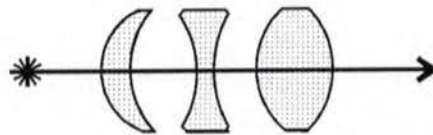




UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO



CENTRO DE INVESTIGACIONES EN OPTICA, A.C.



**ANALISIS DE UN DETECTOR INTERFEROMETRICO DE
RETRASO EN EL TIEMPO PARA UN MICROSCOPIO
ACUSTICO TOMO-HOLOGRAFICO**

TESIS PRESENTADA POR

REYNA ARACELI DUARTE QUIROGA

**COMO REQUISITO PARCIAL PARA OBTENER
EL GRADO DE MAESTRIA EN CIENCIAS (OPTICA)**

LEON, GTO.

FEBRERO 1997

Dedico este trabajo a la memoria de mis seres queridos:

A mi madre
A mi abuelita Pilar
A mi madrina Herlinda
A mi tío Fernando



Pero también lo dedico a quienes dan sentido a mi vida:

A mi hija
A mi nieta



AGRADECIMIENTOS

Estudiar es una actividad que, por lo general, involucra diferentes formas de esfuerzo y de apoyo. Aunque el esfuerzo personal es importante, no lo es menos el apoyo de las personas, sin el cual, difícilmente puede estudiarse.

En mi caso, son muchas las personas que me han brindado su apoyo en la realización de mis estudios de Maestría en este Centro de Investigaciones en Optica. Aprovecho la oportunidad que me brindan estas páginas, para reconocer y agradecer, aunque sea en forma muy breve, este apoyo.

Primero que nada, a mi madre, la cual inculcó en mi hermana y en mí, el deseo de tener una carrera profesional y no escatimó esfuerzo alguno para lograrlo.

A mi hermana Rebeca y a sus hijos, Pablo y Maira, quienes durante algunos meses me acogieron pacientemente en su hogar, lo cual me permitió iniciar mis estudios.

A mi hija Alejandra, quien de acuerdo con mi madre, me "empujó" hacia este Centro, con objeto de terminar mis estudios, y quien posteriormente, me apoyó cuando tuve la oportunidad de iniciar estudios de post-grado.

Al Dr. Sergio Calixto Carrera y a la Dra. Cristina Solano Sosa, por haber comentado mi situación ante el director general y haberme recomendado con él, en el sentido de recibir apoyo del Centro para realizar los estudios de maestría.

Al director general, M. en C. Arquímedes Morales Romero, por haberme proporcionado un trabajo de medio tiempo en el C.I.O., el cual me permitió estudiar la otra mitad del tiempo.

Al Fís. Luis Domínguez Sánchez, director administrativo del Centro, por el apoyo que me ha brindado en diversas ocasiones, especialmente cuando he requerido su ayuda como persona.

Al Fís. Xavier Garzón Cárdenas, director académico del C.I.O., de quien he recibido apoyo en muchos aspectos humanos. En particular, como estudiante, le agradezco el no haber escatimado los recursos a su alcance, para darme la oportunidad de realizar estudios en el área de microscopía acústica y por confiar en mi capacidad para lograrlo. Confianza que espero no defraudar.

Al Lic. Antonio Martínez Castillo, coordinador del área de formación académica del C.I.O., cuya puerta siempre se ha encontrado abierta para escucharme con atención y brindarme su opinión sincera y asesoría acertada, especialmente cuando, como ser humano que soy, me he sentido confundida o con temor.

A la Lic. Guillermina Muñiz Palancares, también del área de formación académica del C.I.O., por escucharme con paciencia y ayudarme a resolver siempre todo aquello en lo que he requerido ayuda, especialmente cuando la presión del trabajo ha sido intensa.

A Ma. de los Angeles Sánchez Rodríguez, bibliotecaria del C.I.O., quien siempre se ha hallado dispuesta a prestarme su ayuda en la localización de libros y artículos.

A todo el personal del C.I.O. que ha laborado durante los años que he permanecido aquí, en quienes he encontrado siempre una respuesta positiva a mis requerimientos como parte de este mismo personal, y a quien no me es posible mencionar uno por uno aquí, debido a su número, pero a quienes sin embargo agradezco sinceramente su apoyo.

A los estudiantes de post-grado que han realizado su servicio social en mi área, ya que he contado con su ayuda en los laboratorios. Especialmente al estudiante Javier Yañez Mendiola por haberse quedado a cargo durante mi estancia en la ciudad de Santa Bárbara, California. Asimismo a Juan Baustista Hurtado Ramos y José de Jesús Villa Hernández, por haberse hecho cargo de los laboratorios durante una semana.

Al Prof. Jan Petter Isaksen Hansen, cuyas clases de inglés, me han resultado de verdadero descanso cuando me he sentido muy presionada, ya fuera en mis estudios o en mi trabajo. Además, por haberme dado su consejo personal cuando así lo he requerido.

A los profesores del C.I.O., quienes batallaron conmigo para hacerme comprender un poquito de la Óptica. De todos ellos, agradezco especialmente a José Zacarías Malacara Hernández, compañero, amigo y maestro, y a Ricardo Benjamín Flores Hernández y Enrique Landgrave Manjarrez, por su amistad, paciencia y consejos.

A mi amigo, próximamente Doctor en Ciencias, Moisés Cywiak Garbarcewicz, por el tiempo que invirtió en mí, en la discusión y aclaración de dudas, tanto de tipo matemático, como de conceptos físicos relacionados con el microscopio acústico SLAM.

A mi compañero y amigo Jaime Francisco Almaguer Medina, por su apoyo durante la realización de nuestros estudios de maestría, a quien hice la promesa de no darme por vencida sino hasta un día después de que él lo hiciera. Afortunadamente, él nunca se dió por vencido.

A La Ree Wade, esposa del Dr. Glen Wade, quien me ha recibido en dos ocasiones en su hogar, por haberlo hecho sin titubear ni un momento y de muy buena manera.

Al grupo de trabajo del Dr. Glen Wade de la Universidad de California de Santa Bárbara, por la oportunidad que me dieron de asistir a sus sesiones de trabajo y quienes aportaron ideas a esta tesis, durante mi estancia en esa ciudad. En especial a los doctores Alagappan Meyyappan y Steve Isakson, por la ayuda que me proporcionaron a través de sus notas, para entender algunos de los desarrollos matemáticos involucrados en el microscopio acústico SLAM.

Al Dr. Brett L. Douglas, de la compañía Applied Signal Technology, por sus comentarios y sugerencias, así como por haber aceptado formar parte del comité examinador, sin conocerme y por realizar un viaje tan largo especialmente para la presentación de este trabajo en el C.I.O.

Al Dr. Fernando Mendoza Santoyo, director de desarrollo tecnológico del C.I.O., y asesor adjunto de esta tesis, por haberme brindado la oportunidad de trabajar en este proyecto iniciado por él aquí en el C.I.O.

Finalmente, al Dr. Glen Wade, profesor visitante del C.I.O. y asesor de esta tesis, quien llegó en un momento difícil de mi vida y me ha ayudado a superarlo. Él es una persona generosa en quien he hallado no solamente un maestro, sino también un amigo verdadero. Mi mismo padre no me hubiera dado mejores consejos y "jalones de oreja" que él. Gracias por haber confiado en mí.

ANALISIS DE UN DETECTOR INTERFEROMETRICO DE RETRASO EN EL TIEMPO PARA UN MICROSCOPIO ACUSTICO TOMO-HOLOGRAFICO

Reyna Araceli Duarte Quiroga

Centro de Investigaciones en Optica, A.C.
León, Gto. México

Resumen

Se propone utilizar partes de un microscopio acústico de barrido con láser, disponible comercialmente, para sintetizar un nuevo microscopio, un microscopio acústico tomo-holográfico de barrido con láser. Este último microscopio utiliza cuatro transductores para obtener proyecciones holográficas de especímenes microscópicos desde cuatro direcciones diferentes. Esto requiere de un detector que sea capaz de captar las ondas ultrasónicas que contienen la información de la imagen, independientemente de la dirección de su movimiento. De los diferentes detectores de haz láser capaces de adquirir datos muy rápidamente y proveniente de cualquier dirección, el detector interferométrico de retraso en el tiempo es el que parece más adecuado para este tipo de microscopio acústico.

INDICE

CAPITULO 1	
INTRODUCCION	1
BIBLIOGRAFIA	5
CAPITULO 2	
MICROSCOPIO ACUSTICO TOMO-HOLOGRAFICO DE BARRIDO CON LASER o SLATHAM	6
MICROSCOPIO ACUSTICO DE BARRIDO CON LASER (SLAM)	7
HOLOGRAFIA ACUSTICA	12
TOMOGRAFIA	14
TOMO-HOLOGRAMAS CON SLATHAM	15
BIBLIOGRAFIA	19
CAPITULO 3	
DETECTOR INTERFEROMETRICO DE RETRASO EN EL TIEMPO	20
BIBLIOGRAFIA	32
CAPITULO 4	
DETECCION DE LA CONDICION DE CUADRATURA PARA PROYECCIONES HOLOGRAFICAS	33
BIBLIOGRAFIA	37
CAPITULO 5	
RESOLUCION	38
BIBLIOGRAFIA	50
CAPITULO 6	
DISCUSION Y CONCLUSIONES	51
BIBLIOGRAFIA	54
APENDICE A	
CORRIENTE ELECTRICA	A-1
APENDICE B	
FUNCION DE TRANSFERENCIA PARA EL BORDE DE NAVAJA	B-1
APENDICE C	
FUNCION DE TRANSFERENCIA PARA EL DETECTOR INTERFEROMETRICO	C-1
APENDICE D	
SENSIBILIDAD	D-1
APENDICE E	
PARAMETROS DE MICROSCOPIOS ACUSTICOS	E-1

INDICE DE FIGURAS

2.1	Diagrama esquemático de la parte acústica del SLAM.	8
2.2	Diagrama esquemático de todas las partes del SLAM.	10
2.3	Esquema mostrando el principio básico de un holograma acústico.	13
2.4	Esquema del SLaTHAM o microscopio acústico tomoholográfico de barrido con láser.	18
3.1	Diagrama esquemático del TDID.	27
4.1	Diagrama de bloque del circuito electrónico para la detección de cuadratura.	35
5.1	Función de transferencia normalizada relativa a ondas en el cubreobjeto, para el detector de borde de navaja y fotodiodo, en una perspectiva tridimensional.	40
5.2	Función de transferencia normalizada y unidimensional, relativa a ondas en el cubreobjeto, para el detector de borde de navaja y fotodiodo.	41
5.3	Función de transferencia normalizada relativa a ondas en el cubreobjeto, para el TDID, en una perspectiva tridimensional.	44
5.4	Función de transferencia normalizada y unidimensional, relativa a ondas en el cubreobjeto, para el TDID.	45
5.5	Comportamiento del detector de borde de navaja y fotodiodo para tres radios efectivos diferentes del haz del láser.	46
5.6	Comportamiento del TDID para cuatro radios diferentes del haz del láser.	47

INTRODUCCION

"Con este tubo, he visto moscas que parecen tan grandes como ovejas, y he observado que están cubiertas con pelo y que tienen uñas muy puntiagudas por medio de las cuales se mantienen y caminan sobre vidrio, aunque cuelguen boca arriba, insertando las puntas de sus uñas en los poros del vidrio."

Galileo Galilei (1614) [B83]

Con el instrumento óptico de Galileo, él podía ver el pelo de las moscas, pero, ¿podría haber detectado huecos, inhomogeneidades, fracturas o contaminación en varios especímenes microscópicos opacos? ¿Podría haber producido las imágenes precisas de cortes transversales, necesarias para la evaluación no-destructiva en la fabricación de las distintas capas de un circuito integrado complicado? La respuesta es: ¡de ninguna manera! La luz, simplemente no puede penetrar la superficie de objetos opacos, de muchos de los cuales nos gustaría "ver" en su interior. En numerosos ejemplos, el sonido puede hacer esto. Ahora es un hecho que la energía ultrasónica puede proporcionar imágenes de una gran variedad de objetos, imposibles de obtener con luz. Por ejemplo, un espécimen microscópico de particular interés puede estar incrustado en un material completamente opaco a la luz pero relativamente transparente al sonido.

Desde la aparición del microscopio de Galileo, el cual permitió a la visión humana extenderse más allá de sus límites naturales hacia la observación de objetos sumamente pequeños, se han construido microscopios cada vez mejores, usando no solamente ondas ópticas sino también ondas acústicas, electrones libres, protones, iones, rayos X, rayos β , electrones de tunelaje, fuerza atómica, etc.

Actualmente, existen microscopios acústicos capaces de proporcionar imágenes tan bien resueltas como las de los mejores microscopios ópticos. En algunos casos, inclusive pueden llegar a superarlas. Hoy en día, el microscopio acústico es una herramienta analítica de gran utilidad en áreas como la investigación biomédica, la tecnología de materiales y el control de calidad industrial, debido a su capacidad de efectuar pruebas no-destructivas. Un ejemplo de ello se encuentra en el estudio de las enfermedades, donde la observación de una gran variedad de tejidos vivos a través de un microscopio óptico, requiere de un proceso de corte y teñido para hacerlos visibles, mismo que modifica las condiciones originales de dichos tejidos. El proceso de teñido previo a la observación, en muchos casos es innecesario en el microscopio acústico, lo cual le da una gran ventaja sobre el microscopio óptico. Otro ejemplo lo presenta la tecnología de los materiales, en donde se necesita de pruebas que permitan la observación de la estructura interna de los materiales, misma que es posible realizar con un microscopio acústico. Un ejemplo más lo constituye el control de calidad industrial, en donde se efectúa la evaluación crítica de los diversos componentes que se fabrican, los cuales no deben ser dañados, ni modificados por la inspección.

Los antecedentes de las primeras imágenes acústicas de objetos opacos se remontan a los años veintes, cuando Sokolov se dedicó a su estudio. Fueron varios los métodos que él propuso para obtenerlas [S36] y la idea del primer microscopio acústico se debe a él [S49]. Él sabía que este instrumento iba a necesitar de frecuencias acústicas del orden de 3 GHz para su funcionamiento, mismas que no podían obtenerse con la tecnología de esa época. Con el advenimiento del láser fue posible hacer realidad el primer microscopio acústico funcionando en tiempo real. Así, en los últimos años de la década de los sesenta, se reiniciaron los estudios que concluyeron poco tiempo después, con la construcción del SLAM¹ [K71], un microscopio acústico que utiliza un láser y una serie de componentes electrónicas para formar la imagen. Poco tiempo después, se construyó otro tipo de microscopio acústico, el SAM² [L73], el cual emplea lentes acústicas para la formación de imágenes increíblemente bien resueltas, pero que no puede operar con tanta rapidez. La investigación no se ha detenido, ya que a partir de entonces, se han seguido proponiendo, no solamente mejoras a los microscopios ya existentes, sino otros nuevos, los cuales buscan resolver necesidades diferentes.

Por otro lado, el conocimiento alcanzado en áreas como la holografía y la tomografía han permitido obtener, respectivamente, imágenes tridimensionales y de secciones transversales de una gran variedad de objetos. La posibilidad de integrar estos conocimientos a un microscopio acústico, de tal manera que le permitan obtener aún mejores imágenes, es la que ha dado origen a la idea del SLaTHAM³, un microscopio acústico tomo-holográfico de barrido con láser,

¹ SLAM: Scanning Laser Acoustic Microscope (Microscopio Acústico de Barrido con Láser)

² SAM: Scanning Acoustic Microscope (Microscopio Acústico de Barrido)

³ SLaTHAM: Scanning Laser Tomo-Holographic Acoustic Microscope
(Microscopio Acústico Tomo-Holográfico de Barrido con Láser)

inherentemente capaz de reconstruir imágenes de cortes transversales de objetos opacos. El objetivo principal de esta tesis, se centrará en uno de los componentes para este microscopio, un detector interferométrico de retraso en el tiempo (TDID⁴). El estudio que aquí se presenta, es fundamentalmente teórico y constituye una parte de un proyecto que actualmente está realizando un equipo de personas, en forma coordinada, encaminado a obtener un prototipo del SLaTHAM.

El proyecto consiste en efectuar algunas modificaciones básicas al SLAM, el microscopio acústico que utiliza un láser de barrido de superficie, en uno de sus componentes. Por ello, el segundo capítulo de esta tesis hace una descripción de las partes principales que constituyen a este instrumento. También se presenta en este capítulo, debido al carácter tomo-holográfico de las imágenes que se esperan obtener, una revisión breve de principios de holografía y tomografía acústicas. El capítulo tercero, se refiere al detector TDID, el cual, por sus características, es el que se propone como más eficaz para el SLaTHAM. Los dos capítulos siguientes analizan dos de las características de este detector, necesarias para obtener la imagen deseada, como son la condición de cuadratura en la salida que permita tener proyecciones holográficas y la resolución que podría alcanzarse; para llegar finalmente a las conclusiones generadas por este estudio. Al final se anexan algunos apéndices relativos a los desarrollos matemáticos involucrados, así como a información relativa a los microscopios acústicos.

Cabe mencionar que los estudios iniciales de este proyecto fueron presentados en CAM 94 Physics Meeting en Cancún, México [M94]. Además de que las ideas presentadas en esta tesis forman parte de una publicación [M96].

⁴ TDID: Time-Delay Interferometric Detector (Detector Interferométrico de Retraso en el Tiempo)

BIBLIOGRAFIA

- B83 D.J. Boorstin (1983), *The Discoverers*, Random House: New York, p. 327.
- K71 A. Korpel, L.W. Kessler and P.R. Palermo (1971), "Acoustic Microscope Operating at 100 Mhz," *Nature*, Vol. 232, No. 5306, pp. 110-111.
- L73 R.A. Lemons and C.F. Quate (1973), "A Scanning Acoustic Microscope," *1973 Ultrasonics Symposium Proceedings*, IEEE Cat. # 73CHO807-8 SU, pp. 18-21.
- M94 F. Mendoza, G. Wade and L. Sahagún (1994), "Holographic Acoustic Microscopy," *Suplemento del Boletín de la Sociedad Mexicana de Física* 8-3, p. 81.
- M96 A. Meyyappan, S. Isakson, F. Mendoza, R. Duarte, L. Sahagún and G. Wade (1996), "Detection Systems for Scanning Laser Tomo-Holographic Acoustic Microscopy," *International Journal of Imaging Science and Technology*, Vol. 7, No. 2, pp. 131-135.
- S36 S.J. Sokolov, USSR Patent No. 49 (1936), UK Patent No. 477139 (1937) and US Patent No. 2164125 (1939).
- S49 S.J. Sokolov (1949), "Ultrasonic Microscope," *Akademia Nauk SSSR, Doklady (Tekhnicheskaya Fizika)*, Vol. 64, pp. 333-335.

MICROSCOPIO ACUSTICO TOMO-HOLOGRAFICO DE BARRIDO CON LASER o SLaTHAM

"La microscopía acústica está surgiendo como una técnica analítica importante que sirve tanto a las necesidades de la biomedicina como a las de la tecnología de los materiales. Basada en la formación de imágenes de especímenes con ondas elásticas a frecuencias VHF y UHF, los microscopios acústicos revelan las propiedades mecánicas-estructurales con gran amplificación."

Lawrence Kessler y Donald Yuhas (1979) [K79]

El primer microscopio acústico comercial fue el de barrido con láser (SLAM). Ha estado disponible comercialmente desde los años setenta y es el único que reconstruye sus imágenes en tiempo real. Además, SLAM ha dado origen a otros dos microscopios, el HoloSLAM¹ y el STAM². El primero produce imágenes holográficas; el segundo incorpora a las imágenes anteriores, principios tomográficos.

Como se mencionó ya en la introducción, actualmente se estudia la posibilidad de obtener un microscopio que supere a los anteriores, el SLaTHAM, el cual formará imágenes tomo-holográficas de alta resolución, ya que poseerá la sensibilidad y rapidez necesarias para ello. Así es que el proyecto actual se basa en la tecnología del SLAM que ya existe, proponiendo modificaciones y adiciones, importantes y mayores, en esta tecnología para desarrollar el SLaTHAM.

¹ HoloSLAM: Holographic Scanning Laser Acoustic Microscope
(Microscopio Acústico Holográfico de Barrido con Láser)

² STAM: Scanning Tomographic Acoustic Microscope
(Microscopio Acústico Tomográfico de Barrido Láser)

Es por esta razón que, antes de entrar en detalles acerca de las modificaciones y adiciones que se harán para obtener el nuevo instrumento, es menester hacer una revisión del funcionamiento básico del SLAM [K79].

MICROSCOPIO ACUSTICO DE BARRIDO CON LASER (SLAM)

Un microscopio acústico forma la imagen a partir de ondas de sonido que inciden sobre el objeto, el cual modula la forma espacial de estas ondas de una manera que le es característica y que proporciona información sobre sí mismo, de una manera similar a como lo hacen las ondas de luz.

Al proceso de hacer incidir ondas de sonido sobre un objeto, se le conoce como ensonificación. En el caso del SLAM, esto se logra a través de un transductor, el cual es un generador de ondas de sonido, planas y de alta frecuencia (entre 100 y 500 MHz). En la figura 2.1 se muestran las partes acústica y óptica del microscopio, en donde puede observarse que las ondas de sonido viajan a través de un medio adecuado, una plataforma cristalina sólida de cuarzo, hacia el objeto microscópico que desea observarse, al cual llegan con un ángulo que previamente se ha determinado. El objeto se encuentra colocado entre la plataforma y un cubreobjeto especial y dentro de un medio líquido, usualmente agua, el cual favorece el paso de las ondas. Una vez que las ondas de sonido han pasado a través del objeto y sus frentes de onda han sido modulados por él, ya sea por absorción y/o por difracción, la parte que logra transmitirse, llega a la superficie inferior del cubreobjeto (muy próximo al objeto), generando una onda dinámica sobre él. La presión de la onda es periódica y los desplazamientos de la superficie inferior del cubreobjeto siguen con exactitud la amplitud y la fase de la onda recibida.

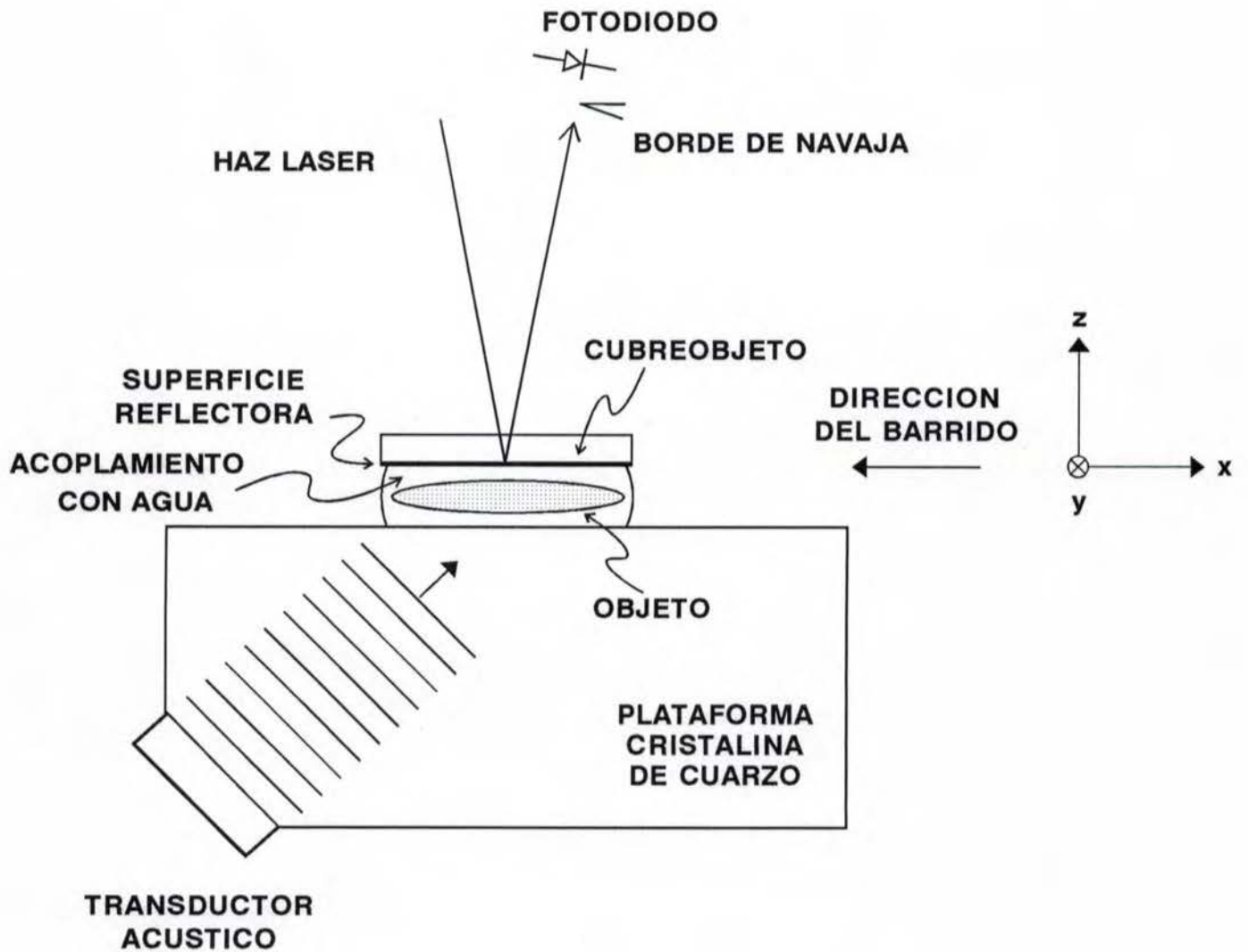


Fig. 2.1 Diagrama esquemático de la parte acústica del SLAM.

El cubreobjeto generalmente es de un material sólido elástico, el cual tiene la propiedad de eliminar reflexiones acústicas, con una de sus superficies parcialmente recubierta por una capa de un material altamente reflector. La función de esta capa es precisamente la de reflejar el haz del láser que hace el barrido de la superficie del cubreobjeto. Como puede verse en la figura 2.2 (donde se muestra un esquema del microscopio completo), cuando el objeto es parcialmente transparente, el cubreobjeto tiene una doble función: por un lado, refleja una parte del haz que incide sobre él hacia uno de los detectores y por otro, permite que la otra parte del haz pase a través del objeto, hacia un segundo detector. Esto ha sido cuidadosamente diseñado así en el SLAM, con el fin de tener dos imágenes simultáneamente, una acústica, otra óptica, en registro exacto.

La imagen acústica se obtiene así: la información acústica del objeto, contenida ahora sobre la superficie del cubreobjeto, se recoge haciendo un barrido, punto por punto, con un haz de láser sobre un área aproximada de 2 mm x 3 mm. Considerando que la sección transversal del haz del láser que realiza el barrido es menor que la longitud de onda del campo acústico, tal y como aparece sobre la superficie reflectora, es posible visualizar al haz reflejado como un haz que ha sufrido una modulación en su fase, espacial y temporal, acústicamente inducida. Además, la sección de la superficie reflectora del cubreobjeto, sobre la cual incide el haz del láser, puede visualizarse como una superficie inclinada, que presenta una deflexión periódica relacionada a la pendiente del desplazamiento de la superficie [W69]. Por lo tanto, se induce una deflexión periódica en el haz del láser reflejado.

Una forma de detectar esta deflexión periódica, y por lo tanto, la inclinación correspondiente de la superficie, es por medio de un borde de navaja, el cual en el caso del SLAM, incluye también un fotodiodo. Cabe aclarar que con esta técnica, no es posible detectar deflexiones del haz del láser que ocurren en una dirección paralela al borde de la navaja; por lo tanto, ondas viajando sobre la superficie reflectora, paralelas

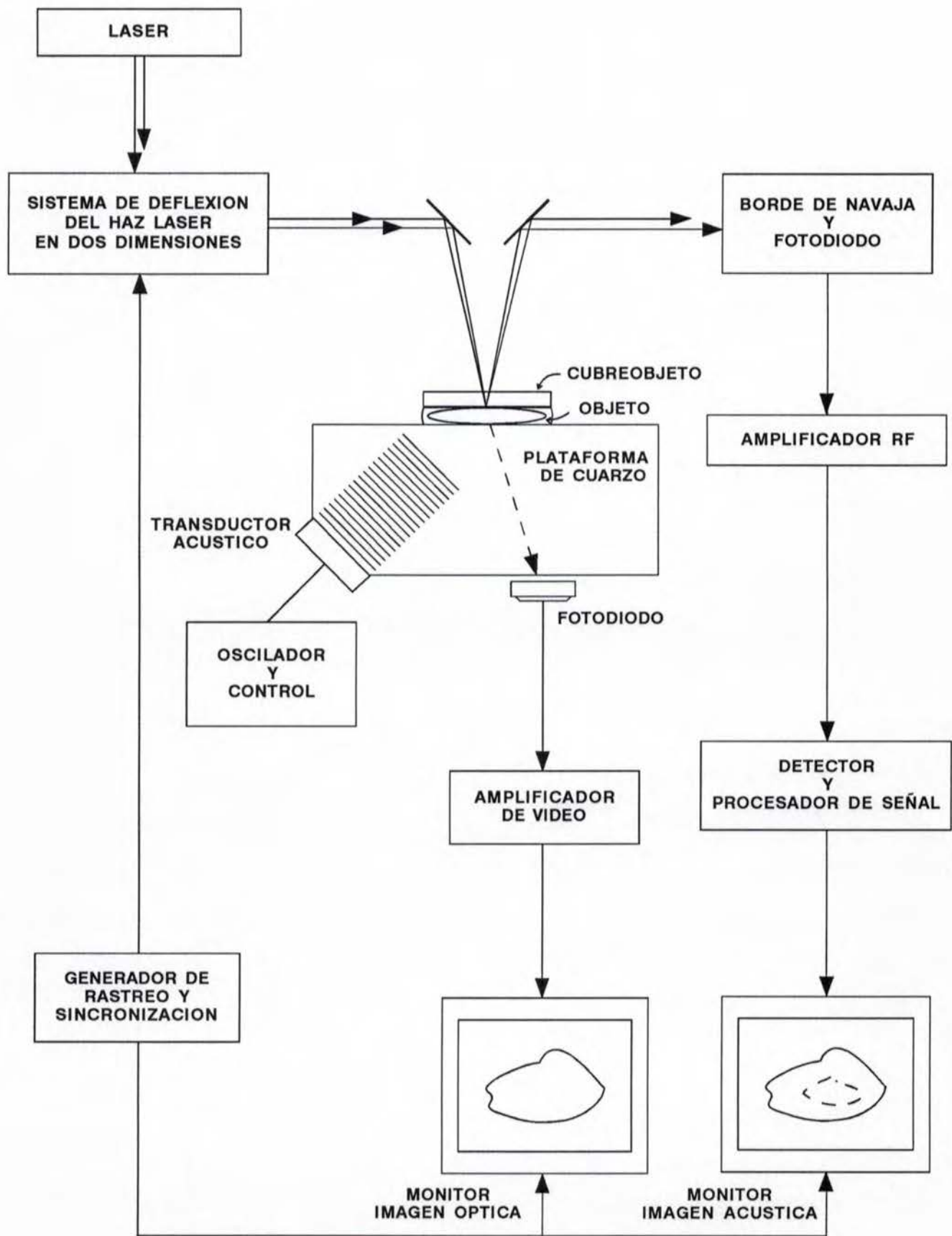


Fig. 2.2 Diagrama esquemático de todas las partes del SLAM.

a este borde de la navaja, no serán detectadas. Aunque ciertamente esta es una desventaja, el SLAM convencional utiliza este detector con buenos resultados. La información así recogida, después de ser procesada y recuperada por medios electrónicos, es convertida en una imagen visible en un monitor. Como se ha obtenido procesando la información de la onda acústica, ésta sería la imagen acústica. Además, como en el SLAM, por lo general, se usa solamente la información de la amplitud y no la de la fase, la imagen no es holográfica.

La imagen óptica se obtiene así: la parte del haz del láser que es transmitida por el objeto, es recogida por un detector óptico y procesada por medios electrónicos hasta convertirla en una imagen que se observa en otro monitor de televisión, de manera simultánea con la imagen acústica. Ambas imágenes son de transmisión, se obtienen en tiempo real y están en registro exacto. Las dos últimas características le dan al SLAM una ventaja sobre otros tipos de microscopios acústicos, ya que por un lado, las imágenes acústica y óptica se observan de inmediato y por otro, es posible compararlas, ya que la imagen óptica es aquella con la cual se está más familiarizado.

Aunque el SLAM, de acuerdo con la descripción de arriba, es un microscopio que fue diseñado para operar en el modo de transmisión, en el caso de objetos que no permiten el paso de la luz sobre sí mismos, todavía puede obtenerse una imagen óptica si su superficie permite una reflexión de luz conveniente, ya que el instrumento permite obtener la imagen óptica también por reflexión.

Como se mencionó anteriormente, las imágenes acústicas usualmente generadas por el SLAM no son holográficas, ya que en el proceso de formación de la imagen, la información de la fase no es utilizada. Ahora se presentan algunos de los conceptos que permiten la formación de hologramas acústicos.

HOLOGRAFIA ACUSTICA

La holografía acústica [M71] está basada en los mismos principios de la holografía óptica. Existen varias formas de producir un holograma acústico. Una de ellas [W76] es la siguiente (ver figura 2.3): Un transductor de ondas planas ensonifica a un objeto sumergido en agua. Las ondas acústicas que salen del objeto se ven modificadas tanto en su amplitud como en su fase, de acuerdo a las características particulares del objeto. El haz de referencia que ha de interferir con el haz objeto, se añade posteriormente, en la forma de una señal electrónica. El plano donde ha de formarse el holograma es barrido a lo largo de líneas rectas, paralelas, en forma secuencial y continua, por un detector, en este caso, un hidrófono. El hidrófono recibe la señal acústica, en diferentes amplitudes y fases, dependiendo del lugar en el que esté localizado. A esta señal acústica se le agrega una señal electrónica de referencia, después de lo cual es posible transformar estas dos señales en una señal luminosa. De manera semejante a como se realiza el barrido con el hidrófono, al mismo tiempo, la señal luminosa va sensibilizando una placa fotográfica, la cual, después de haber sido revelada, constituye el holograma. La reconstrucción de la imagen contenida en el holograma, se realiza al disminuir el tamaño e iluminarlo con luz coherente.

Como se observa, este tipo de holograma acústico requiere de un hidrófono de dimensiones muy pequeñas, ya que mientras menor sean el área que vaya registrando y el espacio entre las líneas del barrido, mejor va a ser la resolución del holograma que se obtenga. Además, es necesario que el hidrófono sea más pequeño que la separación entre las franjas de interferencia que debe registrar. Por otro lado, el registro requiere de una cantidad de tiempo considerablemente mayor que en los hologramas ópticos, ya que aquí la sensibilización del plano del barrido se va realizando mecánicamente punto por punto, en sucesión.

AIRE

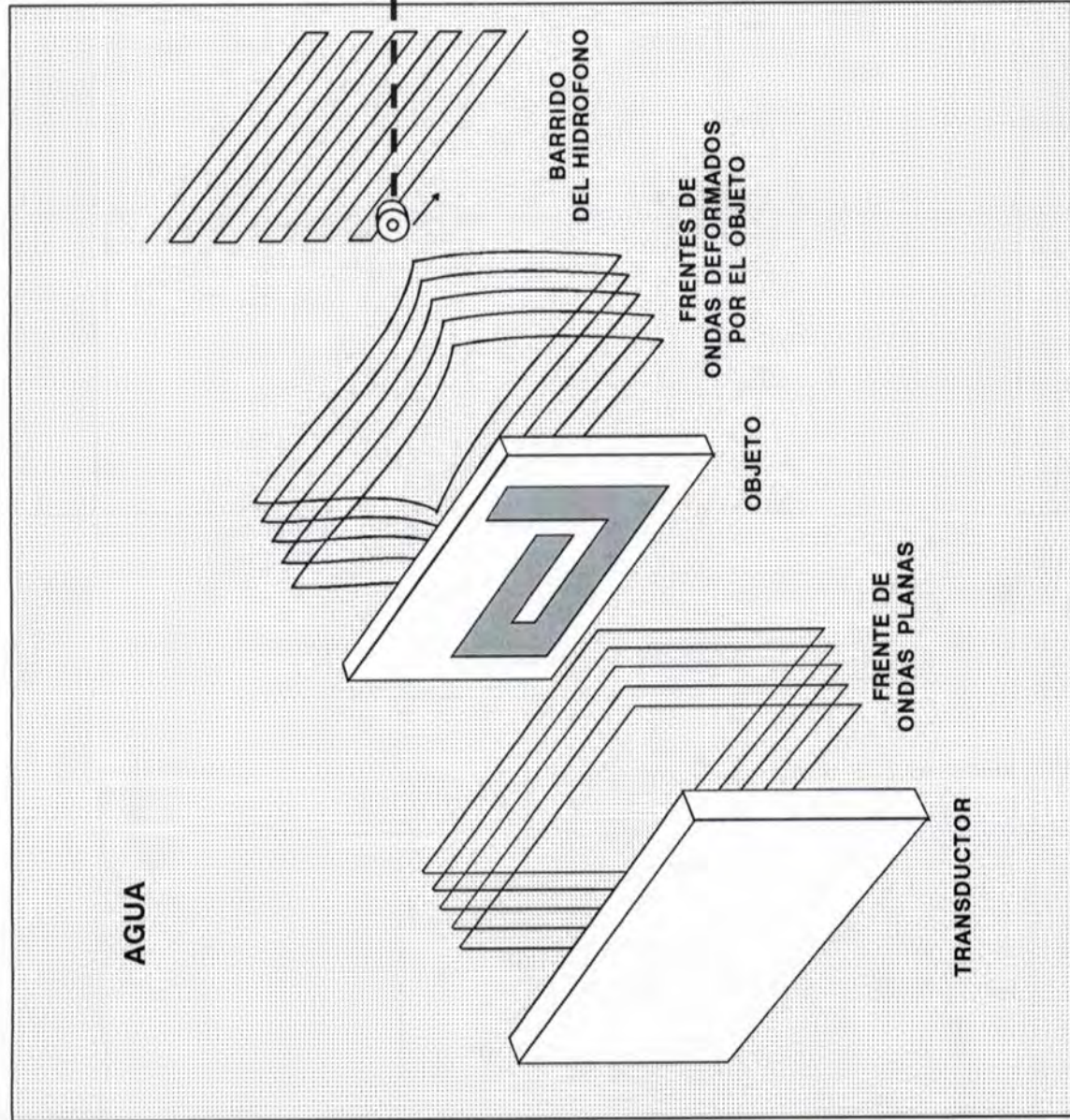


Fig. 2.3 Esquema mostrando el principio básico de un holograma acústico.

El ejemplo anterior muestra de una manera simple, la forma de obtener un holograma acústico. Hoy en día, los procesos por los cuales se obtienen estos hologramas son más complejos, y más efectivos, y se pueden lograr con la ayuda de un barrido rápido con láser [K76] en lugar de un barrido lento con un hidrófono o detector acústico. Se hace hincapié en que una de las ventajas más importantes del barrido con láser es que se va obteniendo la información del plano de la superficie punto por punto con tal rapidez que es posible tener una imagen en un monitor de televisión en tiempo real.

Si a las ventajas de la imagen holográfica, se incorporan las de la imagen tomográfica, es posible obtener imágenes nítidas de cortes transversales de objetos microscópicos. A continuación se revisan algunos aspectos básicos de la tomografía.

TOMOGRAFIA

Cuando se observa una radiografía humana, tomada con rayos X en la forma tradicional, los diferentes planos del cuerpo aparecen superpuestos en uno solo, dificultando, por lo general, la observación adecuada de la parte del cuerpo que interesa.

Esta dificultad fue parcialmente resuelta por la llamada tomografía de plano focal [M79], en la cual solamente uno de los planos del objeto aparece bien enfocado, encontrándose todos los demás fuera de foco. Algo similar a lo que ocurre cuando se toma una fotografía en la cual la profundidad de campo es muy reducida y los planos situados al frente o detrás del objeto de interés, aparecen desenfocados. La desventaja de estos tomogramas, es que aún aparecen planos que no se desean, y aunque se encuentran fuera de foco, a veces pueden ocultar información relevante del plano que se desea observar.

Hoy en día, existe otra forma de tomografía llamada tomografía reconstructiva o tomografía computarizada [M79], la cual utiliza la ayuda de una computadora para reconstruir la imagen del plano de interés. La adquisición de los datos se ilustra así: un haz de rayos X atraviesa una región rectilínea del plano de interés y la intensidad del haz que sale es recogida por un detector localizado al otro extremo del plano. Este sistema emisor-detector se mueve en forma paralela, a otra región muy cercana del mismo plano y nuevamente se recoge la información. Este proceso se repite hasta haber barrido todo el plano. A este barrido completo del plano se le conoce como una proyección. Luego, el sistema emisor-detector se gira un poco con respecto al objeto, y todo el proceso se repite nuevamente para todo el plano, obteniéndose una segunda proyección. El proceso de giro y obtención de la respectiva proyección se repite, en forma sistemática y continua a lo largo de un recorrido que cubre 180°. La información contenida en cada una de las proyecciones es almacenada y procesada por computadora aplicando algún algoritmo matemático que permita tener la información correspondiente a cada punto del plano de interés. Con ella, es posible reconstruir en un monitor, la imagen del plano requerido o tomograma. Estos tomogramas han sido de gran ayuda, especialmente en el diagnóstico médico.

Además, el desarrollo de estas técnicas en la tomografía no se ha limitado a los rayos X, ni a la medicina. Los mismos principios se han utilizado con otros tipos de radiación y en otras áreas de la ciencia y de la tecnología. En particular, se han hecho tomogramas empleando energía acústica, como en el caso del microscopio acústico tomográfico de barrido o STAM.

TOMO-HOLOGRAMAS CON SLaTHAM

Como ya se ha mencionado, existe un microscopio derivado del SLAM que ya forma imágenes tomo-holográficas, el STAM [L85]. Ahora se va a intentar obtener un

diseño más avanzado, que forme imágenes aún mejores: el SLaTHAM. Para lograrlo, se proponen dos modificaciones importantes al SLAM original: el cambio del detector que recibe la información acústica y la instalación de tres transductores más. El detector actual consta de un borde de navaja y un fotodiodo. Este detector es sencillo y los resultados que produce son buenos. Sin embargo, es un detector que debe encontrarse en una posición particular con respecto al transductor para poder captar correctamente la información. Como se planea colocar tres transductores más, ensonificando al objeto desde cuatro direcciones diferentes, esto implica que este detector ya no recibiría la información de todas ellas con igual fidelidad, ya que alguna resultaría privilegiada. Como los transductores son necesarios para obtener las imágenes tomográficas, se requiere sustituir al detector actual por uno que reciba igualmente bien la información, independientemente de la dirección de la que esta provenga. Hay un detector, no tan sencillo como el actual, pero capaz de hacer esto, el TDID o detector interferométrico de retraso en el tiempo [R82]. Su funcionamiento se verá en el siguiente capítulo.

Es menester mencionar por qué razón se ha optado por colocar un mayor número de transductores, en lugar de uno solo que se desplazara. Un estudio anterior [L84], en el cual se consideró girar o al objeto o al transductor, mostró que esto no es conveniente, ya que se introducen errores en la información debidos al movimiento de cualesquiera de los componentes. Con el objeto y los transductores fijos, el proceso de adquisición de los datos en base a los cuales se hace la reconstrucción de la imagen, será más confiable, además de que se tendrá un mejor control sobre los transductores. Una ventaja adicional es que los cuatro transductores permiten una mayor rapidez en la adquisición de los datos.

En el caso del SLaTHAM que se planea implementar, no se empleará tomografía reconstructiva sino tomografía de plano focal, debido a que el diseño estructural del SLAM no lo permite así. La imagen tomo-holográfica se hará de la siguiente manera: el objeto se colocará a una altura conveniente, dependiendo del plano particular cuya

imagen se desee obtener, sobre los transductores, como muestra la figura 2.4. Se harán dieciséis proyecciones holográficas del plano del objeto. Para las cuatro primeras, el objeto se ensonificará desde cuatro posiciones distintas, con una frecuencia distinta cada transductor, aunque variando en un rango pequeño entre una y otra (del orden de 10 MHz). La información del objeto, obtenida de los cuatro transductores, será transmitida al cubreobjeto, de donde será recogida por el barrido del láser y llevada al TDID para proporcionar los datos de las proyecciones de los cuatro primeros hologramas. El proceso se repetirá tres veces más, cambiando cada vez la frecuencia de cada uno de los transductores, en secuencia, con lo que se obtendrán los doce hologramas restantes. Cabe aclarar que solamente se emplearán cuatro frecuencias diferentes en total, las cuales se irán alternando en cada uno de los transductores. La información contenida en estos dieciséis hologramas será procesada por computadora para reconstruir una sola imagen, la del plano particular del objeto, es decir, la imagen tomo-holográfica.

Aún cuando se espera que en cada tomo-holograma aparezcan planos fuera de foco, los cuales pueden considerarse como ruido, al efectuar la superposición de las dieciséis proyecciones holográficas para obtener una sola, este ruido no se refuerza y tiende a perder intensidad. En cambio, la imagen del plano del objeto, se refuerza con cada nueva proyección, dando como resultado una imagen superior a cualesquiera de las individuales.

Se han hecho reconstrucciones tomo-holográficas acústicas con ayuda de la computadora con anterioridad [L84, C91], encontrándose que mientras más proyecciones se tengan, mejor es la calidad de la imagen. Sin embargo, es posible obtener una imagen con una resolución adecuada con dieciséis proyecciones solamente, lo cual tiene la ventaja de que el tiempo en el que se puede reconstruir una imagen, se acorta considerablemente.

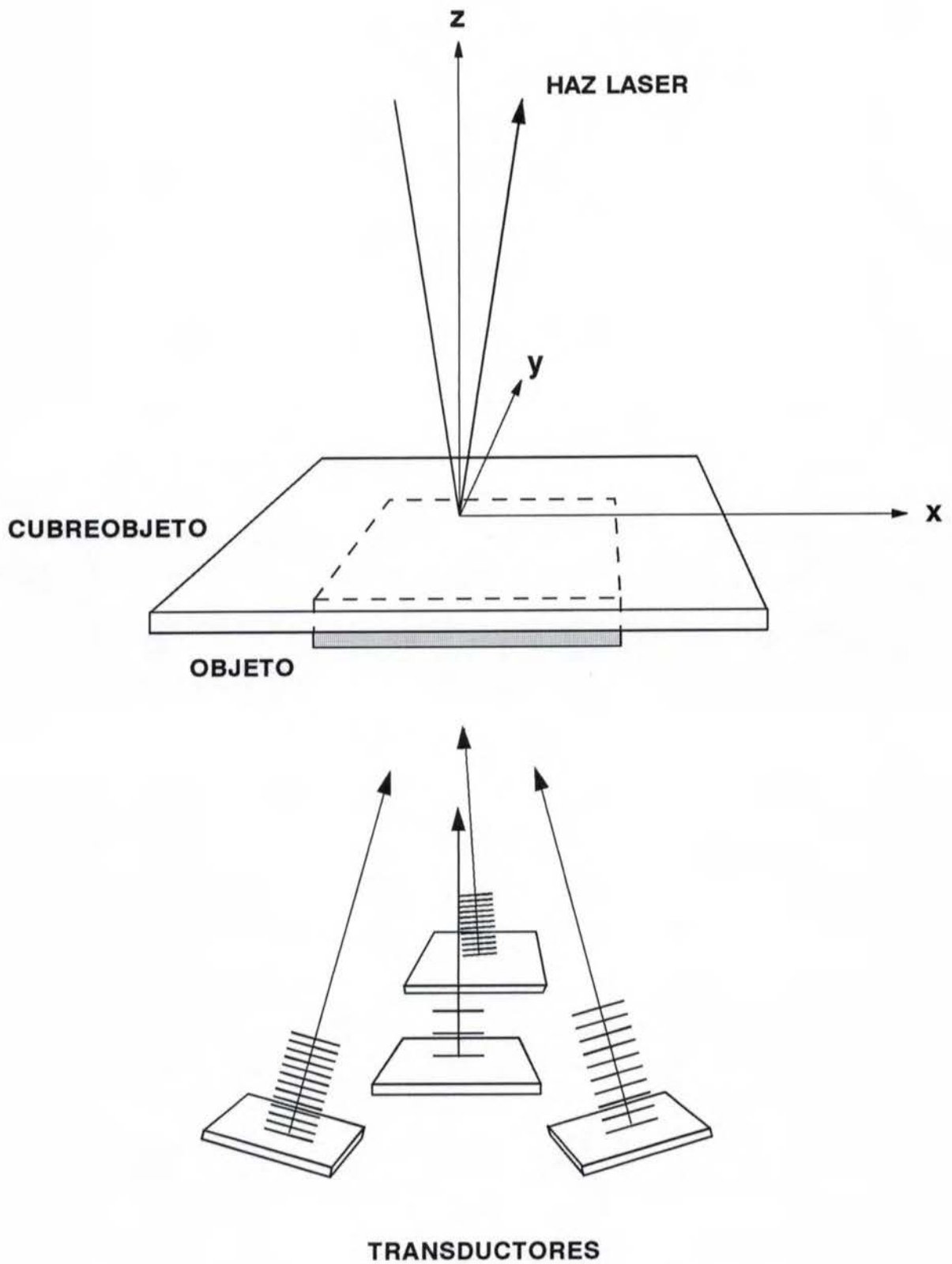


Fig. 2.4 Esquema del SLaTHAM o microscopio acústico tomográfico de barrido con láser.

BIBLIOGRAFIA

- C91 R.Y. Chiao and H. Lee (1991), "Recent Advances in Scanning Tomographic Acoustic Microscopy," *International Journal of Imaging Systems and Technology*, Vol. 3, pp. 334-353.
- K76 L.W. Kessler (1976), "Introduction to Acoustic Imaging Systems," *Acoustic Imaging*, G. Wade, Ed., Plenum Press: New York and London, Chap. 3, pp. 43-63.
- K79 L.W. Kessler and D.E. Yuhas (1979), "Acoustic Microscopy-1979," *Proceedings IEEE*, Vol. 67, pp. 526-536.
- L84 Z.C. Lin (1984), "A Planar Ultrasonic Tomographic Imaging System," *Ph. D. Dissertation*, University of California, Santa Barbara CA.
- L85 Z. Lin, H. Lee and G. Wade (1985), "Scanning Tomographic Acoustic Microscope: a Review," *IEEE*, Vol. SU-32, pp. 168-180.
- M71 R. K. Mueller (1971), "Acoustic Holography," *Proceedings IEEE*, Vol. 59, pp. 1319-1335.
- M79 R. K. Mueller, M. Kaveh and G. Wade (1979), "Reconstructive Tomography and Applications to Ultrasonics," *Proceedings IEEE*, Vol. 67, pp. 567-587.
- R82 R. L. Rylander (1982), "A Laser-Scanned Ultrasonic Microscope Incorporating a Time Delay Interferometric Detector," *Ph. D. Dissertation*, University of Minnesota, Minneapolis MN.
- W69 R. L. Whitman and A. Korpel (1969), "Probing of Acoustic Surface Perturbations by Coherent Light," *Applied Optics*, Vol. 8, No. 8, pp. 1567-1576.
- W76 G. Wade (1976), "Historical Perspectives", *Acoustic Imaging*, Plenum Press: New York and London, Chap. 2, pp. 21-42.

DETECTOR INTERFEROMETRICO DE RETRASO EN EL TIEMPO

"La necesidad de disponer de métodos sensibles para la detección y visualización de las perturbaciones acústicas en superficies ha aumentado con el interés creciente en campos tales como la holografía acústica, los sistemas ultrasónicos de ondas en la superficie y los resonadores de energía acústica. Un método de detección muy sensible, utiliza un haz de luz coherente como sonda, para medir localmente la fase y la amplitud del campo acústico."

R.L. Whitman y A. Korpel (1969) [W69]

Las imágenes con las que estamos más familiarizados son obtenidas mediante el uso de la luz. Nuestros ojos o cámaras fotográficas, perciben la luz por medio de una estructura fina, formada por los conos y bastones, en el caso del ojo; o por los cristales de haluro de plata, en el de las emulsiones fotográficas. En ambos casos, estos elementos detectores son pequeños y son los responsables de la calidad final de la imagen que forman.

También es posible formar imágenes acústicas, es decir, imágenes obtenidas por medio de sonido. Se ha tratado de emular a los detectores ópticos con arreglos que usan una matriz de elementos piezoeléctricos pequeños. Sin embargo, el tamaño de cada uno de estos elementos sensibles al sonido todavía es varios órdenes de magnitud mayor que el de los elementos fotosensibles.

Por esta razón, los microscopios acústicos han resuelto el problema de la detección de la información acústica de una manera indirecta. En el caso particular del SLAM, se emplea una combinación de un láser, un borde de navaja y un fotodiodo. El haz de un láser es enfocado sobre una región muy pequeña de la superficie de interés, la cual se encuentra en movimiento y es capaz de reflejarlo para que se enfoque en el borde de una navaja. Este haz reflejado ha sido modulado en cuanto a su ángulo de reflexión y a su fase por la información espacial del objeto contenida sobre la superficie. El borde de navaja y el fotodiodo transforman la información del ángulo de reflexión y de fase que reciben en información de amplitud. De aquí, se sigue todo un proceso electrónico para recuperar la información del objeto y convertirla en una imagen acústica visible en un monitor.

Existe otro detector, denominado TDID, que también es capaz de efectuar la transformación requerida de la información de fase a amplitud. Un estudio realizado por Rylander sobre la posibilidad de colocar este TDID como parte del SLAM dió un resultado positivo [R82], ya que la resolución de la imagen, en principio, puede ser mejor que para el detector tradicional de borde de navaja. Aunque es un detector ópticamente más complicado, tiene la ventaja de que capta igualmente bien la información acústica contenida sobre el cubreobjeto, independientemente de la dirección en la que se encuentren viajando las ondas acústicas. Esta es precisamente una de las necesidades del SlaTHAM, ya que para poder obtener cada una de las proyecciones necesarias para la reconstrucción de la imagen tomo-holográfica, se requiere de la ensonificación sobre el cubreobjeto desde varias direcciones diferentes.

Por las razones antes mencionadas se decidió utilizar el TDID en este proyecto. Como un primer paso, se hizo un estudio de las ideas presentadas en el trabajo de Rylander acerca de este detector, lo cual incluyó realizar el desarrollo

matemático completo, con objeto de obtener las expresiones matemáticas que él presenta. Esta tarea presentó algunas dificultades, ya que algunos de los pasos no eran directos. Sin embargo, esto fue resuelto gracias a la ayuda del equipo de trabajo del Dr. Glen Wade, de la Universidad de California. Algunos de sus estudiantes, que ya habían estudiado con anterioridad este trabajo, facilitaron las notas que tenían al respecto e hicieron posible obtener el desarrollo matemático total. Las ideas y resultados a los que se llegó, son los siguientes:

Se va a considerar que la superficie reflectora del cubreobjeto, cuando se encuentra en reposo, está situada en la posición $z = 0$, con respecto a un sistema Cartesiano rectangular. Al ser ensonificada la superficie con una frecuencia angular acústica ω_s , se deforma, encontrándose ahora la nueva posición de cada punto de la superficie, por medio de la función:

$$\begin{aligned} z(x, y, t) &= Z(x, y) \operatorname{Re} \left\{ e^{j[\omega_s t + \phi(x, y)]} \right\} \\ &= \operatorname{Re} \left\{ \left[Z(x, y) e^{j\phi(x, y)} \right] e^{j\omega_s t} \right\} \end{aligned} \quad (3.1)$$

donde $Z(x, y)$ y $\phi(x, y)$ representan la amplitud y la fase, respectivamente, de la onda en cada punto (x, y) del cubreobjeto; y donde Re significa *la parte real de*. Además, se han agrupado la parte espacial y temporal. De aquí en adelante, para simplificar las ecuaciones, se representará a la parte espacial, por la función compleja:

$$\mathbf{Z}(x, y) \equiv Z(x, y) e^{j\phi(x, y)} \quad (3.2)$$

Recordando que la parte real de una función compleja puede representarse en términos de ella misma y de su función conjugada compleja, se representa a la

función compleja $z(x, y, t)$ por

$$z(x, y, t) = \frac{1}{2} \left\{ \mathbf{Z}(x, y) e^{j\omega_s t} + \mathbf{Z}^*(x, y) e^{-j\omega_s t} \right\}. \quad (3.3)$$

Por otro lado, sobre la superficie reflectora incide normalmente el haz del láser, haciendo un barrido de la superficie relativamente lento, con objeto de no introducir efectos adicionales. Puede considerarse que la función de distribución de amplitud compleja del láser alrededor del punto central de coordenadas (x_0, y_0) y de radio efectivo r_0 sobre la superficie reflectora, en el tiempo t , está dado por una expresión Gaussiana de la forma

$$u(x, y, t) = A e^{-\left[\frac{(x-x_0)^2}{r_0^2} + \frac{(y-y_0)^2}{r_0^2} \right]} e^{j\omega_1 t} \quad (3.4)$$

donde ω_1 representa la frecuencia angular del láser (esta frecuencia es diferente de la frecuencia acústica ω_s). De tal manera que su potencia P está definida por

$$\begin{aligned} P(x, y) &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |u|^2 dx dy \\ &= A^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\left[\frac{(x-x_0)^2}{r_0^2} + \frac{(y-y_0)^2}{r_0^2} \right]} dx dy \\ &= A^2 \frac{\pi r_0^2}{2}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

De la expresión anterior se tiene que:

$$A = \sqrt{\frac{2P}{\pi r_0^2}} \quad (3.6)$$

y entonces la función de distribución de amplitud compleja u queda expresada en términos de la potencia por:

$$u(x, y, t) = \sqrt{\frac{2P}{\pi r_0^2}} e^{-\left[\frac{(x-x_0)^2}{r_0^2} + \frac{(y-y_0)^2}{r_0^2}\right]} e^{j\omega_1 t} \quad (3.7)$$

Definiendo a g como la función:

$$g(x, y) \equiv \sqrt{\frac{2}{\pi r_0^2}} e^{-\left[\frac{(x-x_0)^2}{r_0^2} + \frac{(y-y_0)^2}{r_0^2}\right]}, \quad (3.8)$$

la función $u(x, y, t)$, queda expresada en forma más compacta

$$u(x, y, t) = \sqrt{P} g e^{j\omega_1 t} \quad (3.9)$$

Si se piensa en el caso sencillo, en donde la superficie reflectora solamente se desplaza hacia arriba o hacia abajo, una distancia z con respecto a su posición de equilibrio, lo cual ocurre si la superficie reflectora es ensonificada por una onda acústica plana viajando perpendicularmente a ella, el movimiento sería similar al

de un pistón. En este caso, la distancia recorrida por el láser se vería disminuída o aumentada en una cantidad $2z$, y la expresión correspondiente para una onda plana viajando en la dirección z será:

$$e^{+j[k_1(z_0 + 2z) - \omega_1 t]} = e^{+j[k_1 z_0 - \omega_1 t]} e^{+j[k_1(2z)]} \quad (3.10)$$

donde z_0 es la distancia total recorrida por el láser cuando la superficie reflectora se encuentra en reposo y $2z$ es una cantidad muy pequeña comparada con z_0 . En el segundo miembro de la ecuación, se reconoce a la onda original multiplicada por la modulación introducida por la onda acústica.

En general, al ensonificar a la superficie reflectora con una onda acústica plana incidiendo en cualquier ángulo, se induce sobre el haz reflejado u_r una modulación m en la fase, es decir,

$$u_r = m u \quad (3.11)$$

donde

$$\begin{aligned} m &= e^{+j k_1(2z)} \\ &= e^{-j k_1 [Z e^{j\omega_s t} + Z^* e^{-j\omega_s t}]} \end{aligned} \quad (3.12)$$

donde k_1 es el número de onda óptico.

Como se cumple que el factor $k_1 Z \ll 1$, el factor de fase m puede

aproximarse a primer orden, con lo que se obtiene

$$m \approx 1 + jk_1 \left\{ Z e^{j\omega_s t} + Z^* e^{-j\omega_s t} \right\} \quad (3.13)$$

y el haz reflejado se convierte en

$$u_r \approx u + juk_1 Z e^{j\omega_s t} + juk_1 Z^* e^{-j\omega_s t} \quad (3.14)$$

es decir, que el haz reflejado consta ahora de tres componentes; uno de orden cero y dos más de primer orden, ± 1 . Se designará cada uno de los componentes por

$$\begin{aligned} u_0 &\equiv u \\ {}^+u_r &\equiv juk_1 Z e^{+j\omega_s t} \\ {}^-u_r &\equiv juk_1 Z^* e^{-j\omega_s t} . \end{aligned} \quad (3.15)$$

Este haz reflejado u_r llega al TDID, donde su primer divisor de haz lo separa en dos ondas componentes: una transmitida 1u_r , otra reflejada 2u_r . Ver figura 3.1. Ambas componentes son de igual magnitud:

$${}^1u_r = \frac{1}{\sqrt{2}} u_r \quad ; \quad {}^2u_r = \frac{\pm j}{\sqrt{2}} u_r \quad (3.16)$$

pero se observa que la onda transmitida 1u_r conserva la misma fase que la onda incidente; en tanto que la onda reflejada 2u_r , cambia su fase en $\pm \pi$.

Estas ondas transmitida y reflejada, recorren dos trayectorias diferentes

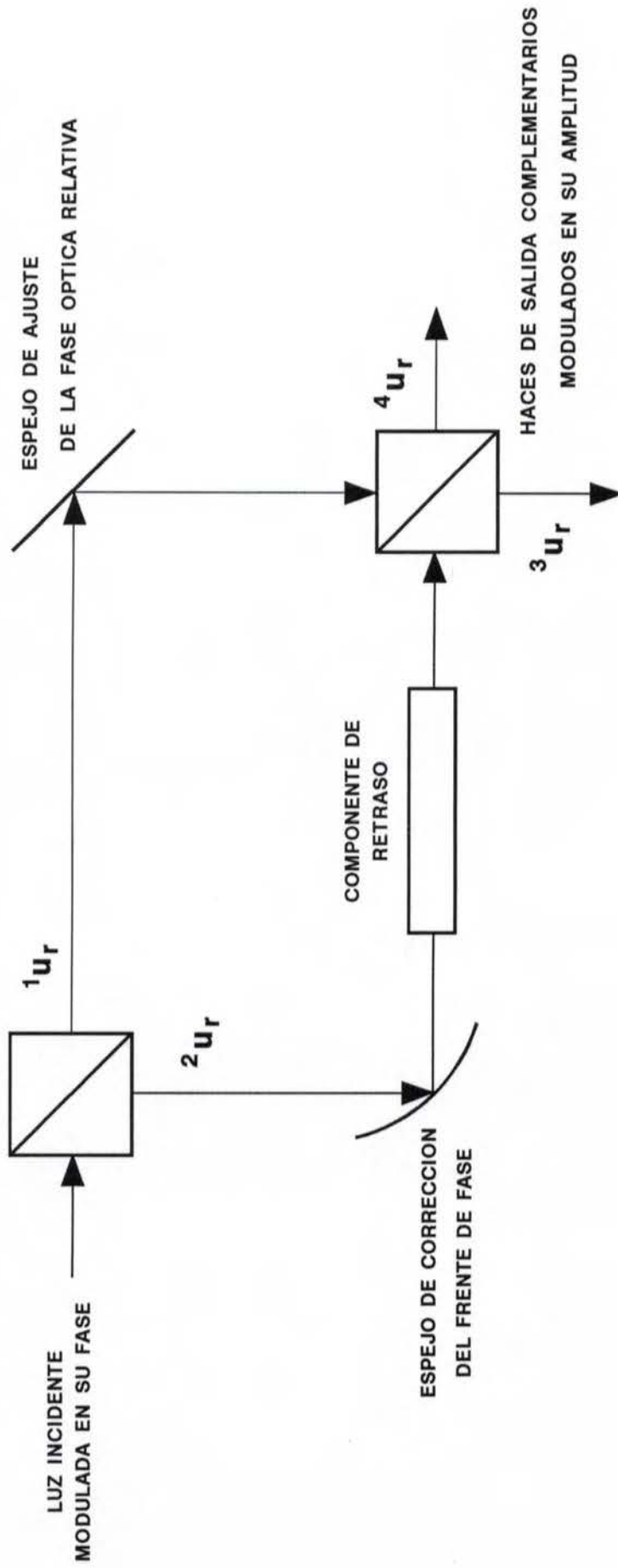


Fig. 3.1 Diagrama esquemático del TDID.

antes de llegar al segundo divisor de haz. No llegan a él al mismo tiempo, porque intencionalmente se retrasa a la onda 2u_r . Por lo tanto, la onda transmitida inicia su trayectoria en el tiempo t ,; en tanto que la onda reflejada debe haberlo iniciado en un tiempo anterior $(t - \Delta t)$. Por lo tanto, en el segundo divisor de haz, la recombinación que ocurre es entre dos componentes que salieron del divisor de haz, en dos instantes de tiempo diferentes. Además, en este segundo divisor de haz, cada onda componente, nuevamente se transmite y se refleja, sufriendo los mismos cambios de fase que en el primer divisor de haz.

Por lo tanto, para 1u_r :

$$\begin{aligned}
 {}^1u_{rt} &= \frac{1}{\sqrt{2}} {}^1u_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} u_r \right] = \frac{1}{2} u_r \\
 {}^1u_{rr} &= \frac{\pm j}{\sqrt{2}} {}^1u_r = \frac{\pm j}{\sqrt{2}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} u_r \right] = \frac{\pm j}{2} u_r
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

para las ondas transmitida y reflejada, respectivamente. En tanto que, para 2u_r ,

$$\begin{aligned}
 {}^2u_{rt} &= \frac{1}{\sqrt{2}} {}^2u_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{\pm j}{\sqrt{2}} u_r \right] = \frac{\pm j}{2} u_r \\
 {}^2u_{rr} &= \frac{\pm j}{\sqrt{2}} {}^2u_r = \frac{\pm j}{\sqrt{2}} \left[\frac{\pm j}{\sqrt{2}} u_r \right] = -\frac{1}{2} u_r
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

también para las ondas transmitida y reflejada, correspondientes.

Considerando ahora la dependencia de cada una de las funciones anteriores con el tiempo, las ondas que se recombinan en cada una de las salidas del segundo divisor de haz son:

$${}^3u_r = {}^1u_{rt}(t) + {}^2u_{rr}(t-\Delta t) = \frac{1}{2} \left\{ u_r(t) - u_r(t - \Delta t) \right\}$$

y

$${}^4u_r = {}^1u_{rr}(t) + {}^2u_{rt}(t-\Delta t) = \frac{\pm j}{2} \left\{ u_r(t) + u_r(t - \Delta t) \right\}. \quad (3.19)$$

Ahora, sustituyendo la expresión completa para $u_r(t)$ y para $u_r(t - \Delta t)$, y recordando que:

$$u(t) = \sqrt{P} g e^{j\omega_1 t} \quad (3.20)$$

y

$$u(t - \Delta t) = \sqrt{P} g e^{j\omega_1(t - \Delta t)} \quad (3.21)$$

se llega a la expresión

$${}^3u_r = \frac{1}{2} u(t) \left\{ \left(1 - e^{-j\omega_1 \Delta t} \right) + jk_1 \left[Z e^{j\omega_s t} \left(1 - e^{-j(\omega_s + \omega_1) \Delta t} \right) \right] \right\}$$

$$+ \mathbf{Z}^* e^{-j\omega_s t} \left(1 - e^{j(\omega_s - \omega_1)\Delta t} \right) \Bigg\} \quad (3.22)$$

donde si ahora se sustituye $\omega_1 \Delta t = \phi_1$ y $\omega_s \Delta t = \phi_s$, se obtiene:

$$\begin{aligned} {}^3u_r = \frac{1}{2} u(t) \Bigg\{ & \left(1 - e^{-j\phi_1} \right) + jk_1 \left[\mathbf{Z} e^{+j\omega_s t} \left(1 - e^{-j(\phi_s + \phi_1)} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \mathbf{Z}^* e^{-j\omega_s t} \left(1 - e^{+j(\phi_s - \phi_1)} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.23)$$

Siguiendo el mismo procedimiento para 4u_r se obtiene:

$$\begin{aligned} {}^4u_r = \frac{\pm j}{2} u(t) \Bigg\{ & \left(1 + e^{-j\phi_1} \right) + jk_1 \left[\mathbf{Z} e^{+j\omega_s t} \left(1 + e^{-j(\phi_s + \phi_1)} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \mathbf{Z}^* e^{-j\omega_s t} \left(1 + e^{+j(\phi_s - \phi_1)} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Cuando se analiza el caso particular para el cual $\phi_1 = \frac{\pi}{2} \pm 2\pi m$ (m , entero) y $\phi_s = \pi$, se obtiene que en la salida del detector, los haces son complementarios:

$${}^3u_r = \frac{u}{2} (1 + j) \left\{ 1 + k_1 \left[\mathbf{Z} e^{+j\omega_s t} + \mathbf{Z}^* e^{-j\omega_s t} \right] \right\} \quad (3.25)$$

la cual, por las propiedades de las funciones complejas, puede re-escribirse como:

$${}^3u_r = \frac{u}{2} (1 + j) \left\{ 1 + 2\text{Re} \left[k_1 Z e^{+j\omega_s t} \right] \right\}. \quad (3.26)$$

Aplicando un procedimiento completamente similar para 4u_r se llega a:

$${}^4u_r = \mp \frac{u}{2} (1 + j) \left\{ 1 - 2\text{Re} \left[k_1 Z e^{+j\omega_s t} \right] \right\}. \quad (3.27)$$

Como se mencionó, en este caso particular, se obtienen dos salidas complementarias moduladas en su amplitud, a la salida del TDID, como se deseaba. Es posible garantizar que la condición anterior se cumpla, para ello se coloca un circuito electrónico que compara ambas señales [R82]. Si no se obtiene la salida esperada, este circuito genera una señal que mueve a uno de los espejos la distancia necesaria para que ambas salidas estén en la relación de fase de cuadratura que se requiere.

BIBLIOGRAFIA

- R82 R. L. Rylander (1982), "A Laser-Scanned Ultrasonic Microscope Incorporating a Time Delay Interferometric Detector," *Ph. D. Dissertation*, University of Minnesota Minneapolis MI.
- W69 R. L. Whitman and A. Korpel (1969), "Probing of Acoustic Surface Perturbations by Coherent Light," *Applied Optics*, Vol. 8, No. 8, pp. 1567-1576.

DETECCION DE LA CONDICION DE CUADRATURA PARA PROYECCIONES HOLOGRAFICAS

"Para obtener imágenes de alta resolución de las capas interiores de objetos gruesos, hemos modificado el sistema de adquisición de datos del SLAM con un receptor de cuadratura para detectar la distribución compleja del campo ondulatorio. Como resultado, el sistema SLAM ahora es capaz de formar imágenes holográficas y tomográficas de capas bajo la superficie."

R.Y. Chiao and H. Lee (1991) [C91]

En el capítulo anterior, se expresaron las condiciones necesarias para obtener a la salida del TDID, dos haces complementarios modulados en su amplitud. Ahora bien, estos haces se llevan hacia los fotodetectores, uno por cada haz; los cuales transforman la intensidad luminosa que reciben, en una corriente o señal eléctrica*, la cual se utiliza en forma conveniente para generar la imagen final. Dicha imagen puede provenir de la información de amplitud solamente, o de la información de fase, en cuyo caso es posible tener una imagen holográfica acústica.

Son varios los métodos [H72] que, a la fecha, se han utilizado para realizar holografía acústica y que permiten determinar la fase acústica correspondiente, además de la amplitud. Para aquellos investigadores familiarizados con la holografía óptica, un método directo es utilizando dos haces acústicos, uno dirigido

* La derivación matemática se muestra en el Apéndice A.

hacia el objeto y otro de referencia. La diferencia con la holografía óptica, es que estos dos haces pueden provenir de dos transductores separados controlados por el mismo oscilador. Otro método acústico que tiene una indudable ventaja sobre el anterior, utiliza una señal simulada electrónicamente como señal acústica de referencia, la cual se multiplica por la señal que proviene del objeto, con lo cual se obtiene una señal resultante más nitida. El método acústico que finalmente se utilice depende tanto de la habilidad electrónica del diseñador, como de las necesidades de la imagen final.

Como ya se ha mencionado en capítulos anteriores, el SLAM tradicional, a través del láser que efectúa el barrido sobre la superficie del cubreobjeto, proporciona la distribución de amplitud del campo ondulatorio generado por el sonido y modificado por el objeto. Sin embargo, para poder realizar la reconstrucción holográfica de la imagen, es necesario tener además, la información de la fase.

Es posible recuperar esta fase [L83, W91], a partir de la señal que entrega el detector de borde de navaja y fotodiodo. El instrumento HoloSLAM así lo hace. Para ello, se le diseñó un receptor de cuadratura (ver figura 4.1), el cual multiplica la señal eléctrica que viene del cubreobjeto con otras dos señales electrónicas de referencia coherentes, una de las cuales tiene un corrimiento en su fase de 90° con respecto a la otra. Las dos salidas representan, respectivamente, las partes real e imaginaria de la amplitud compleja del sonido, y están dadas por las expresiones [L83]:

$$y_1(x) = -K 2\pi f_x A(x) \operatorname{sen} \left(2\pi f_x x - \psi(x) \right) \quad (4.1)$$

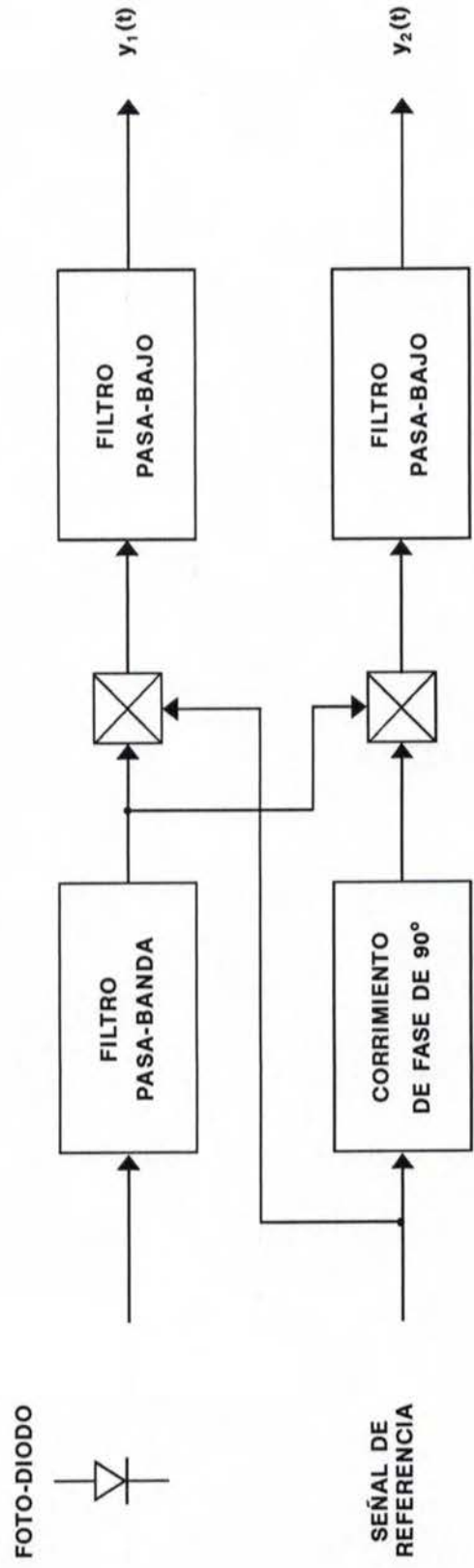


Fig. 4.1 Diagrama de bloque del circuito electrónico para la detección de cuadratura.

$$y_2(x) = -K 2\pi f_x A(x) \cos(2\pi f_x x - \psi(x)) \quad (4.2)$$

donde f_x es la frecuencia espacial de la onda que viaja sobre la superficie del cubreobjeto y K es una constante que depende del circuito electrónico del sistema. La amplitud $A(x)$ y la fase $\phi(x) = 2\pi f_x x - \psi(x)$ se obtienen, en principio, resolviendo directamente las ecuaciones (4.1) y (4.2).

BIBLIOGRAFIA

- C91 R.Y. Chiao and H. Lee (1991), "Initial Phase Estimation and Tomographic Reconstruction for Multiple-Frequency Acoustic Microscopy," *Acoustical Imaging*, Plenum Press: New York, Vol. 18, pp. 261-271.
- H72 B.P. Hildebrand and B.B. Brenden (1972), *An Introduction to Acoustical Holography*, Plenum Press: New York, Chap. 4, pp. 67-72.
- L83 Z. Lin, H. Lee, G. Wade, M. Oravecz and L. W. Kessler (1983), "Data Acquisition in Tomographic Acoustic Microscopy," Proc. IEEE Ultrasonic Symposium, p. 627.
- W91 A. C. Wey and L. W. Kessler (1991), "Holographic Scanning Laser Acoustic Microscopy and Applications," *Acoustical Imaging*, Plenum Press, New York, Vol. 18, pp. 247-253.

RESOLUCION

"El concepto de la "calidad" de un sistema formador de imágenes ha sido siempre materia de discusión. La cuestión es académica, ya que la definición de calidad depende del uso que se pretenda dar a la imagen final."

B. Hildebrand and B. Brenden (1972) [H72]

Como se mencionó en el capítulo 2, el SLAM convencional utiliza un láser de barrido, un borde de navaja y un fotodiodo, para recoger y hacer posible la detección de la información relativa al objeto, la cual está contenida en las ondas de sonido transmitidas por el objeto y que llegan a la superficie reflectora del cubreobjeto. En este detector, la sección transversal del haz del láser que efectúa el barrido, tiene un diámetro menor comparado con la longitud de onda del campo acústico localizado sobre la superficie reflectora del cubreobjeto [W69].

Por lo tanto, el movimiento periódico de la superficie reflectora ocasiona que el haz del láser sea deflectado también periódicamente, con un cierto ángulo, el cual es proporcional a la pendiente del desplazamiento de la superficie producido por la onda acústica dinámica. El detector presenta su máxima sensibilidad, para ondas viajando sobre la superficie reflectora, en una dirección perpendicular a la del borde de la navaja, a la cual en este trabajo, se la ha designado como la dirección x . Cuando este es el caso, el haz deflectado se mueve en forma perpendicular con respecto al borde de la navaja, ocasionando que la luz recolectada por el fotodiodo, el cual está colocado detrás del borde de la navaja, sea modulada en su intensidad. La corriente generada sobre el fotodiodo es, en principio, proporcional a la deflexión del haz del láser y por lo tanto, proporcional

a la pendiente de la onda dinámica generada sobre la superficie.

Se puede visualizar al haz del láser que ha sido reflejado por la superficie reflectora del cubreobjeto, como modulado por dos efectos [C96]: el del movimiento periódico de la superficie que asciende y desciende, dando lugar a una modulación en la fase del haz reflejado y el de la inclinación periódica de la superficie, que da lugar a una modulación en la deflexión del haz reflejado. El primer efecto, el del movimiento ascendente-descendente, por lo general, puede despreciarse y como se mencionó antes, la magnitud de la señal detectada por el fotodiodo puede ser considerada como proporcional a la pendiente del desplazamiento de la superficie debida a la onda dinámica. A su vez, esta pendiente es proporcional a la amplitud del campo del sonido transmitido a través del objeto.

Haciendo el tratamiento matemático correspondiente se demuestra en el Apéndice B que la respuesta a la frecuencia espacial de este detector, para la información sobre el cubreobjeto, está dada por la función de transferencia [R82]:

$$M_k(v_x, v_y) = j \operatorname{erf}\left(\frac{\pi v_x r_0}{\sqrt{2}}\right) \exp\left[-\frac{\pi^2 r_0^2}{2} (v_x^2 + v_y^2)\right] \quad (5.1)$$

donde r_0 es el radio efectivo del haz del láser y (v_x, v_y) son las frecuencias espaciales. En la figura 5.1 se muestra una gráfica de esta función normalizada $M_k/M_{k \max}$ en una perspectiva tridimensional, como función de los ejes adimensionales $r_0 v_x$ y $r_0 v_y$. En ella se observa que ésta es una función anisotrópica, ya que responde en forma diferente para las frecuencias v_x que para las frecuencias v_y .

Para observar mejor el comportamiento de esta función, se hace el análisis de la figura 5.2, la cual muestra un corte de la gráfica anterior, para $r_0 v_y = 0$, en

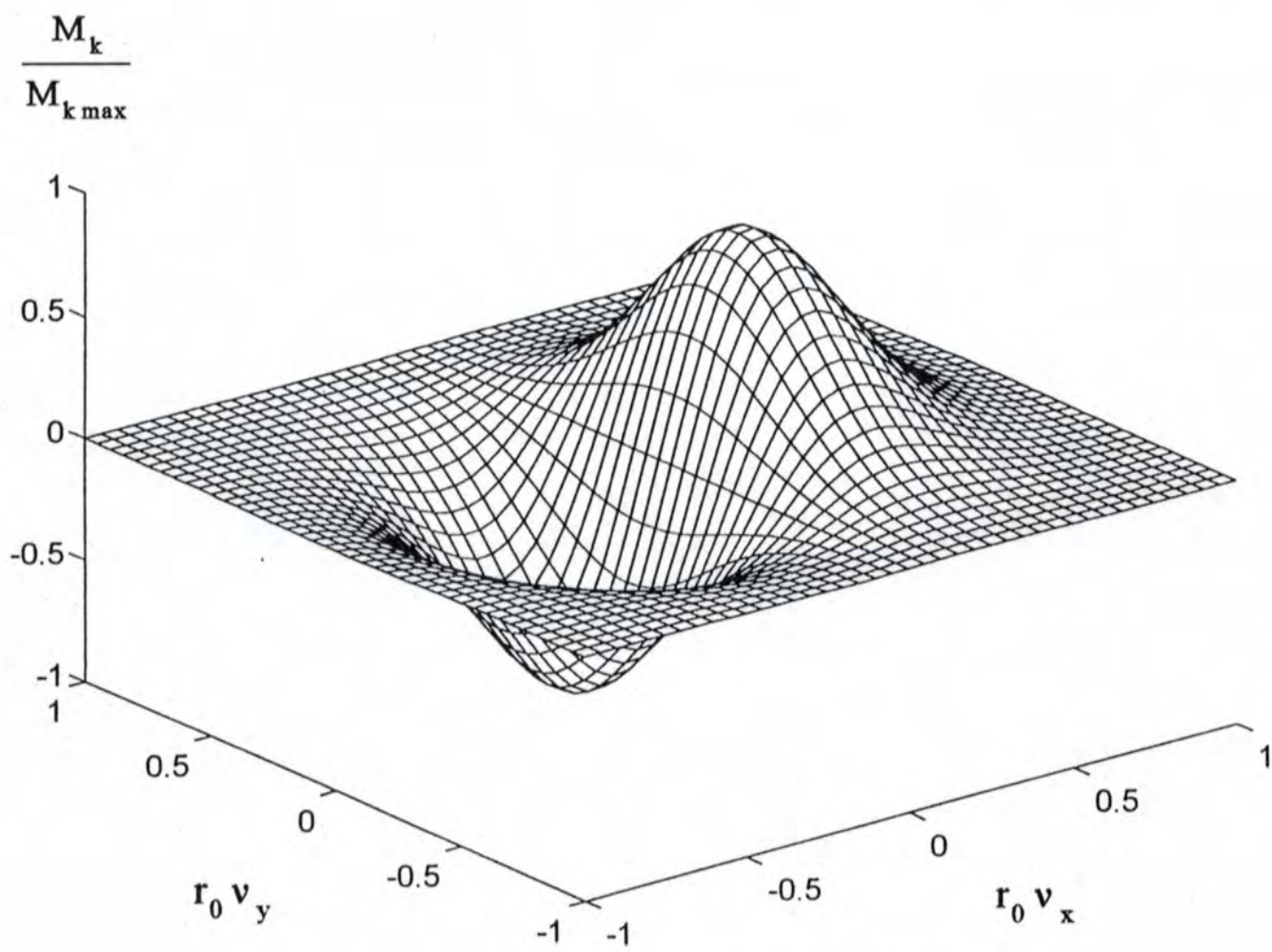


Fig. 5.1 Función de transferencia normalizada relativa a ondas en el cubreobjeto, para el detector de borde de navaja y fotodiodo, en una perspectiva tridimensional.

$$\frac{M_k}{M_{k \max}}$$

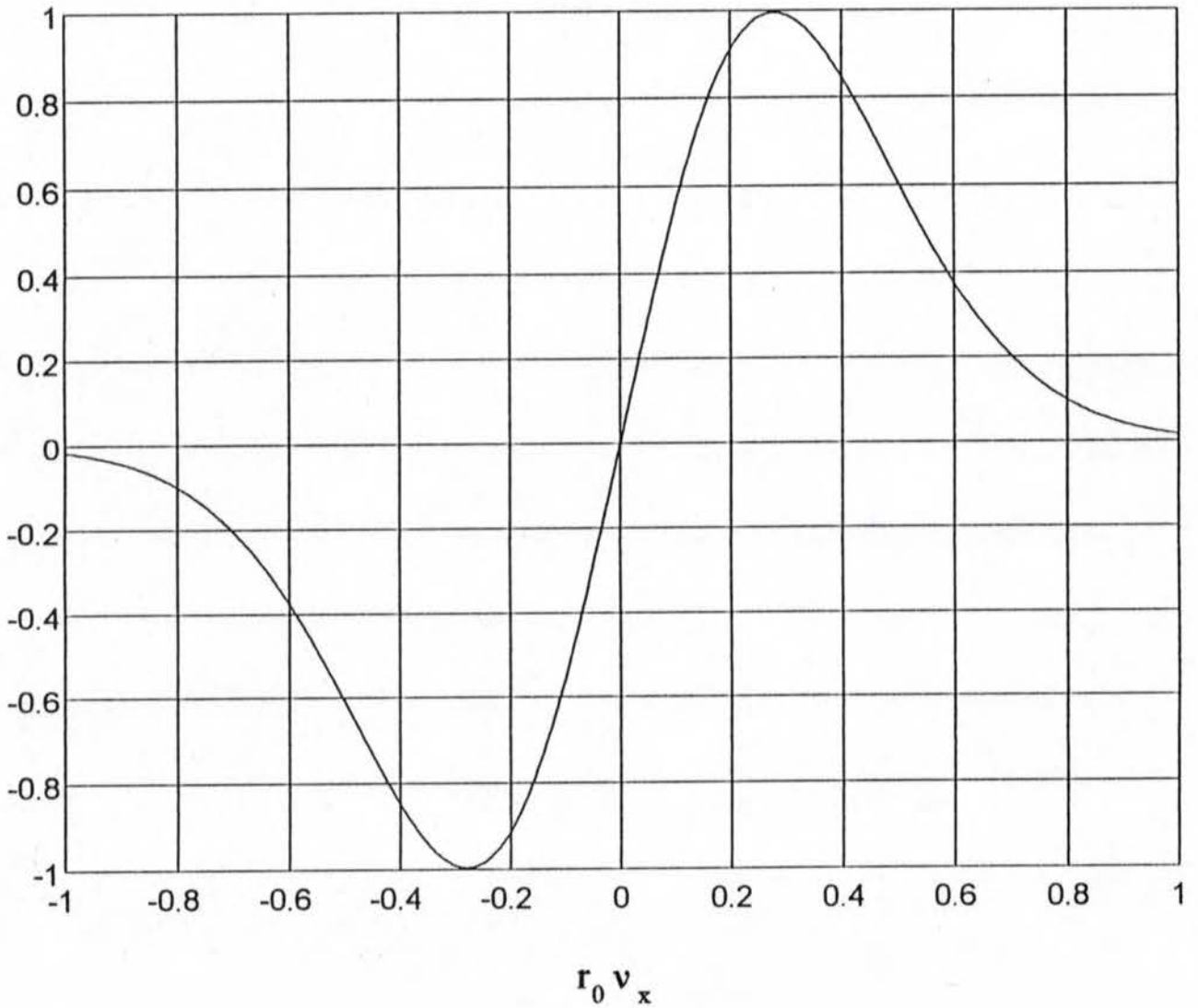


Fig. 5.2 Función de transferencia normalizada y unidimensional, relativa a ondas en el cubreobjeto, para el detector de borde de navaja y fotodiodo.

donde $M_k / M_{k \max}$ está representada en función solamente de $r_0 v_x$. Se ha elegido este corte porque es el que tiene una mejor respuesta. Lo primero que se observa es que la función adquiere su valor máximo en $v_x = 0.29/r_0$. Por lo tanto, al variar el valor del radio efectivo, el valor de la frecuencia espacial correspondiente al máximo también varía. Esto significa que el punto de operación útil del detector depende del radio del haz del láser que efectúa el barrido.

Otro aspecto importante a considerar es que la respuesta de este detector es nula para la frecuencia espacial cero y pequeña para las frecuencias bajas. Esta es una característica propia de este detector, cuando se le ensonifica con ondas planas viajando en una dirección perpendicular al cubreobjeto. Como lo deseable para la reconstrucción de la imagen, es tener la información de estas frecuencias, se ha echado mano de un recurso que consiste en ensonificar al cubreobjeto, con un cierto ángulo. Y, aunque de esta manera se recupera parte de la información del objeto contenida en estas frecuencias, la recuperación no es total, ya que de todas maneras, la función cruza por el valor cero, para algún otro valor de la frecuencia.

Además, con objeto de permanecer lo más alejado posible de la respuesta nula, generalmente sólo se utiliza la banda positiva en el proceso de detección, para lo cual se coloca un filtro que elimina a la parte negativa.

Sin embargo, a pesar de los recursos anteriores (incidencia oblicua y detección de un solo lado de la banda) los cuales amplían la región útil del espectro espacial, la resolución de este detector, en las imágenes reconstruídas, está lejos de ser la ideal, ya que está limitada a la parte positiva de la función de transferencia y debe evitar el cero para la frecuencia $v_x = 0$.

Haciendo referencia ahora al análisis matemático para el detector interferométrico de retraso en el tiempo presentado en el Apéndice C, se encuentra

que la función de transferencia es [R82]:

$$M(v_x, v_y) = \exp\left[-\frac{\pi^2 r_0^2}{2} (v_x^2 + v_y^2)\right], \quad (5.2)$$

donde nuevamente r_0 es el radio efectivo del haz del láser y (v_x, v_y) son las frecuencias espaciales correspondientes. En la figura 5.3 se muestra una gráfica de la función normalizada M/M_{\max} en una perspectiva tridimensional, como función de los ejes adimensionales, $r_0 v_x$ y $r_0 v_y$. A diferencia de la función de transferencia para el detector de borde de navaja y fotodiodo, ésta es una función isotrópica, que responde igualmente para las frecuencias espaciales v_x y v_y . Mejor aún, significa que responde igualmente a ondas viajando en cualquier dirección sobre el cubreobjeto, con lo cual se obtiene un ancho de banda útil a lo largo de toda la curva.

A diferencia del detector de borde de navaja y fotodiodo, la respuesta a la frecuencia espacial cero, no solamente no es cero, sino que es máxima. Por lo tanto, no requiere de ensonificación oblicua, sino que la ensonificación normal es la óptima para este detector. Esta ensonificación produce, en ausencia del objeto, que la superficie del cubreobjeto se desplace hacia arriba y hacia abajo, de manera análoga a como lo hace un pistón. En la figura 5.4, se muestra un corte de la misma gráfica, para $r_0 v_y = 0$, en donde la función de transferencia normalizada M/M_{\max} está representada aquí solamente como función de $r_0 v_x$.

Con objeto de observar el comportamiento de ambas funciones de transferencia, al variar el tamaño de la mancha del láser, en las figuras 5.5 y 5.6 se muestran las gráficas correspondientes a cada uno de los detectores para tres valores de r_0 : $5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$. En la misma figura 5.6 se muestra el efecto para un valor adicional de r_0 aún más pequeño: $0.5 \mu\text{m}$.

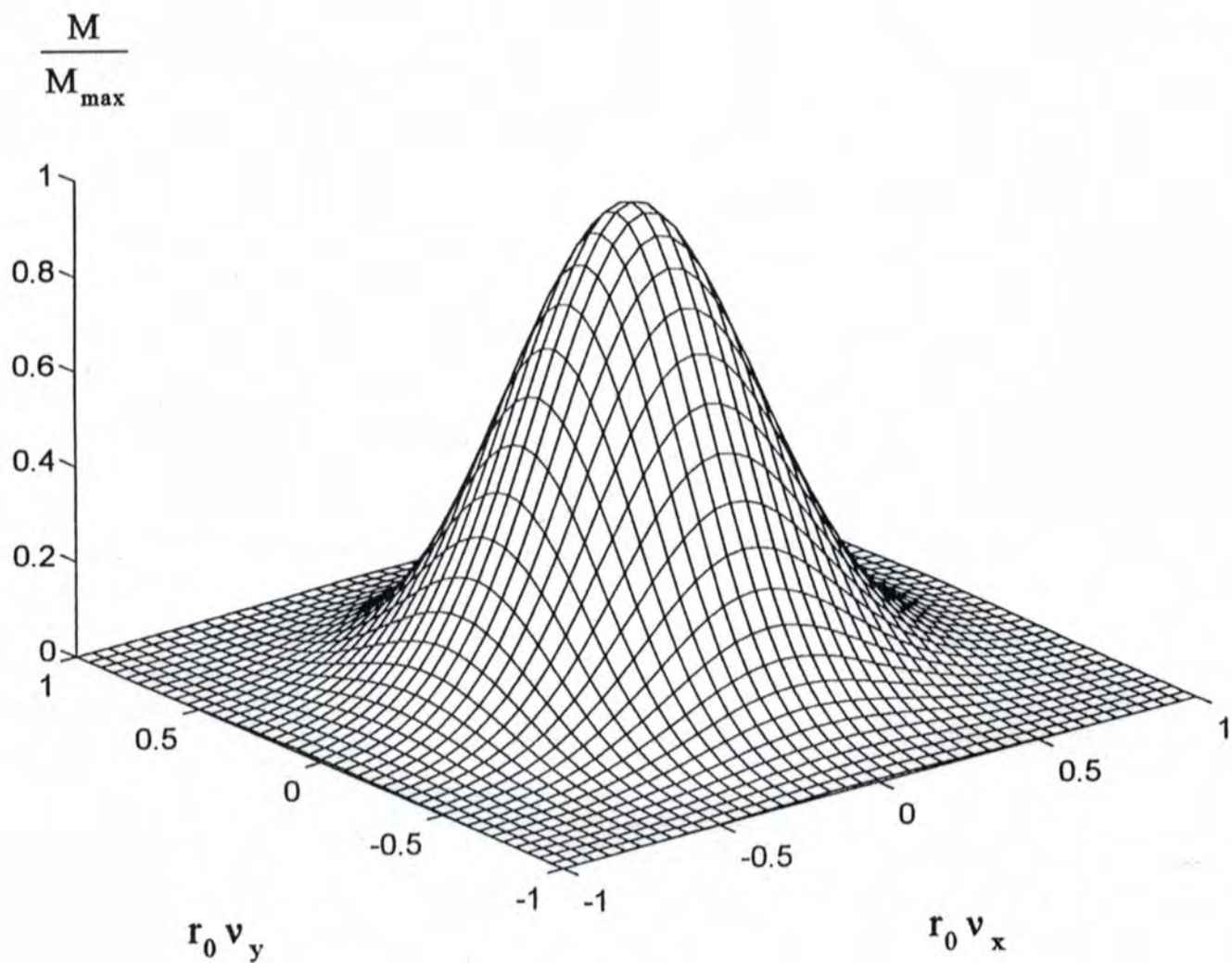


Fig. 5.3 Función de transferencia normalizada para el TDID, relativa a ondas en el cubreobjeto, en una perspectiva tridimensional.

$$\frac{M}{M_{\max}}$$

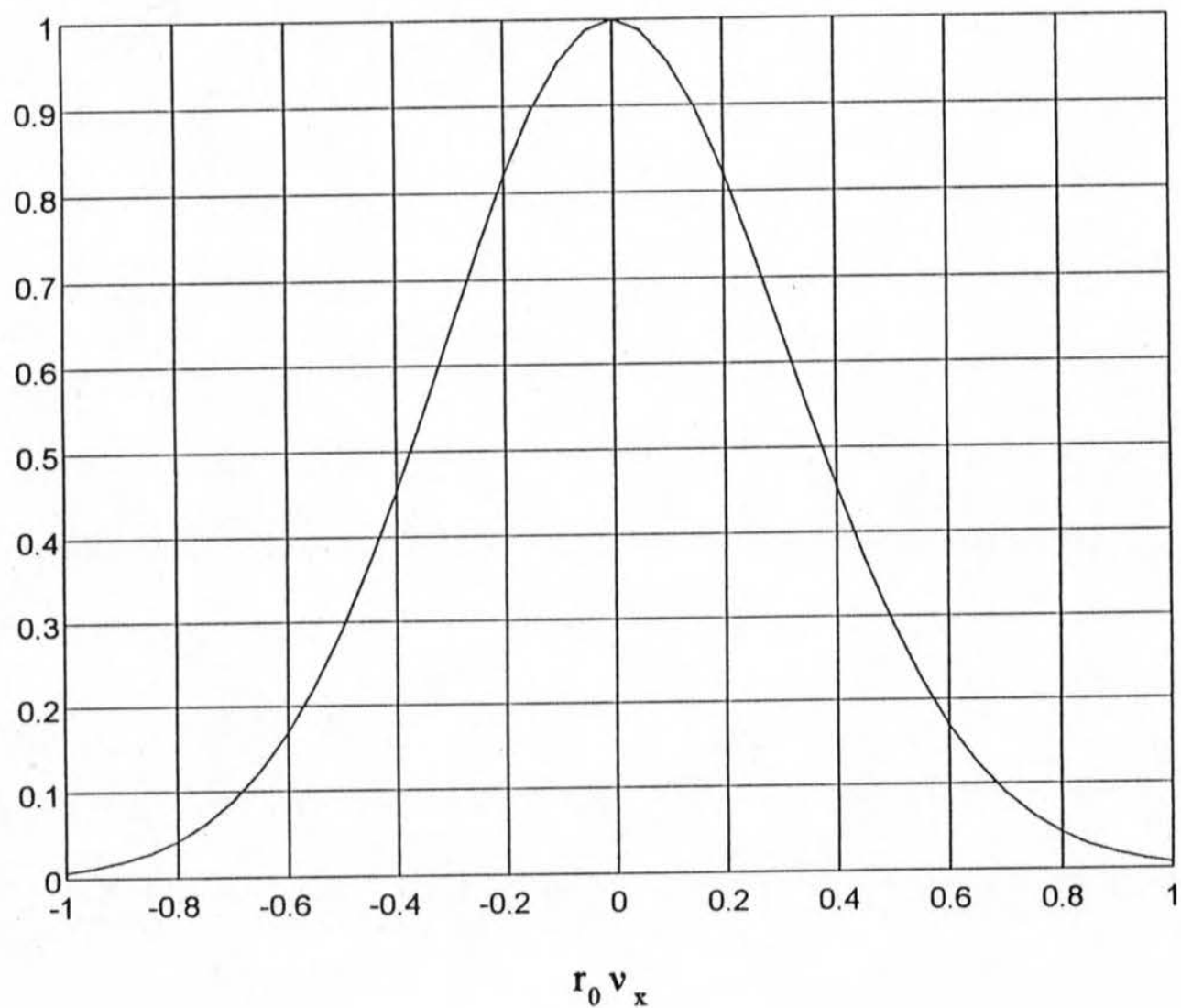


Fig. 5.4 Función de transferencia normalizada y unidimensional, relativa a ondas en el cubreobjeto, para el TDID.

$$\frac{M_k}{M_{k \max}}$$

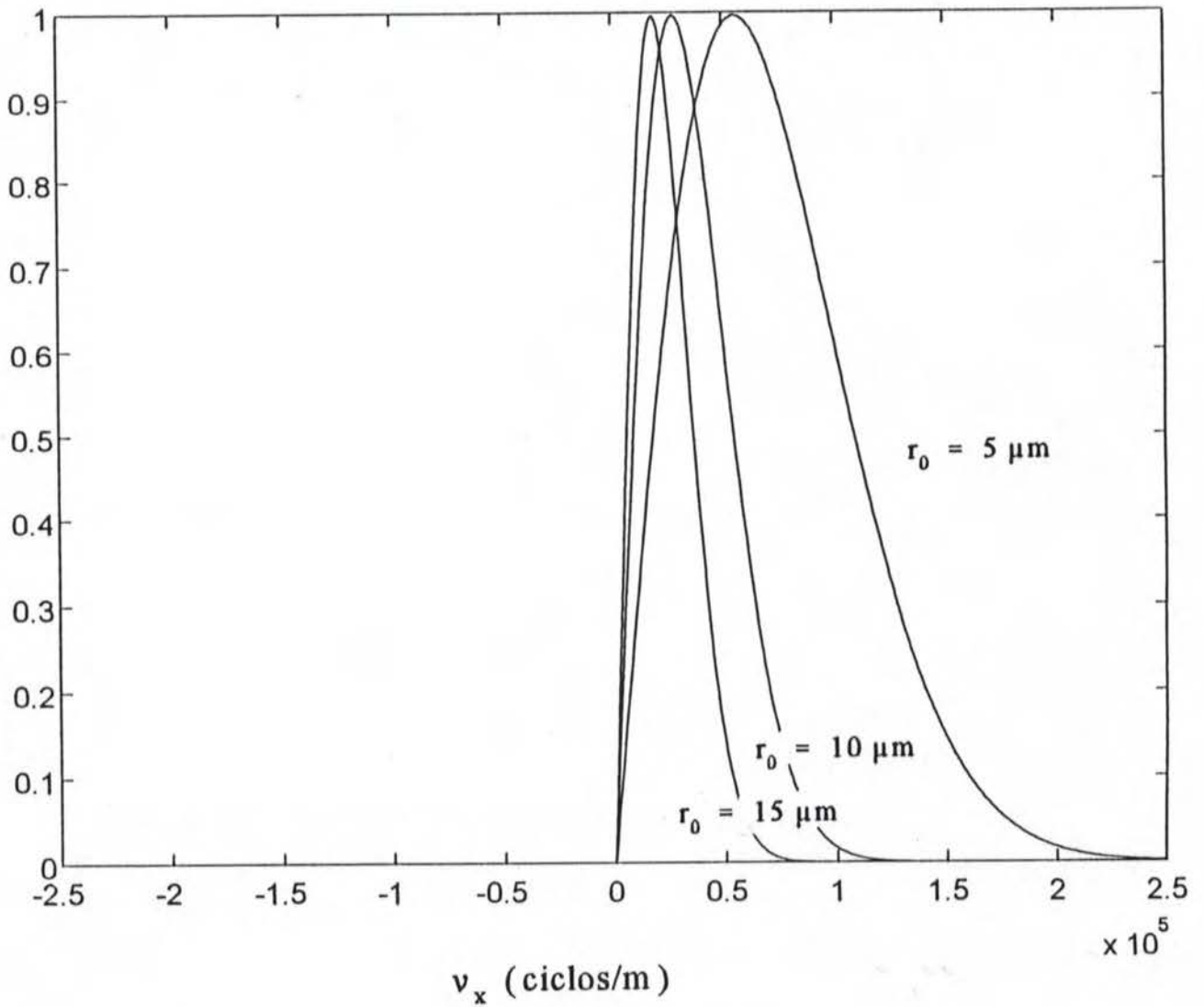


Fig. 5.5 Comportamiento del detector de borde de navaja y fotodiodo para tres diferentes radios efectivos del haz del láser.

$$\frac{M}{M_{\max}}$$

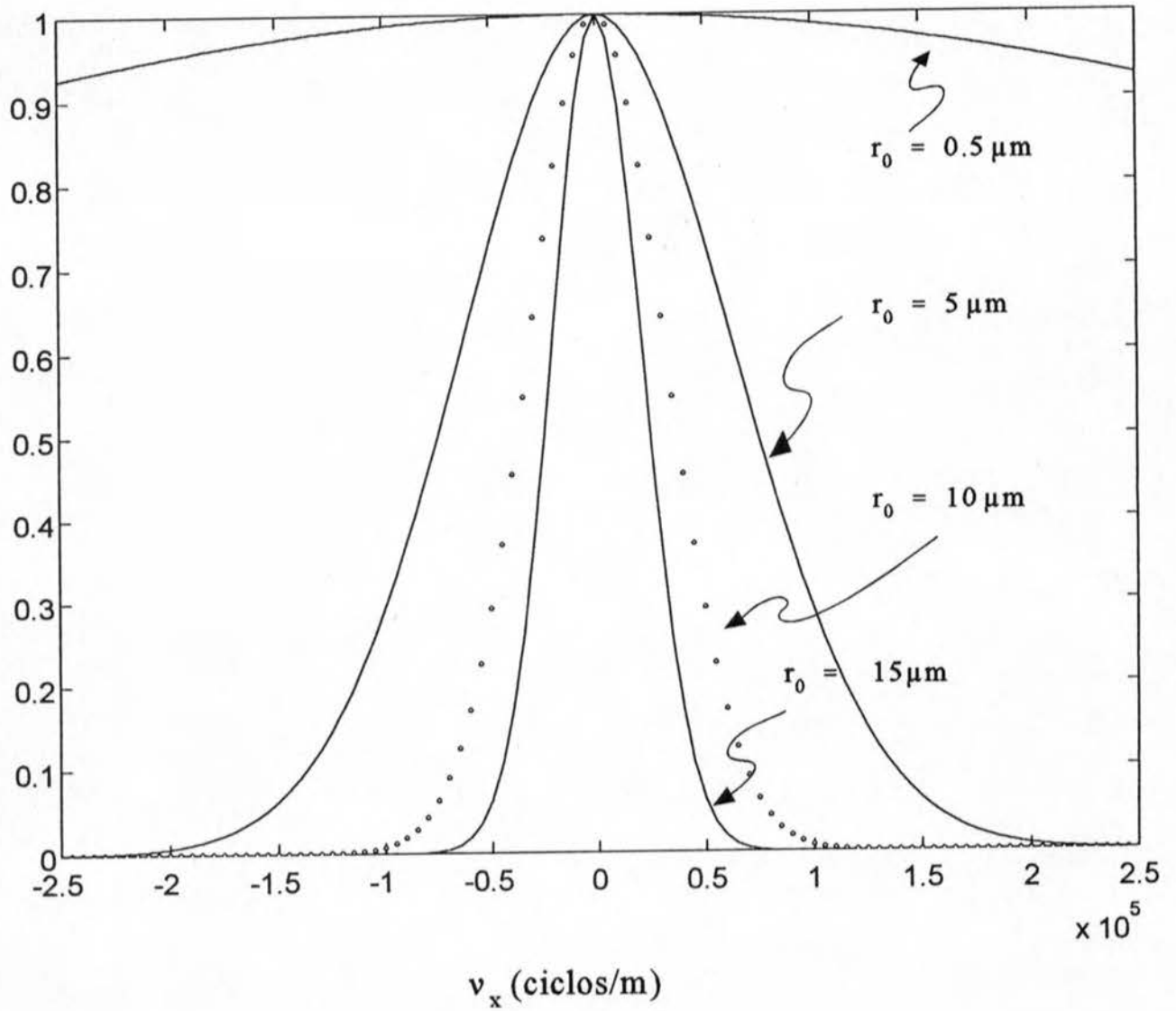


Fig. 5.6 Comportamiento del TDID para cuatro radios efectivos diferentes del haz del láser.

Las observaciones que se derivan son las siguientes: En la figura 5.5, para el detector de borde de navaja y fotodiodo, se observa que una disminución en el tamaño del radio efectivo del haz del láser r_0 , produce un corrimiento hacia la derecha en el punto de operación óptimo (se recorre a una frecuencia mayor). Además, la información correspondiente a las bajas frecuencias, también empieza a disminuir. Lo anterior significa que el valor de r_0 no puede crecer o decrecer de manera arbitraria, ya que es necesario tener un radio efectivo r_0 que, por un lado, permita la recuperación de la información contenida en las frecuencias bajas y por otro, posea un ancho de banda suficiente para tener también la información de las frecuencias altas y cuyo máximo, se encuentre en una frecuencia adecuada. El SLAM convencional, con una frecuencia temporal de 100 MHz, opera típicamente con un valor para r_0 del orden de $15 \mu\text{m}$. Esto proporciona un funcionamiento adecuado del instrumento.

En la figura 5.6, se muestra el comportamiento de la función de transferencia para el detector interferométrico para los mismos valores de radio efectivo r_0 , que para el detector anterior. Como se mencionó antes, la respuesta es máxima para la frecuencia cero y tiene valores altos para las frecuencias bajas. Además se observa que, mientras menor sea el tamaño del radio efectivo del haz del láser, mejor es su respuesta para las frecuencias espaciales mayores, y en consecuencia, mejora la resolución. En principio, no existe ninguna restricción del detector interferométrico sobre el valor de r_0 , como en el caso anterior, el cual puede ser tan pequeño como la tecnología lo permita; mientras más pequeño, mejor.

Una forma de determinar cuál es el ancho de banda de frecuencias que pueden esperarse, es calculando el valor de la frecuencia espacial para el cual la función de transferencia decae al valor $1/e$ de su máximo. Para el detector interferométrico de retraso en el tiempo, cuya función de transferencia para la frecuencia ν_x es:

$$e^{-\frac{(\pi r_0 v_x)^2}{2}} = e^{-1}$$

se tiene,

$$-\frac{(\pi r_0 v_x)^2}{2} = -1$$

$$(v_x)_{\text{máx}} = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 r_0^2}$$

Dada la simetría de la función de transferencia, se obtiene una expresión equivalente para la frecuencia espacial $(v_y)_{\text{máx}}$. De tal manera que si se reduce el radio del haz del láser (actualmente es posible obtener valores hasta de $0.5 \mu\text{m}$), se obtiene una mejor resolución. Por ejemplo, para un radio $r_0 = 0.5 \mu\text{m}$, se tendría un valor para la frecuencia espacial $(v_x)_{\text{máx}} = 9.0 \times 10^5$ ciclos/m y por lo tanto, una resolución del inverso de este valor, es decir, del orden de $1 \mu\text{m}$. Comparado con la resolución del SLAM convencional, que es del orden de $30 \mu\text{m}$, la resolución aumentaría con el TDID.

Por otro lado, la posibilidad de detectar ondas evanescentes con el SLAM ha sido considerada con anterioridad [R82] y la controversia acerca de si es posible su detección, es un tema de interés vigente aún hoy en día [S96].

Cuando una onda plana se propaga en una dirección, por ejemplo, a lo largo del eje z, y encuentra un obstáculo en su camino, parte de la onda seguirá viajando a lo largo del eje z, otra parte lo hará en otras direcciones; en particular, algunas lo harán en una dirección perpendicular al eje z. A estas ondas se les llama ondas

evanescentes.

Como estas ondas se propagan en una dirección perpendicular al eje z , y como generalmente es a una distancia z (distinta de cero) donde se realiza la detección de la onda que se propaga, la información contenida en estas ondas se pierde.

Sin embargo, en los microscopios acústicos del tipo SLAM, el objeto es delgado y se encuentra separado del cubreobjeto sólo por una delgada película de agua. Prácticamente se encuentran en contacto. De tal manera que, aun cuando las ondas evanescentes no se propagan en la dirección del eje z , sí lo hacen a lo largo de la superficie reflectora del cubreobjeto. Como el haz del láser que efectúa el barrido llega hasta esta superficie reflectora, la cual contiene la información del objeto, incluyendo la contenida en las ondas evanescentes, es de suponerse que es posible recibir y llevar también esta información hacia el detector.

BIBLIOGRAFIA

- C96 M. Cywiak, C. Solano, G. Wade and S. Isakson (1996), "Reference-beam detection for Scanning Laser Acoustic Microscopy," enviado a The Journal of the Acoustical Society of America.
- H72 B.P. Hildebrand and B.B. Brenden (1972), *An Introduction to Acoustical Holography*, Plenum Press: New York, Chap. 4, pp. 67-72.
- R82 R. L. Rylander (1982), "A Laser-Scanned Ultrasonic Microscope Incorporating a Time Delay Interferometric Detector," *Ph. D. Dissertation*, University of Minnesota Minneapolis MI.
- S96 S. Samson, A. Korpel and H. S. Snyder, "Conversion of Evanescent Waves into Propagating Waves by Vibrating Knife Edge," *International Journal of Imaging Systems and Technology*, Vol. 7, pp. 48-53.

DISCUSION Y CONCLUSIONES

"La habilidad de "ver" con sonido ha sido durante mucho tiempo un concepto que nos ha intrigado. Ciertos animales, como los murciélagos y los delfines, pueden hacerlo naturalmente, pero la raza humana no ha sido dotada por naturaleza. Sin embargo, la carencia de esta habilidad natural puede ser superada aplicando la tecnología adecuada."

Glen Wade (1976) [W76]

El SLaTHAM, al igual que el HoloSLAM anteriormente, es un instrumento inspirado por el SLAM pero con capacidades holográficas. Además de ello, SLaTHAM está diseñado para producir tomogramas.

Las micrográficas producidas por el SLAM son gráficas de sombra bi-dimensionales de objetos en tres dimensiones. A causa de la forma peculiar de su función de transferencia, las imágenes obtenidas no son muy nítidas, particularmente si los objetos son gruesos y complejos. Es para superar este problema que el SLaTHAM está siendo diseñado con la idea de mejorar al SLAM. Cuando este trabajo haya sido exitosamente completado, el SLaTHAM será capaz de proporcionar tomogramas bien resueltos, los cuales serán de gran utilidad en objetos relativamente gruesos y de estructura compleja.

Tanto el SLAM como el HoloSLAM utilizan un detector de borde de navaja y un fotodiodo para captar la información. Este detector presenta diferencias en el

registro de la sensibilidad, que dependen, tanto de la dirección como de la frecuencia. Proporciona resultados aceptables en la formación de imágenes cuando las ondas de sonido están a la frecuencia espacial óptima y viajan en la dirección adecuada, pero bajo otras condiciones es insatisfactorio.

Además, como ya se ha mencionado, un segundo problema surge del hecho de que la función de transferencia para ondas viajando en la dirección preferencial del detector de borde de navaja y fotodiodo pasa por el valor cero para la frecuencia espacial cero y es anti-simétrica. Por esta razón, el espectro de frecuencias espaciales de objetos que se observan en los microscopios acústicos comerciales son llevados hacia la frecuencia espacial óptima utilizando ensonificación oblicua, en lugar de normal, proveniente de un solo transductor. Esta estratagema permite obtener imágenes razonablemente fieles aún con las componentes espaciales de frecuencias bajas. Sin embargo, la respuesta aún pasa a través de la frecuencia espacial cero y es detectada como un cambio de fase para las frecuencias espaciales negativas. La dificultad ocasionada por el cambio de fase puede ser superada filtrando selectivamente la señal después de que el proceso de barrido ha convertido las frecuencias espaciales en frecuencias temporales.

Las dificultades anteriores son superadas automáticamente si, en lugar de utilizar el detector de borde de navaja y el fotodiodo, se usa un detector basado en el interferómetro Mach-Zender, conocido como detector interferométrico de retraso en el tiempo o simplemente, TDID. Como se ha expuesto en los capítulos anteriores, el TDID tiene las siguientes ventajas:

Recepción omni-direccional

Las ondas generadas sobre la superficie reflectora del cubreobjeto,

viajando en cualquier dirección, son captadas con la misma fidelidad.

Posibilidad de operación en varias frecuencias

La posibilidad tecnológica de reducir el radio efectivo del haz del láser, permite que se amplíe el ancho de banda efectivo de las frecuencias espaciales, con lo cual aumenta la resolución en la reconstrucción de la imagen.

Resolución independiente de la frecuencia acústica

Como la resolución depende solamente del radio efectivo del haz del láser, en principio, puede utilizarse cualquier valor de la frecuencia acústica para realizar la ensonificación. Con ello es posible aumentar la penetración de las ondas acústicas dentro de objetos relativamente gruesos.

Es indudable que se trata de un detector ópticamente más complejo, y aunque en los últimos años han surgido técnicas computacionales [C91] que permiten al SLAM tradicional formar imágenes tomo-holográficas de alta resolución de las capas internas de objetos gruesos; y hoy en día, todavía se continúa mejorándolas, se espera que el cambio del detector de borde de navaja y fotodiodo convencional por el detector interferométrico de retraso en el tiempo (TDID), aunado a estas nuevas técnicas, aumentaría considerablemente la calidad de las imágenes tomo-holográficas.

BIBLIOGRAFIA

- C91 R.Y. Chiao and H. Lee (1991), "Initial Phase Estimation and Tomographic Reconstruction for Multiple Frequency Acoustic Microscopy," *Acoustical Imaging*, Vol. 18, pp. 261-271.
- W76 G. Wade (1976), *Acoustic Imaging*, Plenum Press: New York and London, Preface, p. v.

APENDICES



CORRIENTE ELECTRICA

Como se mencionó en el capítulo 4, una vez obtenidos los dos haces complementarios modulados en su amplitud, cada uno es llevado hacia un fotodetector; el cual transforma la intensidad luminosa que recibe, en una corriente eléctrica. Como estas fotocorrientes son proporcionales a las potencias totales que llegan sobre las superficies de los fotodetectores, matemáticamente, esto se expresa por

$${}^3i = \gamma \iint |{}^3u_r|^2 dx dy \quad (\text{A.1})$$

$${}^4i = \gamma \iint |{}^4u_r|^2 dx dy \quad (\text{A.2})$$

donde γ es la eficiencia del fotodetector y la integración se realiza sobre el área del mismo.

A continuación se presenta el desarrollo de la ecuación (A.1), siendo el correspondiente a la ec. (A.2) completamente similar. Primero, va a obtenerse $|{}^3u_r|^2$. Tomando en cuenta que $Z \ll 1$ y que por lo tanto $Z^2 \approx 0$, se desprecian los términos que contienen a Z^2 , Z^{*2} y ZZ^* , ya que son muy pequeños comparados con los que contienen a Z y Z^* con lo cual se obtiene:

$$\begin{aligned}
|{}^3\mathbf{u}_r|^2 &= \frac{1}{4} \mathbf{u} \mathbf{u}^* \left\{ 2 - \left(e^{+j\phi_1} + e^{-j\phi_1} \right) \right. \\
&\quad \left. + j k_1 \mathbf{Z} e^{+j\omega_s t} \left[+ e^{-j(\phi_s - \phi_1)} - e^{-j(\phi_s + \phi_1)} + e^{-j\phi_1} - e^{+j\phi_1} \right] \right. \\
&\quad \left. + j k_1 \mathbf{Z}^* e^{-j\omega_s t} \left[+ e^{+j(\phi_s + \phi_1)} - e^{+j(\phi_s - \phi_1)} + e^{-j\phi_1} - e^{+j\phi_1} \right] \right\}. \quad (\text{A.3})
\end{aligned}$$

Factorizando la expresión anterior,

$$\begin{aligned}
|{}^3\mathbf{u}_r|^2 &= \frac{1}{4} \mathbf{u} \mathbf{u}^* \left\{ 2 (1 - \cos\phi_1) \right. \\
&\quad \left. + j k_1 \mathbf{Z} e^{+j\omega_s t} (1 - e^{-j\phi_s}) \left[e^{-j\phi_1} - e^{+j\phi_1} \right] \right. \\
&\quad \left. + j k_1 \mathbf{Z}^* e^{-j\omega_s t} (1 - e^{+j\phi_s}) \left[e^{-j\phi_1} - e^{+j\phi_1} \right] \right\}. \quad (\text{A.4})
\end{aligned}$$

Factorizando nuevamente, se obtiene:

$$|{}^3\mathbf{u}_r|^2 = \frac{1}{4} \mathbf{u} \mathbf{u}^* \left\{ 2 (1 - \cos\phi_1) \right.$$

$$jk_1 \left[e^{-j\phi_1} - e^{+j\phi_1} \right] \left[\mathbf{Z} e^{+j\omega_s t} (1 - e^{-j\phi_s}) + \mathbf{Z}^* e^{-j\omega_s t} (1 - e^{+j\phi_s}) \right] \Big\} \quad (\text{A.5})$$

Recordando que $e^{-j\phi_1} - e^{+j\phi_1} = -2j \operatorname{sen} \phi_1$
y que $1 - e^{-j\phi_s} = 1 - \cos \phi_s + j \operatorname{sen} \phi_s$.

Así como las siguientes identidades trigonométricas:

$$\cos \phi_s = \cos^2 \left(\frac{\phi_s}{2} \right) - \operatorname{sen}^2 \left(\frac{\phi_s}{2} \right)$$

$$\operatorname{sen} \phi_s = 2 \cos \left(\frac{\phi_s}{2} \right) \operatorname{sen} \left(\frac{\phi_s}{2} \right)$$

$$\operatorname{sen} \left(\frac{\phi_s}{2} \right) = \cos \left(\frac{\phi_s}{2} - \frac{\pi}{2} \right)$$

$$\cos \left(\frac{\phi_s}{2} \right) = -\operatorname{sen} \left(\frac{\phi_s}{2} - \frac{\pi}{2} \right)$$

se llega a la siguiente expresión:

$$|{}^3\mathbf{u}_r|^2 = \frac{1}{4} \mathbf{u} \mathbf{u}^* \left\{ 2(1 - \cos \phi_1) + 2k_1 \operatorname{sen} \phi_1 \right. \\ \left. \left\{ \mathbf{Z} e^{+j\omega_s t} \left[2 \operatorname{sen} \left(\frac{\phi_s}{2} \right) e^{-j \left(\frac{\phi_s - \pi}{2} \right)} \right] + \mathbf{Z}^* e^{-j\omega_s t} \left[2 \operatorname{sen} \left(\frac{\phi_s}{2} \right) e^{+j \left(\frac{\phi_s - \pi}{2} \right)} \right] \right\} \right\} \quad (\text{A.6})$$

Además, si se recuerda que se consideró:

$$u(x, y, t) = \sqrt{P} \sqrt{\frac{2}{\pi r_0^2}} e^{-\left[\frac{(x-x_0)^2}{r_0^2} + \frac{(y-y_0)^2}{r_0^2}\right]} e^{+j\omega_1 t}$$

la expresión para 3i quedaría:

$$\begin{aligned} ^3i &= \int \int_{-\infty}^{\infty} |^3u_r|^2 dx dy \\ &= \frac{P}{2\pi r_0^2} \left\{ 2(1 - \cos \phi_1) \int \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\left[\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right]} \left[1 - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. 4k_1 \sin \phi_1 \sin\left(\frac{\phi_s}{2}\right) \left\{ Z e^{-j\left(\frac{\phi_s - \pi}{2}\right)} e^{+j\omega_s t} + Z^* e^{+j\left(\frac{\phi_s - \pi}{2}\right)} e^{-j\omega_s t} \right\} \right] dx dy \right\}. \end{aligned} \quad (A.7)$$

Por otro lado, se sabe que:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-w^2} dw = \sqrt{\pi}$$

por lo que, haciendo los cambios de variable necesarios, así como aplicando la siguiente propiedad de las funciones complejas, la cual indica que si f es una

función compleja entonces:

$$f + f^* = 2 \operatorname{Re}(f)$$

la ecuación (A.7) puede re-escribirse:

$$3i = \frac{P}{2\pi r_0^2} \left\{ 2(1 - \cos \phi_1) \left(\frac{\pi r_0^2}{2} \right) + 8 k_1 \operatorname{sen} \phi_1 \operatorname{sen} \left(\frac{\phi_s}{2} \right) \right. \\ \left. \operatorname{Re} \left\{ e^{+j\left(\frac{\pi - \phi_s}{2}\right)} e^{+j\omega_s t} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z e^{-2\left[\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right]} dx dy \right\} \right\}. \quad (\text{A.8})$$

Ahora bien, la definición de la convolución de dos funciones, $f(x)$ y $g(x)$, establece que

$$f(x) * g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha) h(x - \alpha) d\alpha$$

la cual, para este caso en particular, es

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z(x,y) e^{-2\left[\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2}\right]} dx dy \equiv \mathfrak{Z}(x_0, y_0) \quad (\text{A.9})$$

donde se ha definido a $\mathfrak{Z}(x_0, y_0)$ como la función resultante de la convolución de

las dos funciones expresadas dentro de la integral. Multiplicando y dividiendo la integral de la ecuación (A.9) por el factor

$$\frac{\pi r_0^2}{2}$$

se obtiene

$$\mathfrak{Z}(x_0, y_0) = \frac{\pi r_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{Z} \left\{ \frac{2}{\pi r_0^2} e^{-2 \left[\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2} \right]} \right\} dx dy \quad (\text{A.10})$$

donde puede identificarse al factor entre llaves con la función:

$$g^2 \{ (x_0 - x, y_0 - y) \} = \frac{2}{\pi r_0^2} e^{-2 \left[\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{r_0^2} \right]}. \quad (\text{A.11})$$

Por lo que es posible re-escribir la ecuación (A.10) en términos de (A.11) como:

$$\frac{\pi r_0^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{Z}(x, y) g^2 \{ (x_0 - x, y_0 - y) \} dx dy =$$

$$\frac{\pi r_0^2}{2} \mathbf{Z}(x, y) * g^2(x, y). \quad (\text{A.12})$$

Colocando este resultado en la ecuación completa (A.8), se obtiene:

$${}^3i = \gamma \frac{P}{2} \left\{ (1 - \cos \phi_1) + 4 k_1 \operatorname{sen} \phi_1 \operatorname{sen} \left(\frac{\phi_s}{2} \right) \operatorname{Re} \left\{ e^{+j \left(\frac{\pi - \phi_s}{2} \right)} e^{+j \omega_s t} \mathfrak{Z}(x_0, y_0) \right\} \right\} \quad (\text{A.13})$$

donde

$$\mathfrak{Z}(x_0, y_0) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{Z}(x, y) g^2 \{ (x_0 - x, y_0 - y) \} dx dy. \quad (\text{A.14})$$

Como se mencionó al principio de este desarrollo, repitiendo el procedimiento anterior para 4i se obtiene la expresión correspondiente:

$${}^4i = \gamma \frac{P}{2} \left\{ (1 + \cos \phi_1) - 4 k_1 \operatorname{sen} \phi_1 \operatorname{sen} \left(\frac{\phi_s}{2} \right) \operatorname{Re} \left\{ e^{+j \left(\frac{\pi - \phi_s}{2} \right)} e^{+j \omega_s t} \mathfrak{Z}(x_0, y_0) \right\} \right\} \quad (\text{A.15})$$

FUNCION DE TRANSFERENCIA PARA EL DETECTOR DE BORDE DE NAVAJA

La función de punto extendido para el caso del detector de borde de navaja y fotodiodo es la función anti-simétrica K dada por [R82]:

$$K(x,y) = \frac{2j}{\pi r_0^2} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{r_0^2}} \operatorname{erf}\left(\frac{jx}{r_0}\right) \quad (\text{B.1})$$

Para simplificar el problema, aprovechando que es posible separar las variables, aquí se presenta primero el desarrollo para la variable x :

$$K(x) = \sqrt{\frac{2j}{\pi r_0^2}} e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \operatorname{erf}\left(\frac{jx}{r_0}\right). \quad (\text{B.2})$$

La función de transferencia que se busca es la transformada de Fourier de esta función, esto es:

$$M_k(v_x) = F \{K(x)\}. \quad (\text{B.3})$$

Recordando que la función error se define como:

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^0 e^{-t^2} dt \quad (\text{B.4})$$

y la función error complementaria correspondiente como:

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \quad (\text{B.5})$$

es posible demostrar que:

$$\operatorname{erf}(x) = 1 - \operatorname{erfc}(x). \quad (\text{B.6})$$

Entonces la ecuación (B.2) puede re-escribirse como:

$$K(x) = \sqrt{\frac{2j}{\pi r_0^2}} e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \left[1 - \operatorname{erfc}\left(\frac{jx}{r_0}\right) \right] \quad (\text{B.7})$$

y la ecuación (B.3) se convierte en:

$$F(x) = F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \left[1 - \operatorname{erfc}\left(\frac{jx}{r_0}\right) \right] \right\} \quad (\text{B.8})$$

donde por ahora, se ha omitido el factor constante $\sqrt{2j/\pi r_0^2}$.

La transformada de Fourier del primer término de la ecuación anterior es:

$$F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \right\} = \sqrt{\frac{\pi r_0^2}{2}} e^{-\frac{\pi^2 r_0^2 v_x^2}{2}} \quad (\text{B.9})$$

en tanto que el del segundo término, por definición es:

$$F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \operatorname{erfc} \left(\frac{jx}{r_0} \right) \right\} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \left(\int_{\frac{jx}{r_0}}^{\infty} e^{-t^2} dt \right) e^{-j2\pi v_x x} dx \quad (\text{B.10})$$

donde, haciendo el cambio de variable, $t = y + \frac{jx}{r_0}$, se llega a la expresión:

$$F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \operatorname{erfc} \left(\frac{jx}{r_0} \right) \right\} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \left[\int_0^{\infty} e^{-\left(y + \frac{jx}{r_0}\right)^2} dy \right] e^{-j2\pi v_x x} dx. \quad (\text{B.11})$$

Desarrollando el cuadrado e intercambiando el orden de integración, se llega a la expresión:

$$F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \operatorname{erfc} \left(\frac{jx}{r_0} \right) \right\} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-y^2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{r_0^2} [x^2 + 2j(yr_0 + \pi v_x r_0^2)x]} dx \right] dy \quad (\text{B.12})$$

donde ahora se completa el trinomio, se re-agrupan términos y se hace el siguiente cambio de variable

$$x - j(yr_0 + \pi v_x r_0^2) = v,$$

obteniéndose:

$$F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \operatorname{erfc} \left(\frac{jx}{r_0} \right) \right\} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-y^2 - \frac{(yr_0 + \pi v_x r_0^2)^2}{r_0^2}} \left[\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{v}{r_0}\right)^2} dv \right] dy. \quad (\text{B.13})$$

Resolviendo la integral sobre la variable v , queda:

$$F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \operatorname{erfc}(x) \right\} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-y^2 - \frac{(yr_0 + \pi v_x r_0^2)^2}{r_0^2}} \left[\sqrt{\pi} r_0 \right] dy. \quad (\text{B.14})$$

Para resolver la integral que queda, se desarrolla el binomio, se agrupan los términos semejantes y se completa el trinomio, llegando a la expresión:

$$F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \operatorname{erfc}\left(\frac{jx}{r_0}\right) \right\} = 2 r_0 e^{-\frac{(\pi v_x r_0)^2}{2}} \int_0^{\infty} e^{-\left(\sqrt{2}y + \frac{\sqrt{2}}{2} \pi v_x r_0\right)^2} dy. \quad (\text{B.15})$$

Haciendo el cambio de variable $\sqrt{2}y = w$ se obtiene:

$$\begin{aligned} F \left\{ e^{-\frac{2x^2}{r_0^2}} \operatorname{erfc}(x) \right\} &= \frac{2}{\sqrt{2}} r_0 e^{-\frac{(\pi v_x r_0)^2}{2}} \int_0^{\infty} e^{-\left(w^2 + \frac{\sqrt{2}}{2} \pi v_x r_0\right)^2} dw \\ &= \sqrt{\frac{\pi r_0^2}{2}} e^{-\frac{(\pi v_x r_0)^2}{2}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \pi v_x r_0\right). \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

Finalmente, la transformada de Fourier de la función $K(x)$ es:

$$F \{K(x)\} = \sqrt{\frac{\pi r_0^2}{2}} \left(1 - \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \pi v_x r_0\right) \right) e^{-\frac{(\pi v_x r_0)^2}{2}} \quad (\text{B.17})$$

la cual se re-escrive en términos de la función error, utilizando la ecuación (B.6):

$$F \{K(x)\} = \sqrt{\frac{\pi r_0^2}{2}} \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}}{2} \pi v_x r_0 \right) e^{-\frac{(\pi v_x r_0)^2}{2}} \quad (\text{B.18})$$

El desarrollo correspondiente a la variable y es el siguiente. Se tiene que la componente y de la función K es :

$$K(y) = \sqrt{\frac{2j}{\pi r_0^2}} e^{-\frac{2y^2}{r_0^2}} \quad (\text{B.19})$$

y se desea obtener su transformada de Fourier, es decir,

$$M_k(v_y) = F \{K(y)\} \quad (\text{B.20})$$

por lo tanto,

$$F \left\{ \sqrt{\frac{2j}{\pi r_0^2}} e^{-\frac{2y^2}{r_0^2}} \right\} = \sqrt{\frac{2j}{\pi r_0^2}} F \left\{ e^{-\frac{2y^2}{r_0^2}} \right\}. \quad (\text{B.21})$$

El resultado de esta transformada de Fourier es:

$$F \left\{ e^{-\frac{2y^2}{r_0^2}} \right\} = \sqrt{\frac{\pi r_0^2}{2}} e^{-\frac{(\pi r_0 v_y)^2}{2}} \quad (\text{B.22})$$

donde nuevamente el factor $\sqrt{2j/\pi r_0^2}$ se ha omitido por el momento.

Agrupando las ecuaciones (B.18) y (B.22), y tomando en cuenta el factor que se había omitido en ambas, se llega al siguiente resultado para la función de transferencia M_k :

$$M_k(v_x, v_y) = j \operatorname{erf}\left(\frac{\pi v_x r_0}{\sqrt{2}}\right) e^{-\frac{(\pi r_0)^2}{2}(v_x^2 + v_y^2)} \quad (\text{B.23})$$

correspondiente al detector de borde de navaja y fotodiodo.

FUNCION DE TRANSFERENCIA PARA EL DETECTOR INTERFEROMETRICO DE RETRASO EN EL TIEMPO

Haciendo un desarrollo completamente similar al del Apéndice B, ahora para el detector interferométrico de retraso en el tiempo, se inicia con la función de punto extendido correspondiente, que en este caso es la función simétrica:

$$g^2(x, y) = \frac{2}{\pi r_0^2} e^{-\frac{2[(x-x_0)^2] + [(y-y_0)^2]}{r_0^2}} \quad (C.1)$$

por lo que su correspondiente función de transferencia M , es su transformada de Fourier:

$$M(v_x, v_y) = F\{g^2(x, y)\}. \quad (C.2)$$

Aprovechando el hecho de que la función $g^2(x, y)$ es separable en x y en y , y su simetría, se presenta la derivación simplificada para la componente x :

$$M(v_x) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-2x^2}{r_0^2}} e^{-j2\pi v_x x} dx, \quad (C.3)$$

donde el factor constante $\sqrt{2/\pi r_0^2}$ se ha omitido por ahora.

Utilizando las propiedades de la función exponencial, agrupando los términos y completando el cuadrado, se obtiene:

$$M(v_x) = e^{-\frac{(\pi r_0 v_x)^2}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\left(\frac{\sqrt{2}x}{r_0} + j\frac{\pi r_0 v_x}{\sqrt{2}}\right)} dx \quad (C.4)$$

donde haciendo el cambio de variable $\frac{\sqrt{2}x}{r_0} + j\frac{\pi r_0 v_x}{\sqrt{2}} = w$ lleva a la expresión:

$$M(v_x) = \frac{r_0}{\sqrt{2}} e^{-\frac{(\pi r_0 v_x)^2}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-w^2} dw. \quad (C.5)$$

La integral es igual a $\sqrt{\pi}$ por lo que finalmente se obtiene:

$$M(v_x) = e^{-\frac{(\pi r_0 v_x)^2}{2}} \quad (C.6)$$

en donde se ha considerado el factor $\sqrt{2/\pi r_0^2}$ que se había omitido.

Como se comentó al principio, la derivación para la componente y se obtiene de manera análoga, por lo que el resultado completo es:

$$M(v_x, v_y) = e^{-\frac{(\pi r_0)^2}{2} (v_x^2 + v_y^2)}. \quad (C.7)$$

Esta es la función de transferencia para el detector interferométrico de retraso en el tiempo.

SENSIBILIDAD

Un aspecto más a considerar en todo instrumento es el de la sensibilidad de su detector, es decir, su posibilidad de captar información, principalmente la de las señales débiles. Todo instrumento tiene un límite debido a la existencia inevitable de ruido, el cual puede considerarse como señales al azar que son captadas por el detector, junto con la señal de interés. Si esta señal consta de componentes cuyo valor sea menor que el de la señal de ruido, dichas componentes serán imposibles de detectar, con la correspondiente pérdida de la información contenida en ellas. De aquí su importancia.

El ruido tiene distintos orígenes. En el caso de los microscopios acústicos SAM y SLAM, se ha realizado un estudio comparativo [W94] acerca de la cantidad de ruido que puede esperarse de cada uno de los detectores. El primero utiliza un transductor piezoeléctrico; en tanto que, el segundo, utiliza un láser para la lectura de la información. Aquí se presentan los resultados de este estudio.

En un sistema que emplea el haz de un láser, la principal fuente de ruido es de tipo cuántico. Esto es así porque la frecuencia óptica del láser es muy alta. En cambio, en un sistema que emplea un transductor piezoeléctrico, la principal fuente de ruido es de tipo térmico. Veamos cómo afecta cada tipo de ruido a su correspondiente instrumento.

La potencia del ruido térmico correspondiente a un ancho de banda B está dado por la expresión

$$P_T = kTB \quad (D.1)$$

donde k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta en grados Kelvin. A su vez, la potencia del ruido cuántico correspondiente al ancho de banda B está dado por la expresión

$$P_C = h\nu B \quad (D.2)$$

donde h es la constante de Planck y ν es la frecuencia del haz del láser.

De la expresión (D.1) puede concluirse, al menos en teoría, que es posible eliminar al ruido térmico, simplemente enfriando todos los elementos del sistema a la temperatura del cero absoluto. Lo cual, en cambio, no es posible hacer en el caso del ruido cuántico (ecuación D.2), ya que es directamente proporcional a la frecuencia ν del láser, y siendo estas frecuencias altas, el valor resultante siempre será grande.

Es posible calcular la temperatura de ruido térmico equivalente del proceso de lectura, simplemente igualando las expresiones para los ruidos térmico y cuántico, y resolviendo para T . De lo cual se obtiene que

$$T = \frac{h\nu}{k} \quad (D.3)$$

Colocando en esta expresión los valores correspondientes,

Colocando en esta expresión los valores correspondientes,

$$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J s}$$

$$\nu = 4.74 \times 10^{14} \text{ ciclos/s} \quad (\text{ se ha considerado } \lambda = 632.8 \text{ nm})$$

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/mol } ^\circ\text{K}$$

se obtiene para la temperatura de ruido equivalente asociada con el proceso (solamente de lectura), para un sistema láser, un valor para $T = 22,773 \text{ } ^\circ\text{K}$.

En cambio, para un sistema piezoeléctrico, trabajando bajo condiciones normales de operación, la temperatura del ruido térmico asociada es de unos 300°K solamente. Esto indica que el sistema láser va a tener una mayor cantidad de ruido, en dos órdenes de magnitud, que el otro sistema piezoeléctrico. Es por esto que el microscopio acústico SAM forma imágenes de excelente calidad.

En el caso del microscopio que se está proponiendo, el SLaTHAM, se usará el sistema de lectura con láser propio del SLAM. Por esta razón, y de acuerdo con el análisis anterior, es de esperarse que va a tener una gran cantidad de ruido. Sin embargo, esta desventaja se compensa si se considera que la reconstrucción de la imagen se obtiene en tiempo real, lo cual es una gran ventaja para la industria.

BIBLIOGRAFIA

- W95 G. Wade and A. C. Wey (1996), "Scanning Laser Acoustic Microscopes" enviado a Encyclopedia of Applied Physics, VCH Publishers: New York.

APENDICE E

PARAMETROS EMPLEADOS EN MICROSCOPIOS ACUSTICOS COMERCIALES TIPO SLAM

Potencia del láser	10mW
Ancho de banda del sistema	1 MHz
Rapidez de formación de una imagen	1/30 s
Cubreobjeto de policarbonato	
Transductor piezoeléctrico (indium-bonded lithium niobate)	
Desplazamiento de la superficie (mínimo detectable)	1.3×10^{-12} m (valor teórico) 10^{-11} m (valor obtenido en realidad)

Para una abertura numérica de 0.37:

- frecuencia acústica de 100 MHz, resolución calculada de 20 μ m
- frecuencia acústica de 30 MHz, resolución calculada de 67 μ m
- frecuencia acústica de 10 MHz, resolución calculada de 200 μ m

PARAMETROS DEL SONIDO EN DIFERENTES MATERIALES

Velocidad del sonido en:	
agua	1500 m/s
tejido biológico suave	1500 m/s
metal	2200 m/s
cubreobjeto de policarbonato	2200 m/s
Longitud de onda acústica en agua	15 μ m

PARAMETROS EMPLEADOS EN UN PROTOTIPO QUE INCORPORA UN TDID A UN MICROSCOPIO ACUSTICO TIPO SLAM [R82]

Transductor piezoeléctrico plano	
Distancia entre transductor y objeto	1 mm
Profundidad del pozo de agua (en los casos en los que se utilizó)	0 - 1 mm
Soporte de cuarzo	
Cubreobjetos de:	
vidrio (longitud de onda 30.1 μm)	
plexiglas (longitud de onda 10.3 μm)	
cast epoxy (longitud de onda <15 μm)	
El cubreobjeto tiene en una de sus superficies un depósito de película metálica delgada: oro o aluminio	
Frecuencia acústica de operación	100 MHz
Intensidad acústica	100 mW / cm ²
Tiempo de barrido del láser para completar un cuadro	10 s
Láser de argón Spectra Physics modelo 164-06 (un solo modo longitudinal) linealmente polarizado, perfil de intensidad Gaussiano, radio característico igual a 0.61 mm el cual se expande para aumentar el radio a 1.90 mm y se filtra para eliminar posibles modos fuera de eje producidos por el láser	488 nm
Deflexión horizontal: a través de un galvanómetro de barrido cuyo espejo es dirigido por una onda triangular	
Deflexión vertical: trasladando el soporte completo a través de un tornillo controlado por un motor de paso	
Lente con distancia focal de 50 mm para enfocar el haz del láser	
Radio efectivo del haz del láser	4.0 μm

BIBLIOGRAFIA

- R82 R. L. Rylander (1982), "A Laser-Scanned Ultrasonic Microscope Incorporating a Time Delay Interferometric Detector," *Ph. D. Dissertation*, University of Minnesota Minneapolis MI.