulo 4

Conclusiones

4.1 Conclusión

Se logro extender el modelo generalizado por Zemanek (pistón circular plano) a un emisor enfocado por medio de una lente cuya superficie se define por dos radios de curvatura ortogonales entre si. Se resolvió numéricamente para este caso y para los casos particulares de lente esférica y cilíndrica. El efecto de enfoque predicho teóricamente es acercar la posición de N hacia la cara del emisor y concentrar en un volumen pequeño la mayor cantidad de energía del haz acústico conocida como zona focal, la cual queda determinada por el tipo de superficie de la lente.

El modelo de Zemanek y Jacqueline funcionan satisfactoriamente en el campo lejano, sin embargo presentan discrepancias en el campo cercano al comparar estos resultados teóricos con los observados experimentalmente. Sin embargo, al comparar los resultados experimentales con los predichos teóricamente para el caso de un emisor enfocado por una lente esférica se observa que el modelo predice correctamente el campo acústico tanto en el campo cercano como en el campo lejano. Desde este punto de vista se puede decir que el modelo al ser extendido a emisores enfocados se "Autocorrije".

Se extendió el modelo para el caso en que el haz acústico viaja a través de dos medios isotrópicos y homogéneos cuyo haz incide a la interfase (definida localmente por dos radios de curvatura ortogonales entre si) a ángulos arbitrarios. Se supone que el emisor para el segundo medio es la interfase, cuyas características quedan determinadas por el ángulo de incidencia, la distancia de la interfase al emisor y de las características de éste.

Al comparar resultados experimentales con predicciones teóricas para el caso de un emisor enfocado por una lente esférica cuyo haz se propaga en agua (primer medio) y aluminio (segundo medio) y que incide normal a una interfase plana se observa que el modelo predice correctamente el campo acústico en el segundo medio.

Este último resultado es de gran importancia debido a su aplicación en el campo de la evaluación no destructiva. En este campo es de gran interés conocer la distribución del haz acústico dentro

del material sumergido en agua cuando se realiza una inspección ultrasónica en busca de discontinuidades. Es decir el modelo puede ser utilizado como una herramienta que permita optimizar la confiabilidad de la inspección.

4.2 Recomendaciones

El modelo generado es cualitativo, así con el afán de hacerlo más robusto y de que la distribución de presión sea descrito cuantitativamente cabria considerar en el modelo los coeficientes de reflexión y transmisión, así como los coeficientes de atenuación y claro siendo más estrictos considerar que la presión acústica sobre la cara del emisor no es constante.

Cotejar experimentalmente con lo predicho por el modelo para el caso en que la distribución de presiones acústicas en el segundo medio sea generado por un emisor enfocado cuyo haz incide en forma oblicua a una interfase no plana. El motivo se debe a que en inspecciones por ultrasonido las superficies a inspeccionar son superficies curvas y el haz debe incidir a ángulos determinados por las condiciones de operación e inspección. Al comparar la eficiencia del modelo para este caso tan importante el modelo se convierte en una herramienta aun más fuerte.

El acero inoxidable, soldaduras y composites son materiales no isotrópicos y no homogéneos. Dichos materiales son utilizados en la industria en forma considerable, por lo que es necesario generalizar el modelo para este tipo de medios.

Bibliography

- [1] Peter B. Nagy, Introduction to Ultrasonics 1993.
- [2] Gordon S. Kino Acoustic Waves Prentice-Hall, 1987.
- [3] G. L. Gooberman B. Sc., Ph. D. Ultrasonics Theory and Application. The English Universities press ltd.
- [4] Don E. Bray Roderic K. Stanley. Nondestructive Evaluation. Mc Graw Hill. 1989.
- [5] Bray Stanley, Nondestructive evaluation, Mc Graw Hill.
- [6] Joe Zemanek Beam Behavior within the Nearfield of a vibrating Piston The journal of the Acustical Society of American.
- [7] H. T. O'neil, Theory of Focusing Radiators, Acous. soc. Am., vol. 21, num. 5 1949
- [8] Von U Schlengermann, Krautkramer G, Koln, Schallfeldausbildung bei ebenen ultraschallquellen mit fokussierenden linsen, Acustica vol 30 1974.
- [9] Robert E. Green, JR. Treatise on Materials Science and Technology, Ultrasonic Investigation of Mechanical Properties, Vol. 3. Academic Press New York and London 1973
- [10] R.A. Duckworth Mechanics of fluids, Longman London and New York 1977.
- [11] A. Lambert, Les faisceaux acoustiques des traducteurs utilisés en controle par ultrasons, cetim 1957.
- [12] Hecht-Zajac, Optics, Addison Wesley Iberoamericana 1974.
- [13] A.B. Bhatia. Ultrasonic Absorption Dover. 1967.
- [14] Instruction manual Ultrasonic Flaw Detector, epoch IIB-model 2200
- [15] Albert S. Birks, Robert E Green Jr. , Nondestructive testing Handbook Ultrasonic Testing, Paul McIntive

- [16] Gilberto Loera Medrano, *Detección y caracterización de discontinuidades en materiales metálicos utilizando ultrasonido (tesis)*
- [17] Miguel A Marcial Amaro, *Reporte interno IIE /121/10025/IO1F, enero 1995.*
- [18] *User's Manual pc LabCard PCL-711*
- [19] A Penttinen and M Luukkala, *The impulse response and pressure nearfield of curved ultrasonic radiator, J.Phys D: Appl Phys vol. 9 1976.*
- [20] Lester W Schmerr Jr and Terence P Lerch Alexander Sedov, *Modeling the radiator of focused and unfocused ultrasonic transducers through planar interfaces, Review of progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, vol 14, 1995*
- [21] A. El Amrani , P. Calmon, O. Roy. *The ultrasonic field of focused transducers through a liquid-solid interface. Review of progress in Quantitative Nondestructive Evaluation vol 4 1995.*
- [22] Hajime Seki, Andrew Granato, and Rohn Truell, *Diffraction Effects in the ultrasonic field of a piston source and their importance in the accurate measurement of attenuation, Acous. soc. Am. 1968*
- [23] Jacqueline Naze T. and Sigue T., *An analytical model for the nearfield of a baffled piston transducer, Applied Research Laboratories, The University of Texas 1980*
- [24] P. Calmon, O. Roy, *Simulations of examinations modeling of the Beam- Defec interaction, Review of progress in Quantitative Nondestructive Evaluation vol 13 1994*
- [25] R.S. Sharpe, *Research Techniques in Nondestructive Testing Vol. VIII.*