



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA
DIVISIÓN DE INGENIERÍA MECÁNICA E INDUSTRIAL

DETERMINACIÓN DEL MÓDULO DE YOUNG MEDIANTE FOTOACÚSTICA

T E S I S

Que para obtener el título de
INGENIERO MECÁNICO

P r e s e n t a

GERMÁN ENRIQUE POZOS JIMÉNEZ

DIRECTORA DE TESIS : DRA. MARGARITA NAVARRETE MONTESINOS.

277171



México, D. F.

2000



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

DEDICATORIA

A MIS PADRES: QUE SIN SU APOYO NUNCA HUBIERA SIDO POSIBLE ESTE SUEÑO HECHO REALIDAD.

A MI HERMANO: QUE EN LAS BUENAS Y EN LAS MALAS SIEMPRE ESTUVO CONMIGO.

A MI NOVIA : COMPAÑERA INSEPARABLE DE MIS LUCHAS.

AGRADECIMIENTOS

El presente trabajo no hubiera sido posible sin la colaboración, en primer lugar de mi directora de tesis y amiga, **Dra. Margarita Navarrete Montesinos**, quien con su apoyo, sugerencias y comentarios le dio forma.

Así mismo quiero agradecer al Dr. Mayo Villagrán Muniz, por su apoyo, críticas y sugerencias, a lo largo del desarrollo de este trabajo.

Agradezco al Laboratorio de Óptica del Centro de instrumentos de la UNAM, donde se realizó íntegramente el trabajo experimental y teórico, por las facilidades y apoyo para efectuar el trabajo.

Agradezco a la M. en C. Rosalba Castañeda Guzman, por su apoyo, críticas y sugerencias, a lo largo del desarrollo de este trabajo.

Agradezco a la M. en I. Sara Ríos Dordelly del Instituto de Ingeniería, quien me facilitó las muestras de los elastómeros.

Agradezco a la DGAPA, por haberme otorgado una beca-tesis con el proyecto IN110998, Desarrollo y aplicación de técnicas acústicas para la determinación de propiedades ópticas, térmicas y elásticas en medios condensados.

DEDICATORIA	2
AGRADECIMIENTOS.....	3
RESUMEN	5
CAPÍTULO I	6
<i>GENERALIDADES</i>	6
1.1 Introducción.....	6
1.2 Objetivos	7
1.3 Contenido por capítulo	7
CAPÍTULO II	8
<i>PRINCIPIOS BÁSICOS</i>	8
2.1 Generación de ondas longitudinales en ultrasonido por laser	8
2.2 Generación de ondas por dipolos térmicos.....	11
·Velocidades de respuesta térmica contra mecánica.....	11
·Velocidad de expansión térmica finita.....	13
2.3 Análisis teórico de las señales acústicas.....	18
·Componentes de esfuerzo y deformación	19
·Forma generalizada de la ley de Hooke.....	21
·Ecuaciones de movimiento en un medio sólido.....	22
·Integración de la ecuación de onda	26
·Propagación de ondas en medios elásticos con fronteras-Vibraciones	27
CAPÍTULO III	30
<i>INVESTIGACIÓN EXPERIMENTAL</i>	30
3.1 Introducción.....	30
3.2 Metodología	30
3.3 Procedimiento experimental	32
3.4 Equipo	35
3.5 Calibración del sensor.....	38
3.6 Muestras.....	45
CAPÍTULO IV	46
<i>RESULTADOS</i>	46
4.1 Introducción.....	46
4.2 Metales	48
4.3 Plásticos.....	51
4.4 Elastómeros	52
4.5 Compuestos.....	56
CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	58
BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS	59
APENDICE A	63
APÉNDICE B	71
LISTA DE FIGURAS	77
LISTA DE TABLAS	78

RESUMEN

En el presente trabajo se aplica el método fotoacústico para determinar el módulo de Young y otras constantes elásticas en forma no destructiva mediante la medición de la velocidad del sonido en diferentes sólidos. El método consiste en aplicar al material a evaluar, pulsos laser en el régimen no destructivo (ancho de pulso $< 10\text{ns}$ y energía $< 200\mu\text{J}$, $A = 1\text{ mm}^2$), produciendo calentamiento localizado, en el cual se generan esfuerzos termoelásticos y deformaciones que actúan como una fuente ultrasónica. Las señales se detectan con un sensor piezoeléctrico PZT (con frecuencia de resonancia en 240 kHz) y se almacenan en una computadora a través de una interfaz GPIB unida a un osciloscopio digital de 50 MHz . Se realizan pruebas con materiales homogéneos: aluminio, latón y cold rolled como referencia y se aplica el método a placas delgadas de diferentes metales y compuestos. Los resultados se equiparan con los reportados en la literatura.

1.1 INTRODUCCIÓN

La teoría de la propagación de ondas elásticas en sólidos fue desarrollada durante el último siglo por Stokes, Poisson, Rayleigh, Kelvin entre otros como una extensión de la teoría de elasticidad a los problemas de cuerpos vibrantes, y además como una ayuda a sus estudios de la transmisión de la luz, considerada como ondas de un espacio elástico.

Durante el primer cuarto de este siglo el tema fue abandonado por físicos, en parte porque se abrieron nuevos campos de estudio para los descubrimientos de física atómica, y en parte porque la teoría fue en muchas ocasiones aventajada por trabajos experimentales, por estas razones no había un método para observar el paso de las ondas esfuerzo a escala de laboratorio. En recientes años ha resurgido el tema, con un largo y creciente número de ensayos originales donde aparecen los aspectos teóricos y experimentales.

Las razones de estos cambios son primero que, como un resultado de los desarrollos de técnicas electrónicas, las ondas elásticas de alta frecuencia pueden ser producidas y detectadas fácilmente por lo que el ultrasonido ha llegado a ser rápidamente un tema de interés. En segundo porque se han desarrollado nuevos materiales tales como plásticos que tienden a incrementar el interés en la teoría del comportamiento mecánico de sólidos elásticos imperfectos, en estos casos las ondas de esfuerzo proveen de una poderosa herramienta para el estudio de propiedades mecánicas de estos materiales.

La medición de parámetros mecánicos en un material tales como: esfuerzos internos, tamaño de grano, constantes elásticas en función de la temperatura, es en sí un campo creciente para cualquier técnica en particular como la ultrasónica que puede rastrear no destructivamente el interior de los sólidos.

El ultrasonido es el candidato obvio para hacer mediciones en la mayoría de los materiales utilizados en ingeniería. En el caso de metales, los cuales son opacos a la luz y altamente atenuadores a la mayoría de las radiaciones, el ultrasonido *puede ser la única técnica disponible para mediciones interiores* [1]. Ello incluye la medición de constantes elásticas vía velocidad del sonido, la caracterización de microestructura vía atenuación y la medición de esfuerzos residuales (internos) vía la combinación de velocidades.

Como compendio, algunas de las mediciones que son de interés para los fabricantes y consumidores que pueden ser realizadas con técnicas ultrasónicas son:

- a) Propiedades dimensionales, tales como espesor y densidad.
- b) Composición, incluyendo niveles de impureza, homogeneidad, segregación.
- c) Propiedades microestructurales, incluyendo tamaño de grano, anisotropía, textura, número y distribución de fases, distribución de fibra en compuestos, áreas de transformación de fase.
- d) Propiedades Mecánicas, tales como esfuerzos, ductilidad, fractura, magnitud de esfuerzos residuales.
- e) Propiedades Superficiales, aspereza, calidad de tratamientos superficiales, calidad de revestimiento y espesor.
- f) Presencia y tamaño de todos los defectos y discontinuidades, tales como grietas, inclusiones, porosidad.
- g) Calidad e interfaces, uniones, adhesivos incluyendo soldadura.
- h) Registro de tratamientos como: solidificación, extrusión, forja, incluyendo medición de temperaturas internas.

La generación de ondas ultrasónicas por láseres en principio pueden, aplicarse a éstos problemas. Una de las mediciones más simples (y más versátiles) es el tiempo de arribo de un pulso ultrasónico. Si la velocidad del sonido de un material se conoce, se pueden deducir sus dimensiones. Las mediciones ultrasónicas son fáciles de adquirir. El tiempo de arribo puede ser utilizado para deducir la velocidad si se conoce el espesor. La velocidad es una cantidad muy útil

puesto que las constantes elásticas y la densidad pueden ser calculadas a partir de ella, por lo tanto, también es posible caracterizar diferentes fases durante una transformación.

Midiendo la velocidad de dos o más modos de propagación en función de la orientación pueden ser estimados: la magnitud de esfuerzos internos y textura (grano anisotrópico).

Como la velocidad esta en función de la temperatura, entonces la medición ultrasónica del tiempo de arribo puede en principio ser aplicada para deducir la distribución de temperaturas internas. Es decir, ya sea que se midan las velocidades volumétricas o superficiales, se pueden deducir las propiedades de volumen o superficie. El uso de ondas superficiales pueden en principio ser especialmente útiles para la caracterización de capas superficiales y recubrimientos.

La generación de ondas ultrasónicas con láseres tiene además la ventaja de ser muy exacta en los datos del tiempo de arribo. Esto es primeramente porque las ondas elásticas se propagan rápidamente en pulsos monopolares y en segundo porque no es necesaria la corrección por acoplamiento. Para algunos parámetros (e.g. esfuerzos residuales) el tiempo de arribo necesita ser medido con una exactitud de 1/10000. La exactitud esta disponible usando generación y recepción laser, especialmente si es un laser en los picosegundos para la generación y un digitalizador para cronometrar. Los laseres Q-switched pueden ser utilizados para propagar ondas ultrasónicas que pueden ser medidas con una exactitud de unos cuantos nanosegundos.

El otro parámetro que se mide en una señal ultrasónica es la atenuación en función de la distancia recorrida. El trabajo en varios laboratorios muestra que la atenuación dependiente - frecuencia se relaciona con las dispersiones de las microestructuras principales tales como dislocaciones y límites de grano. La atenuación es, sin embargo, considerablemente más difícil de medir que el tiempo de arribo. Principalmente, la microestructura atenúa los frentes de onda por dispersión de la energía dentro de otros modos y otras direcciones.

En particular, los láseres o haces de electrones pulsados, permiten entregar dosis muy elevadas de energía a un material en tiempos muy cortos.

En el campo de las aplicaciones, los láseres pulsados son enfocadas para la obtención de señales acústicas de gran intensidad, y habitualmente permiten identificar umbrales de ablación o daño superficial. Estas técnicas se basan en la detección, con varios tipos de detectores, de las señales acústicas generadas en el material.

Se utilizan detectores capacitivos, cerámicos piezoeléctricos, y también películas piezoeléctricas que permiten seguir señales muchos más rápidas.

Existen gran cantidad de trabajos en dos de los regímenes importantes. Para bajas intensidades de laser, se utilizan aproximaciones de teoría de elasticidad lineal, que proporcionan información sobre la forma de las señales acústicas. Para intensidades superiores a los umbrales de daños de material se utiliza la teoría de elasticidad no-lineal, el impulso transferido al material durante la eyección de componentes evaporados por el pulso, produce señales muy fuertes y fácilmente identificables.

1.2 OBJETIVOS

Basándose en los trabajos de Scruby [1], Parker [2], Kolsky [42], Kligman y Madigosky [77], Sanderson [47] y otros, se establecen los siguientes objetivos generales.

- Entender la generación de ondas ultrasónicas generadas por laser a partir de una revisión bibliográfica.
- Como relacionar las propiedades mecánicas con las velocidades ultrasónicas.
- Adaptar una metodología para aplicar la técnica fotoacústica para la evaluación no destructiva de las propiedades mecánicas de diferentes sólidos tanto de muestras cilindricas como de muestras planas.

1.3 CONTENIDO POR CAPÍTULO

Este trabajo está organizado en cuatro capítulos: el primero se refiere a la introducción general así como los objetivos generales, el segundo se refiere a los principios básicos para la mejor comprensión de las técnicas acústicas, el tercero se dedica a la investigación experimental realizada, el cuarto son los resultados obtenidos y finalmente las conclusiones y referencias.

En este capítulo se discutirán los aspectos básicos de las señales acústicas.

2.1 GENERACIÓN DE ONDAS LONGITUDINALES EN ULTRASONIDO POR LASER

Desde White [56] en 1963, los pulsos laser han sido usados como una fuente de calor para generar ultrasonido en materiales con la finalidad de realizar pruebas no destructivas. Cuando la luz laser choca sobre la superficie del material una fracción de la luz se convierte en calor, causando una carga térmica repentina que genera ondas ultrasónicas. Combinado con detectores ópticos, los láseres tienen la primicia de proporcionar sistemas para evaluar materiales rápidamente en forma no destructiva, que pueden operar en ambientes agresivos.

Se han realizado grandes esfuerzos para modelar la generación ultrasónica por laser teóricamente. Existen métodos que modelan el pulso laser en tiempo y espacio, estos trabajos se encuentran documentados en la literatura [57]. Modelando se puede determinar la forma espacial y temporal que necesita el pulso laser para generar ultrasonido en aplicaciones particulares, ahorrando tiempo y desarrollos de sistemas considerablemente caros en pruebas ultrasónicas.

La historia del modelado teórico del laser ultrasónico se divide en tres generaciones, la *primera* es el análisis en una sola dimensión conducida por White [56] y Ready [58]. Sin embargo, esta primera generación falla en predecir las ondas de cortante y superficiales las cuales se generan con los pulsos reales. La *segunda generación* se basa en los modelos de "fuente puntual" iniciados por Scruby et al. [59] y después por Rose [60] con fundamentos matemáticos más rigurosos. Scruby [59] identificó que, bajo régimen termoelástico la región calentada por el laser actúa como un *centro superficial de expansión* (SCOE), un disco cilíndrico simétrico delgado del orden de los micrómetros que se expande ver Fig (2.1), el cual típicamente es del orden de milímetros a centímetros de diámetro y es el mecanismo dominante en la generación ultrasónica. Los modelos de fuente puntual predicen las características principales de las ondas ultrasónicas generadas por laser y concuerdan con los experimentos, particularmente con láseres pulsados Q (switched) (duración de nanosegundos).

Sin embargo, la teoría de la fuente puntual no toma en cuenta la *difusión térmica* (el dipolo térmico de la Fig 2.1) y reduce las fuerzas termoelásticas en la SCOE a funciones impulso. Esto lleva a ciertas discrepancias entre las predicciones del modelo de la fuente puntual y los experimentos, particularmente cuando se incrementan el diámetro del haz y la duración del pulso.

Estas discrepancias motivaron los modelos de la *tercera generación*, modelos desarrollados por McDonald [61] y Spiecer [62] los cuales incluyen ambas: la difusión térmica y la forma temporal y espacial finita del pulso laser. Estos han sido reportados dando una excelente concordancia entre la teoría y los experimentos, aun para pulsos laser con áreas grandes [63].

Aparte de la discusión dada por Scruby et al. [64], muy poco ha sido completado en esta área. La teoría de la fuente puntual identifica la SCOE, pero no proporciona un entendimiento intuitivo de como el laser al calentar genera las ondas ultrasónicas. Hay muy pocas explicaciones en la literatura del porque las ondas ultrasónicas generadas por laser solo presentan ciertas formas.

El principal trabajo que hace ésta consideración intenta explicar el llamado precursor en las formas de onda ultrasónicas, como se muestra en la Fig 2.2. La forma de onda de la Fig 2.2, fue computada numéricamente por Sanderson [65] usando un modelo de la tercera generación y formas similares se han obtenido experimentalmente por numerosos investigadores [62, 63]. Los procedimientos para obtener la solución de la forma de onda en la Fig 2.2, se encuentran en el trabajo [65].

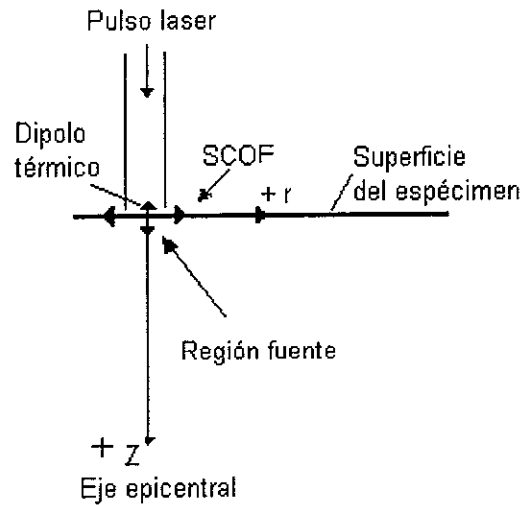


Fig 2.1. Esquema de la región de la fuente ultrasonica generada por laser.

Es notable que el pico negativo en las onda epicentrales (Fig 2.2), no han sido observadas experimentalmente hasta hoy, Spicer [62] predice un pico negativo para áreas grandes, pero solamente a distancias grandes desde la fuente. Spicer [62] indica que el pico negativo existe por un tiempo muy corto y que no es fácil observarlo experimentalmente. Un ligero pico negativo es también evidente en los resultados numéricos dados por McDonald [61] y Doyle [66].

Los picos *positivo* y *negativo* los cuales comprenden el precursor en la Fig 2.2 no son predecidos por los modelos de *fuerza puntual*, los cuales desprecian la difusión térmica y reducen la SCOE a un punto.

Conantel et al. [67] atribuyen "al precursor" la "talla finita de la fuente" mientras que McDonald [61, 68, 69], dice que es el resultado "del modo de conversión termico-acustico". Varios investigadores, incluyendo Doyle [66], Kino et al [70] y Scruby et al. [64] identifican correctamente el pico positivo como una consecuencia de la *difusión térmica*.

Los investigadores arriba mencionados hacen una contribución definitiva al entendimiento de la generación ultrasónica por laser. Sin embargo, como McDonald discute [61, 68, 69], el hecho que las fuentes laser tienen dimensiones finitas, no explican por si mismas la existencia del precursor.

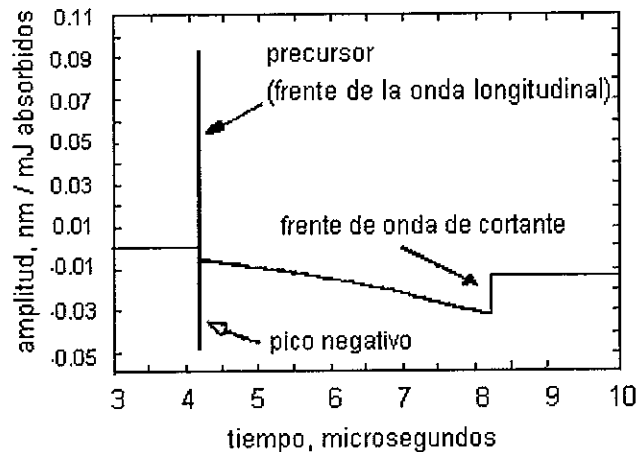


Fig 2.2. Desplazamiento sobre el eje epicentral contra tiempo en un aluminio.

Ninguno, da una aclara explicación del precursor, ni McDonald con su modo de conversión termico-acustico.

El campo total de sonido generado por laser es térmicamente inducido y es así una consecuencia de la conversión termico-acustico.

Esto es evidente considerando la región fuente en la Fig 2.1. Los metales comunes se expanden cuando son calentados, así, es de esperarse, que el calentamiento laser cause en la superficie de la muestra que el epicentro se mueva en la dirección z negativa. Sin embargo, las ondas ultrasónicas se propagan en la dirección opuesta e inicialmente el precursor es enteramente positivo. Considerando esto, la primer cuestión que surge, es como las ondas ultrasónicas son generadas como un todo.

Los dos fenómenos físicos fundamentales responsables para la generación de ondas longitudinales en sólidos, sirven para explicar el porque el dipolo térmico ya que el precursor se presenta en todos.

El dipolo térmico existe porque:

- (1) El calor se propaga mas rápidamente que las ondas mecánicas a tiempos cortos, lo cual resulta en una imposición casi instantánea de las fuerzas térmicas de cuerpo;
- (2) El calentamiento repentino de un cuerpo no puede cambiar el volumen instantáneamente.

Tomando en cuenta lo anterior, se estudia la respuesta mecánica de un sólido calentado repentinamente, para varias distribuciones de temperatura diferentes impuestas variando las velocidades. Esto demuestra la generación de las ondas longitudinales por dipolos térmicos y muestra la interpretación de que el dipolo térmico es responsable de ambos picos positivo y negativo, Fig 2.2. La mitad de un espacio unidimensional esta sujeto al calentamiento de un flujo de calor en forma Gaussiana temporal, similar al estudio conducido por Strikwerda et al. [71], en el que solamente el pico positivo del precursor es generado por el dipolo térmico. El pico negativo puede ser consecuencia del SCOE.

El presente análisis, difiere substancialmente de trabajos previos, en los que los modelos en una dimensión son empleados a lo largo debido a que el dipolo térmico es una fuerza en una dimensión. El campo ultrasónico producido por calentamiento laser es el resultado de un sistema complejo de fuerzas en tres dimensiones. La acción de este sistema de fuerzas y ondas producidas, solamente pueden ser entendidas resolviendo el sistema en tres dimensiones en componentes simples, i.e., la SCOE y el dipolo térmico. Si las ondas generadas por la SCOE y el dipolo térmico pueden ser entendidas independientemente, entonces el campo ultrasónico puede ser entendido como una superposición de estas componentes individuales. Este trabajo es una etapa necesaria hacia el entendimiento del porque las ondas ultrasónicas generadas por laser tienen ciertas formas.

Las transformadas de Laplace serán usadas para obtener las soluciones a lo largo de este estudio, con s la variable de transformación y las variables con t denotan las cantidades transformadas. Las transformadas de Laplace de f(t) y su inversa son:

$$L\{f(t)\} = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt = \bar{F}(s)$$
$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\alpha_p - i\infty}^{\alpha_p + i\infty} \bar{F}(s) ds = L^{-1}\{\bar{F}(s)\} \quad (2.1)$$

2.2 GENERACIÓN DE ONDAS POR DIPOLOS TÉRMICOS.

Los dos fundamentos que explican la generación de las ondas termoelásticas en sólidos por dipolos térmicos son:

- de que para tiempos muy cortos la respuesta térmica es mas rápida que las respuesta mecánica en los materiales
- en la región calentada repentinamente el sólido no puede cambiar instantáneamente de volumen.

VELOCIDADES DE RESPUESTA TÉRMICA CONTRA MECÁNICA.

En los primeros modelos de la generación ultrasónica por laser se asume que las fuerzas generadas por el pulso laser se consideran un escalón dependiente del tiempo. La validez de esta suposición es fácilmente demostrada como sigue. Considere la mitad de un espacio en una sola dimensión Fig 2.3. donde la dimensión axial varia desde z a x para diferenciar entre 1D y 3D. La mitad del espacio, inicialmente en reposo, esta sujeto a un flujo de calor en su superficie. Las ecuaciones que gobiernan la temperatura T y desplazamiento U son [73]:

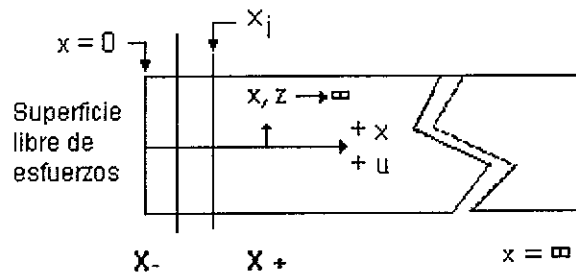


Fig 2.3. Mitad del espacio en una dimensión.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \frac{\partial x}{\partial x} + \beta_1 \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x}, \quad \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \beta_0 \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (2.2)$$

donde x es la dimensión axial, Γ es el coeficiente de expansión térmica lineal, c_L es la velocidad de la onda longitudinal, c_S es la velocidad de la onda de cortante, donde: $\beta_1 = \rho \Gamma (3c_S^2 - 4c_L^2) / k$, $\beta_0 = \Gamma (3 - 4c_S^2 / c_L^2)$, α es la difusividad térmica y K es conductividad térmica. Normalizando la Ec (2.2) para generalizar:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} = \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \beta \frac{\partial^2 U}{\partial \tau \partial X}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial X^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{\partial \theta}{\partial X}, \quad (2.3)$$

donde $U=U/u_0$, $u_0 = \alpha \beta_0 T_0 / c_L$, $\tau = t/t_0$, $t_0 = \alpha / c_L^2$, $X=x/x_0$, $x_0 = \alpha / c_L$ y $\beta = \alpha \beta_0 \beta_1$. La temperatura inicial es T_i y para el caso de flujo de calor $\theta = (T-T_i)/T_0$ y $T_0 = x_0 q_0 / k$, mientras que para las condiciones de frontera $\theta = (T-T_i)/(T_0-T_i)$ y T_0 es la temperatura superficial impuesta.

Las soluciones de la transformada de la Laplace para las condiciones de frontera del flujo de calor son:

$$\bar{\theta} = \frac{(m_1^2 - s^2)e^{-m_1 X} - (m_2^2 - s^2)e^{-m_2 X}}{s[m_1(m_1^2 - s^2) - m_2(m_2^2 - s^2)]},$$

$$\bar{U} = \frac{m_2 e^{-m_2 X} - (m_2^2 - s^2)e^{-m_2 X}}{s[m_1(m_1^2 - s^2) - m_2(m_2^2 - s^2)]}, \quad (2.4)$$

mientras para las condiciones de frontera de la temperatura:

$$\bar{\theta} = \frac{(m_1^2 - s^2)e^{-m_1 X} - (m_2^2 - s_2^2)e^{-m_2 X}}{s(m_1^2 - m_2^2)},$$

$$\bar{U} = \frac{m_2 e^{-m_2 X} - m_1 e^{-m_1 X}}{s(m_1^2 - m_2^2)}, \quad (2.5)$$

Donde;

$$m_{1,2}^2 = \frac{1}{2} [s^2 + (1 + \beta)s] \pm \frac{1}{2} \sqrt{(s^2 + (1 + \beta)s)^2 - 4s^3} \quad (2.6)$$

Los procedimientos usados para obtener las soluciones anteriores fueron encontradas por Balla [74]. Las temperaturas y desplazamientos han sido dados por previos investigadores para ambos condiciones de frontera de la temperatura [74] y el flujo de calor [71], pero no analizan el pequeño tiempo de la penetración mecánica y térmica. Por ejemplo para la profundidad, los disturbios mecánicos y térmicos se propagan en la mitad del espacio, éstos fueron calculados por Sanderson et al [47]. y se muestran en la Fig 2.4.

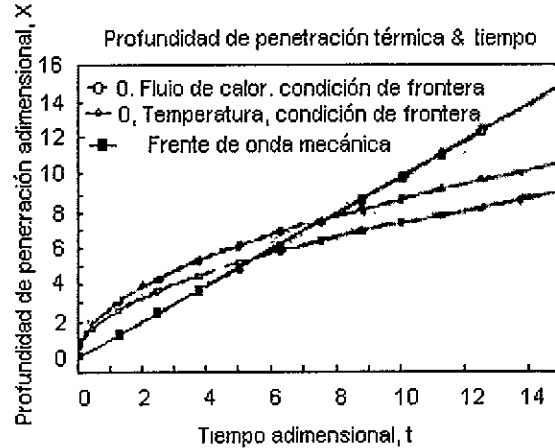


Fig. 2.4. Profundidad de penetración de los disturbios térmicos y mecanicos.

Asumiendo los valores para el aluminio en la Fig 2.4, el frente de onda mecánica se adelanta del disturbio térmico en alrededor de 11 ps (66 nm de la superficie) para las condiciones de frontera térmicos y alrededor de 15.5 ps (92.4nm de la superficie) para las condiciones de frontera del flujo de calor. Sin embargo, el punto significativo aquí, es el hecho de que *en un intervalo pequeño de tiempo el calor se propaga más rápido que la onda mecánica*. Así, en un tiempo muy corto las fuerzas generadas por el pulso laser deben ser modeladas como un escalon dependiente del tiempo.

Para visualizar la generación de ondas longitudinales en una sola dimensión, consideramos un cilindro delgado de material dentro de la mitad del espacio como se observa en la Fig 2.3. La mitad del espacio esta inicialmente en reposo cuando un flujo de calor o un cambio de las condiciones de frontera cambian son impuestas sobre toda la superficie en el plano y-z. Como el calor se difunde dentro de la mitad del espacio del cilindro el cual eventualmente experimentara un aumento de temperatura. Esto podría ser aproximado como un discreto aumento de temperatura instantánea como se ha discutido previamente. Una vez que el aumento de temperatura ocurre, el material dentro del cilindro esta sujeto inmediatamente a fuerzas de cuerpo térmicas (condición de carga volumétrica), e intenta expandirse. La mitad del espacio en la dirección X+ tienen masa infinita, pero la superficie de la mitad del espacio esta libre para desplazarse, entonces toda la expansión térmica podría ocurrir en la dirección X -.

Este es un punto clave para visualizar de donde vienen las fuerzas, las cuales generan las ondas ultrasónicas, "*la expansión térmica no puede ocurrir instantáneamente*". Así, en el instante que ocurre el aumento de temperatura no hay reacción externa en el cilindro porque no hay una expansión térmica que haya tenido lugar aún. Por lo tanto, la presencia repentina de la energía térmica depositada por el pulso laser puede ser solamente balanceada por una aceleración del material dentro del cilindro, de acuerdo con la segunda ley de Newton. Esta aceleración es la fuente de las ondas elásticas moviéndose hacia la derecha.

Deberíamos decir, entonces, que las ondas mecánicas (a veces llamadas aceleraciones) pueden ser producidas térmicamente porque los sólidos elásticos requieren de un tiempo finito para expandirse cuando están sujetos a un cambio de temperatura. Para un discreto e instantáneo aumento de temperatura la escala de tiempo de la generación de ondas es la misma escala de tiempo en donde las fuerzas térmicas no balanceadas existen.

Esta descripción es no convencional, pero ayuda a visualizar la generación de ondas termoelásticas. En el instante en que la energía térmica es depositada por el pulso laser, la aceleración inducida tiene dos componentes. Una es asociada con la expansión térmica volumétrica la cual podría ocurrir, mientras la otra equilibra las fuerzas térmicas aún no balanceadas que resulta en ondas longitudinales.

Una vez que ha ocurrido la expansión térmica completa, las fuerzas de cuerpo térmicas están balanceadas y la generación de ondas cesa. Al final del proceso, la mayoría de la energía se presenta en la forma de un desplazamiento térmico estático.

Scruby [64] et al., consideran que la eficiencia de la conversión de energía térmica-mecánica en la practica es del orden del 1% o menor.

La visualización de generación de ondas longitudinales es complicado por el hecho de que las fuerzas impulsoras son dinámicas y distribuidas espacialmente. La magnitud del dipolo térmico varia con la posición y el tiempo en toda la región fuente en la Fig 2.1. Para simplificar el análisis, considere un cilindro delgado del material de la Fig 2.4 nuevamente. Si se asume que el cilindro se considera en alguna parte dentro de la región calentada, entonces en cualquier tiempo t hay cuatro factores las cuales pueden causar el desplazamiento dentro del cilindro:

1. la expansión térmica local, cuando el cilindro se expande dado un cambio en la temperatura;
2. el desplazamiento en masa del cilindro entero en la dirección X negativa dada la expansión térmica de cualquier parte del material calentado sobre la dirección X +;
3. movimiento de las ondas elásticas hacia la derecha generadas en el lado X- pasando a través del cilindro;
4. generación local, por ejemplo, ondas elásticas generadas dentro del cilindro.

Lo interesante aquí es la visualización del cuarto factor. No es suficiente tomar un punto dentro de la región calentada y calcular los desplazamientos o esfuerzo contra el tiempo usando

las ecuaciones de los procesos. Esto es, porque los otros tres procesos son parte de la solución y cualquier generación local no es fácilmente visible en los resultados.

Las ondas generadas del lado X- del cilindro en la Fig 2.4 pueden ser eliminados moviendo el cilindro a la superficie, tal que la frontera X- sea a X=0. Los desplazamientos volumétricos dados por el material calentado en la dirección X+ del cilindro pueden ser eliminados considerando que el tiempo es tan pequeño y que el cilindro $0 < x < x_i$ contiene la región total calentada. Una distribución de temperaturas aproximada puede entonces ser considerada sobre toda la longitud (dirección x) del cilindro y dar una dependencia de tiempo arbitraria. Entonces, solamente la expansión térmica local y la generación de ondas locales están a la izquierda, estos dos procesos siguen siendo inseparables. Matemáticamente, se establece que la mitad del espacio está dividido en dos regiones:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + \beta_0 \frac{\partial T}{\partial x}, \quad 0 \leq x \leq x_i,$$

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2}, \quad x > x_i, \quad (2.7)$$

donde T es la temperatura, u es el desplazamiento, x_i es la condición de frontera interior de la región calentada, c_L es la velocidad de onda longitudinal, c_S es la velocidad de onda de cortante, Γ es el coeficiente de expansión térmica lineal y $\beta_0 = \Gamma(3-4c_S^2/c_L^2)$. El acoplamiento de los campos de desplazamiento con los campos de temperatura se pueden considerar insignificantes, lo cual es válido para la mayoría de los metales.

La localización de x_i en el interior de los límites es arbitraria, para consideraciones posteriores este valor exacto puede ser eliminado adimensionalizando las ecuaciones que la gobiernan. Usando como referencia la longitud x_i y el tiempo requerido para que la onda longitudinal viaje la distancia x_i para un dado tiempo de referencia, resultan: una distancia adimensional $X = x/x_i$ y un tiempo adimensional $\tau = t/(x_i/c_L)$. Las ecuaciones adimensionales son:

$$\frac{\partial^2 U_1}{\partial X^2} = \frac{\partial^2 U_1}{\partial \tau^2} + \frac{\partial \theta}{\partial X}, \quad 0 \leq X \leq 1$$

$$\frac{\partial^2 U_2}{\partial X^2} = \frac{\partial^2 U_2}{\partial \tau^2}, \quad X > 1, \quad (2.8)$$

donde $\theta = (T - T_i)/T_i$, donde T_i es la temperatura inicial, $U_1 = u_1/u_0$, $U_2 = u_2/u_0$, $u_0 = x_i T_i \beta_0$, $c_S = (\mu/\rho)^{1/2}$, $c_L = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$, λ y μ son las constantes de Lamé y ρ es la densidad.

Las ecuaciones (2.8) se resuelven para condiciones iniciales igualadas a cero, para el medio espacio inicialmente en reposo. Requiriendo que la superficie de la mitad del espacio permanezca libre de esfuerzos, imponiendo continuidad de desplazamientos y de esfuerzos a $X=1$ y requiriendo las soluciones de frontera en X , las condiciones de frontera son:

$$\sigma \Big|_{X=0} = \frac{\partial U_1}{\partial X} \Big|_{X=0}, \quad -\theta \Big|_{X=0} = 0, \quad U_1 \Big|_{X=1} = U_2 \Big|_{X=1}, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial X} \Big|_{X=1} - \theta \Big|_{X=1} = \frac{\partial U_2}{\partial X} \Big|_{X=1}, \quad \lim_{X \rightarrow \infty} U_2 = 0,$$

donde, σ es el esfuerzo. Se obtienen las soluciones asumiendo la siguiente distribución de temperaturas:

$$\theta = (X) = (a_2 X^2 + a_1 X + a_0) f(\tau) \quad 0 \leq X \leq 1, \quad (2.10)$$

$$\theta(X)=0, X \geq 0 \quad X \geq 1,$$

donde $f(\tau)$ es una función arbitraria de tiempo.

Los desplazamientos usando transformada de la Laplace son:

Eqs (2.7)-(2.9), son:

$$U_1 = c_1 e^{-sX} + c_2 e^{sX} - \frac{\bar{F}}{s^2} (2a_2 X + a_1)$$

$$U_2 = c_3 e^{-sX}$$

$$c_1 = \frac{F[(2a_2 s + a_1 s + 2a_2)(1 + e^{-2s}) - (4s^2 + 8a_2) \cosh s]}{4s^3 \cosh s}$$

$$c_2 = \frac{\bar{F}(2a_2 a s + a_1 s + 2a_2)(1 + e^{-2s})}{4s^3 \cosh s}$$

$$c_3 = \frac{F[2a_2 \cosh s - s(a_1 + 2a_2) \sinh s - s^2 - 2a_2]}{s^3} \quad (2.11)$$

donde F es la transformada de Laplace de $f(\tau)$ en la Eq.(10).

Después será conveniente también tener la solución para el desplazamiento térmico estático U_s donde $f(t)$ es en conjunto igual a 1 en la Eq (2.10) y sustituyendo:

$$\frac{\partial^2 U_s}{\partial X^2} = \frac{\partial \theta}{\partial X}, \quad 0 \leq X \leq 1 \quad (2.12)$$

y $U_s = 0$ para $X > 1$. Integrando la Eq. (2.12) dos veces, entonces se requiere de la integración de constantes que satisfagan el esfuerzo cero en la superficie y cero desplazamiento en $X=1$.

$$U_s = \frac{a_2}{3} X^3 + \frac{a_1}{2} X^2 + X - \left(\frac{a_2}{3} + \frac{a_1}{2} + 1 \right), \quad 0 \leq X \leq 1. \quad (2.13)$$

El volumen de control $0 \leq X \leq 1$ contiene la región total calentada, y las condiciones reales impuestas al perfil de temperatura adimensional requeridas para satisfacer $\bar{\theta}_{X=0} = 1$ y $\bar{\theta}_{X=1} = 0$ en la Eq. (2.10). Inicialmente se considera que la distribución de temperaturas tiene una etapa dependiente del tiempo, como caso limite. La distribución espacial de la temperatura inicialmente puede considerarse una línea recta $1-X$. Los desplazamientos contra el tiempo son graficadas en la Fig 2.5 para estas condiciones. Las soluciones indican que la superficie en $X=0$ empieza a moverse en la dirección negativa inmediatamente, como se muestra por el campo de desplazamientos para $\tau=0.05$. Esto es de esperarse, dado que la expansión térmica empezara tan pronto como el cambio de temperatura sea impuesto.

Los perfiles de desplazamiento a tiempos diferentes en la Fig 2.5 ilustran el crecimiento de la onda longitudinal. La solución estática, Eq (13), también se muestra en la Fig 2.5 como referencia. Puede verse que la región calentada no permite terminar la expansión térmica hasta un tiempo adimensional $\tau = 1$, esto se evidencia por el hecho que la solución dinámica a $\tau = 1$ tiene un valor justamente arriba del valor del desplazamiento estático de la superficie en $X=0$. No ocurre expansión térmica volumétrica después de $\tau = 1$. Más allá de $\tau = 1$ la onda longitudinal se propaga invariante en la forma, aunque para $1 < \tau < 2$ la cola del final de la onda se mueve a través de la región calentada la cual tiene un desplazamiento estático U_s . Una vez que la onda esta totalmente fuera de la región calentada en $t = 2$, las soluciones estáticas y dinámicas son indistinguibles dentro de la región calentada en $0 \leq X \leq 1$.

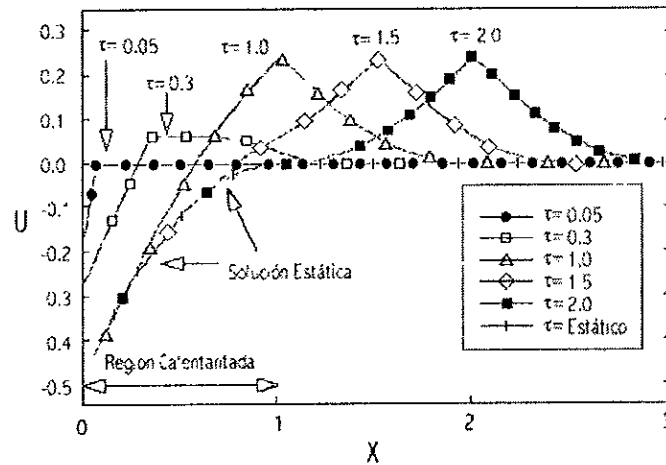


Fig 2.5. Desplazamientos contra posición durante la generación de ondas.

Dos observaciones importantes se pueden hacer de la Fig 2.5. Primero, el tiempo que se requiere para llevar a cabo la expansión térmica completa es igual a $\tau = 1$, el cual es el tiempo que se requiere para que la onda longitudinal atravesase el espesor de la región calentada. La onda longitudinal fuera de la región calentada será dos veces esta dimensión, ya que la generación esta ocurriendo en todo lo largo $0 \leq X \leq 1$. Segundo, la generación de ondas longitudinales ocurre continuamente hasta que se realiza completamente la expansión térmica, con el pico de la onda con una amplitud de $\tau = 1$.

Para demostrar los efectos de la variación del perfil de temperaturas, se consideraron dos distribuciones parabólicas. La primera es una cóncava hacia arriba, $\bar{\theta}(X;s) = (1 - X^2)F(s)$. Esta es similar a la que puede ocurrir cuando el pulso laser esta encima. La segunda es cóncava hacia abajo, $\bar{\theta}(X;s) = (X^2 - 2X + 1)F(s)$, la cual puede ocurrir si la superficie calentada por el flujo fuera decrementandose con el tiempo.

Los desplazamientos en función de la posición para un escalón dependiente del tiempo, para ambas distribuciones lineal y ambas distribuciones parabólicas, son graficadas en la Fig 2.6 a $\tau = 2$ con las correspondientes soluciones estáticas. Las soluciones estáticas no pueden ser distinguidas de las soluciones dinámicas en la región calentada, como se espera para esta escala de tiempo.

Puede ser demostrado que para una distribución de temperaturas espacial polinomial arbitraria, la expansión térmica completa siempre ocurrirá a $\tau = 1$ para una función del tiempo tipo escalón, de tal forma que la onda esta totalmente fuera de la región calentada a $\tau = 2$. Estas consideraciones dan resultados interesantes: que la forma de la distribución de temperaturas no afecta el tiempo requerido para completar la expansión térmica.

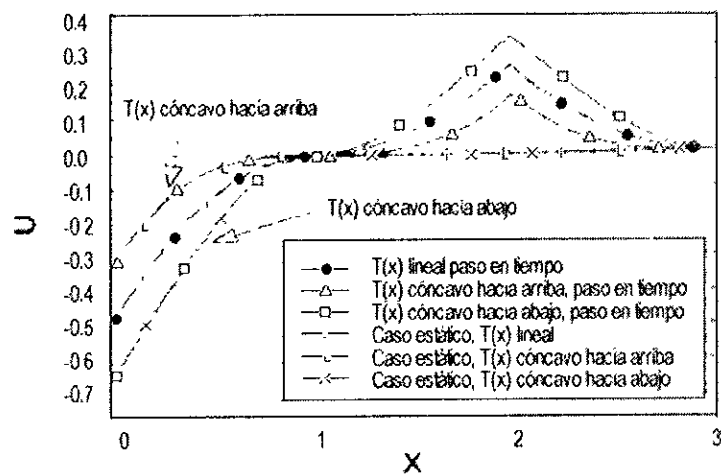


Fig 2.6. Desplazamientos en función de la posición para diferentes perfiles de temperaturas.

Sin embargo, los niveles de temperatura controlan la amplitud. El perfil cóncavo hacia abajo corresponde a una gran cantidad de energía térmica en la Fig 2.6, el perfil lineal tiene el segundo lugar de cantidad de energía, y la parábola cóncava hacia arriba es la que contiene menos.

La amplitud de los desplazamientos, ambos para el caso estático en la región calentada y para las ondas longitudinales, son proporcionales a la cantidad de energía térmica dada por la distribución de temperaturas.

Sternberg et al. [75] investigó los efectos que impone una distribución de temperaturas mas lenta. El emplea una distribución de temperaturas lineal que en su forma adimensional es:

$$f(\tau) = \frac{\tau}{a} [1 - H(\tau - a)] + H(\tau - a), \quad (2.14)$$

donde t_r es el incremento del tiempo y $a = t_r / (x_i / c_L)$. Como una demostración adicional, la distribución de temperatura lineal también fue usada con pulsos cuadrados dependientes del tiempo. Las formas de onda resultantes se muestran en la Fig 2.7. Los pulsos cuadrados corresponden físicamente a un calentamiento instantáneo, así como a un enfriamiento instantáneo. En la Fig 2.7 se muestra que el enfriamiento rápido, puede producir un desplazamiento de la onda con amplitud negativa.

Las formas de onda para el caso de que se inicie con una rampa se observa en la Fig 2.7, éstas formas ilustran dos interesantes efectos. Usando un aumento de tiempo finito las formas de onda en la salida presentan formas suaves fuera de las discontinuidades como se observa en la Figs 2.5 y 2.6, las cuales son causadas por la imposición instantáneas de las fuerzas de cuerpo térmicas. En suma, un aumento de tiempo finito retrasa la aparición del pico de amplitud y ensancha la forma de onda y este efecto es mas pronunciado cuando el aumento en el tiempo se incrementa.

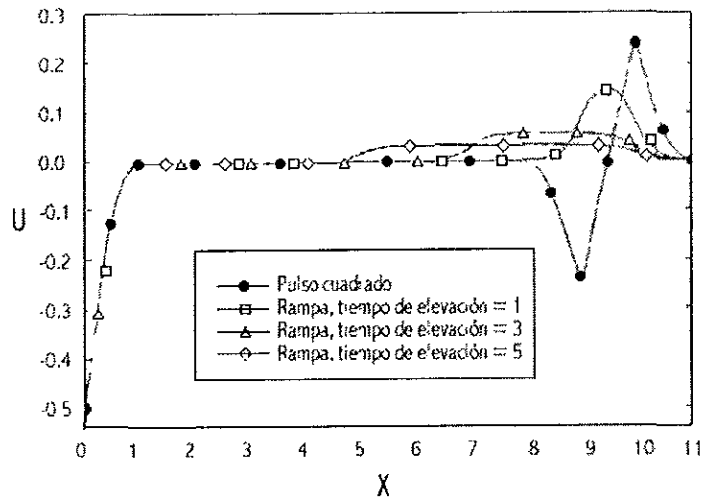


Fig 2.7. Desplazamientos en función de la posición para diferentes tipos de rampa.

Para un aumento de tiempo de $a=5$, la amplitud del pico tiene un decremento del 13% con respecto al caso del escalón, un efecto similar fue obtenido por Sternberg et al [75]. Si el aumento de tiempo se incrementa más allá de 10, la onda longitudinal es tan pequeña que puede ser considerada no existente y la solución estática pudo ser usada.

Los resultados obtenidos aquí, son que el tiempo en que se lleva a cabo la expansión térmica es inversamente proporcional a la velocidad longitudinal de onda. Esto no es fácilmente generalizado para el caso de tres dimensiones. Esto es porque las dimensiones de la región calentada son funciones de las condiciones de frontera que varían con el tiempo. Sin embargo, estos resultados indican como las ondas longitudinales son generadas por el dipolo térmico en ultrasonido generado por laser.

COMENTARIOS

Sanderson a demostrado que el tiempo de escala de la generación de ondas termoelásticas iguala al tiempo para las ondas longitudinales a través de la región calentada. La forma exacta de la distribución de temperaturas no tiene un impacto en la forma de la onda longitudinal, sin embargo, sí determina la amplitud de la onda. Las amplitudes de la onda longitudinal son positiva para incrementos de temperatura y negativas para decrementos de temperatura. También a demostrado que después de haber cesado el pulso laser, la difusión de calor dentro del material no es lo bastante rápida para generar ondas longitudinales con amplitud significativa. Se puede concluir que el pico negativo del precursor es una consecuencia de la SCOE. El análisis presenta una clara identificación de la causa del precursor y muestra que es un resultado combinado de ambos, el dipolo térmico y la SCOE.

2.3 ANÁLISIS TEÓRICO DE LAS SEÑALES ACÚSTICAS

Las ecuaciones de movimiento de un medio isótropo elástico se derivan en término de los desplazamientos de la partícula, y estas ecuaciones de movimiento corresponden a dos tipos de ondas las cuales se propagan a través de un sólido elástico extendido. Esos dos tipos de onda son llamados respectivamente longitudinal y transversal. El movimiento de la partícula de la onda longitudinal es un plano a lo largo de la dirección de propagación, mientras el plano de la onda transversal es perpendicular a la dirección de propagación.

Si el sólido no presenta fronteras sólo hay dos tipos de ondas, las cuales se propagan a través de él. Cuando el sólido presenta una superficie libre o cuando hay una superficie de frontera entre dos sólidos, también podrían propagarse las ondas superficiales o de Rayleigh.

COMPONENTES DE ESFUERZO Y DEFORMACIÓN

Los esfuerzos sobre una superficie elemental en un cuerpo sólido, en general no actúan normal a esta superficie, pero tiene ambas componentes: normal al plano y tangencial a él. Si nos referimos al cuerpo con tres ejes mutuamente perpendiculares Ox, Oy, Oz, y consideramos los esfuerzos actuando sobre los tres planos normales a estos ejes los cuales pasan a través de un punto P, se tendrán nueve componentes de esfuerzo. Estas se denotan por $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}, \sigma_{xy}, \sigma_{xz}$, etc., la primera letra en el sufijo denota la dirección de los esfuerzos y la segunda define el plano en el cual esta actuando.

Considerando un paralelepípedo rectangular infinitesimal en torno al punto P, con sus caras normales a los ejes (ver Fig 2.9); y tomando momentos, se puede ver que para el equilibrio $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}, \sigma_{xz} = \sigma_{zx}$, y $\sigma_{yz} = \sigma_{zy}$, solo existen seis componentes independientes de esfuerzo.

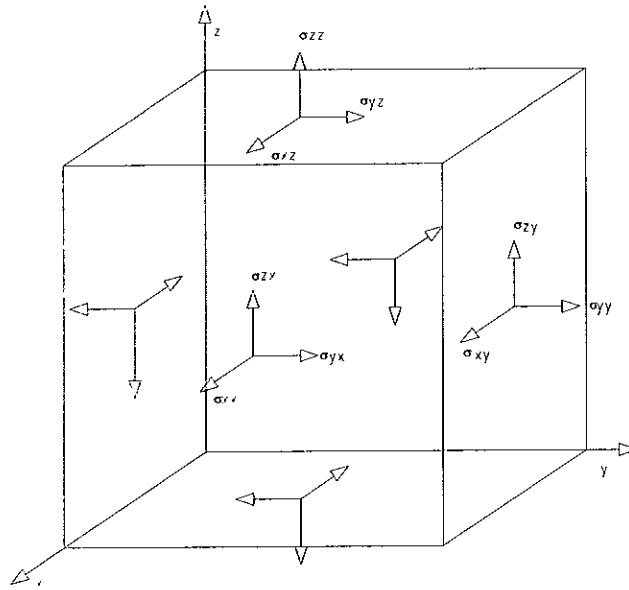


Fig 2.9 Componentes de esfuerzo actuando en un paralelepípedo rectangular infinitesimal

Los desplazamientos de cualquier punto P en el cuerpo se descomponen paralelamente a los ejes x, y y z en las componentes u, v y w, tal que si las coordenadas del punto en una posición no desplazada (x, y, z) llegan a ser (x+u, y+v, z+w). Para definir la deformación en un punto, consideramos que cambia la posición relativa de los puntos adyacentes. Si el punto más cercano a P, tiene una posición inicial (x+δx), (y+δy), (z+δz), y el desplazamiento que presentan sus componentes (u+δu, v+δv, w+δw), y si δx, δy y δz son suficientemente pequeñas tenemos que:

$$\delta u = \frac{\partial u}{\partial x} \delta x + \frac{\partial u}{\partial y} \delta y + \frac{\partial u}{\partial z} \delta z, \quad \delta v = \frac{\partial v}{\partial x} \delta x + \frac{\partial v}{\partial y} \delta y + \frac{\partial v}{\partial z} \delta z, \quad \delta w = \frac{\partial w}{\partial x} \delta x + \frac{\partial w}{\partial y} \delta y + \frac{\partial w}{\partial z} \delta z.$$

Así, si los valores de las nueve cantidades

$$\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}, \frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial y}, \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y}, \frac{\partial w}{\partial z}$$

o el punto, se conocen, se pueden encontrar los desplazamientos relativos de todos los puntos cercanos. Por conveniencia esas nueve cantidades son reagrupadas y denotadas como se muestra:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\partial u}{\partial x}, \epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}, \epsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} \\ \epsilon_{yz} &= \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z}, \epsilon_{zx} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}, \epsilon_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \\ 2w_x &= \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, 2w_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, 2w_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Las primeras tres cantidades, $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}$ y ϵ_{zz} corresponden a las expansiones fraccionales y contracciones infinitesimales de los elementos en línea pasando a través de P paralelos al eje x, y, z respectivamente. La segunda triada $\epsilon_{yz}, \epsilon_{zx}$ y ϵ_{xy} corresponde a las componentes de esfuerzo cortante en los planos denotados por sus sufijos. Las últimas tres, w_x, w_y y w_z no corresponden a una deformación del elemento alrededor a P, pero corresponden a las componentes de una rotación como un cuerpo rígido, y si los desplazamientos son considerados como un vector S éstos pueden ser las componentes de $1/2 \text{curl } S$ a lo largo de los tres ejes.

El significado de éstas cantidades para una deformación en dos dimensiones en el plano yz se muestra en la Fig 2.10 ABCD es un cuadrado infinitesimal el cual ha sido desplazado y deformado en el romboide A' B' C' D', θ_1 y θ_2 siendo los ángulos A' D' y A' B' con los ejes x e y respectivamente. Ahora, $\tan\theta_1 = \partial w / \partial y$ y $\tan\theta_2 = \partial v / \partial z$ para deformaciones lo suficientemente pequeñas los ángulos pueden ser tomados iguales a sus tangentes tal que:

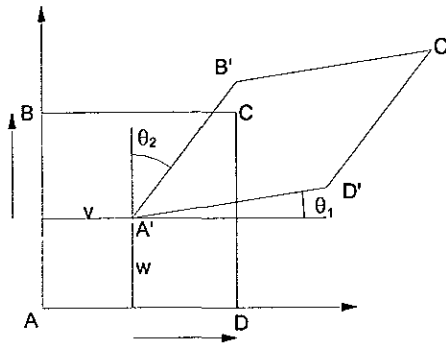


Fig 2.10 Cortante y rotación en dos dimensiones

$\epsilon_{yz} = \theta_1 + \theta_2$, y esto es por definición el esfuerzo cortante. De la figura se observa que la cantidad $2w_x = \theta_1 + \theta_2$ no corresponde a la deformación de ABCD pero sí al doble del ángulo a través del cual AC ha sido rotado. Las primeras seis cantidades definidas en las ecuaciones (2.19) son llamadas las componentes de deformación. Cuando las últimas tres son cero, la deformación es irrotacional y se conoce como *deformación pura*.

FORMA GENERALIZADA DE LA LEY DE HOOKE.

Experimentalmente se ha encontrado que para la mayoría de los sólidos, las deformaciones observadas son proporcionales a la carga aplicada, con tal de que la carga no exceda un cierto valor el cual se conoce como el límite elástico. Esta ley experimental se expresa matemáticamente como: *Cada una de las seis componentes de esfuerzo es en cualquier punto una función lineal de sus seis componentes de deformación.* Mientras que la ley en esta forma no se puede comprobar experimentalmente en forma directa, se tienen que recopilar de los resultados experimentales para diferentes tipos de carga.

Esta forma generalizada de la ley de Hooke puede ser escrita así:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{xx} &= C_{11} \varepsilon_{xx} + C_{12} \varepsilon_{yy} + C_{13} \varepsilon_{zz} + C_{14} \varepsilon_{yz} + C_{15} \varepsilon_{zx} + C_{16} \varepsilon_{xy} \\
 \sigma_{yy} &= C_{21} \varepsilon_{xx} + C_{22} \varepsilon_{yy} + C_{23} \varepsilon_{zz} + C_{24} \varepsilon_{yz} + C_{25} \varepsilon_{zx} + C_{26} \varepsilon_{xy} \\
 \sigma_{zz} &= C_{31} \varepsilon_{xx} + C_{32} \varepsilon_{yy} + C_{33} \varepsilon_{zz} + C_{34} \varepsilon_{yz} + C_{35} \varepsilon_{zx} + C_{36} \varepsilon_{xy} \\
 \sigma_{yz} &= C_{41} \varepsilon_{xx} + C_{42} \varepsilon_{yy} + C_{43} \varepsilon_{zz} + C_{44} \varepsilon_{yz} + C_{45} \varepsilon_{zx} + C_{46} \varepsilon_{xy} \\
 \sigma_{zx} &= C_{51} \varepsilon_{xx} + C_{52} \varepsilon_{yy} + C_{53} \varepsilon_{zz} + C_{54} \varepsilon_{yz} + C_{55} \varepsilon_{zx} + C_{56} \varepsilon_{xy} \\
 \sigma_{xy} &= C_{61} \varepsilon_{xx} + C_{62} \varepsilon_{yy} + C_{63} \varepsilon_{zz} + C_{64} \varepsilon_{yz} + C_{65} \varepsilon_{zx} + C_{66} \varepsilon_{xy}
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

donde los coeficientes son las constantes elásticas del material.

Esta puede ser presentada como la condición de que la energía elástica sea una función invaluable de la deformación, cualquier coeficiente C_{rs} igual a los coeficientes C_{sr} . Esta relación reduce el número de coeficientes independientes de 36 a 21. En un material anisotrópico donde no existe simetría espacial particular (e.g. en un cristal triclinico) los valores de 21 cantidades diferentes pueden ser conocidas y definir las propiedades elásticas del medio. Donde el material tiene ejes o planos de simetría, las relaciones pueden ser establecidas entre esos coeficientes, y el número de constantes elásticas independientes son consecuentemente reducidas. Así para un cristal cúbico hay solo tres constantes independientes.

En un sólido isótropo los valores de los coeficientes deben ser independientes de la posición de los ejes rectangulares escogidos, y si estas condiciones se aplican a las ecuaciones sólo permanecen dos constantes independientes. Estas pueden ser denotadas por λ y μ . Tenemos entonces

$$\begin{aligned}
 C_{12} &= C_{13} = C_{21} = C_{23} = C_{31} = C_{32} = \lambda \\
 C_{44} &= C_{55} = C_{66} = \mu \\
 C_{11} &= C_{22} = C_{33} = \lambda + 2\mu
 \end{aligned}$$

Y los otros veinticuatro coeficientes son cero. La ecuación (2.20) puede entonces ser escrita:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{xx} &= \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{xx}, & \sigma_{yy} &= \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{yy}, & \sigma_{zz} &= \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{zz}, \\
 \sigma_{yz} &= \mu \varepsilon_{yz}, & \sigma_{zx} &= \mu \varepsilon_{zx}, & \sigma_{xy} &= \mu \varepsilon_{xy},
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Donde $\Delta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$; representa los cambios en volumen de una unidad cúbica y es llamada dilatación.

Las dos constantes elásticas, λ y μ , son conocidas como las constantes de Lamé, y ellas definen completamente el comportamiento elástico de un sólido isótropo. Por conveniencia, sin embargo las cuatro constantes elásticas son usadas normalmente. Estas son el módulo de Young E , la relación de Poisson ν , el módulo volumétrico k , y el módulo de rigidez el cual es idéntico que la constante de Lamé μ . Usando la ecuación (2.21) E , ν , y k pueden ser expresados en términos de λ y μ . El módulo de Young E puede ser definido como la relación entre el esfuerzo aplicado y su extensión fraccional, cuando una muestra cilíndrica o prismática esta sujeta a esfuerzo uniforme en sus extremos sus plano final y sus superficies laterales están libres de esfuerzos. Si el eje x es tomado paralelo al eje del cilindro, σ_{xx} es el esfuerzo aplicado y las otras cinco componentes de esfuerzo son cero.

Las tres primeras ecuaciones se reducen a:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{xx} + \lambda(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) \\ 0 &= (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{xx} + \lambda(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) \\ 0 &= (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{xx} + \lambda(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz})\end{aligned}$$

y resolviendo para ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} , tenemos:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)}\sigma_{xx} \quad \text{y} \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)}\sigma_{xx}$$

El módulo de Young E esta dado por $\sigma_{xx} / \varepsilon_{xx}$ tal que:

$$E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (2.22)$$

La relación de Poisson ν se define como la relación entre la contracción lateral y la extensión longitudinal de la muestra, $-\varepsilon_{yy} / \varepsilon_{xx}$ de aquí

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (2.23)$$

El módulo Volumétrico k se define como la relación entre la presión aplicada y el cambio en volumen cuando el sólido es sujeto a compresión hidrostática uniforme. Bajo esas condiciones.

$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -P$, y $\sigma_{yz} = \sigma_{zx} = \sigma_{xy} = 0$, de modo que, de (2.21), $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -P/(3\lambda + 2\mu)$.

El cambio en volumen esta dado por

$$-(\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz}) = -\Delta$$

de modo que:

$$k = \frac{P}{\Delta} = \lambda + \frac{2\mu}{3} \quad (2.24)$$

Finalmente el módulo de cortante o rigidez (μ), y este mismo corresponde a la relación entre el esfuerzo cortante y la deformación cortante como se dio en las últimas tres ecuaciones de (2.21).

ECUACIONES DE MOVIMIENTO EN UN MEDIO SÓLIDO

Para obtener las ecuaciones de movimiento en un medio elástico, se considera la variación en esfuerzo a través de un pequeño paralelepípedo con sus lados paralelos fijos a ejes ortogonales (Fig 2.11). Los componentes de esfuerzo varían a través de las caras; tal que, para obtener la fuerza que actúa en cada cara se toma el valor del esfuerzo en el centro de cada cara por el área de la cara.

Como puede verse de la figura, seis fuerzas actúan paralelamente a cada eje, y si se considera fuerza resultante actúa en la dirección del eje x, tenemos:

$$\begin{aligned}\left(\sigma_{xx} + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} \delta x\right) \delta y \cdot \delta z - \sigma_{xx} \cdot \delta y \cdot \delta z + \\ + \left(\sigma_{xy} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \delta y\right) \delta x \cdot \delta z - \sigma_{xy} \cdot \delta x \cdot \delta z +\end{aligned}$$

La cual se simplifica a:

$$+ \left(\sigma_{xz} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \delta z \right) \delta x \cdot \delta y - \sigma_{xz} \cdot \delta x \cdot \delta y$$

$$\left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \right) \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z,$$

que aplicando la segunda ley de Newton y despreciando fuerzas de cuerpo tales como gravedad, ésta es igual a: $\left[(\rho \cdot \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right]$ donde ρ es la densidad del elemento y u es el desplazamiento en la dirección x , tal que:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z}; \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z}; \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \quad (2.25)$$

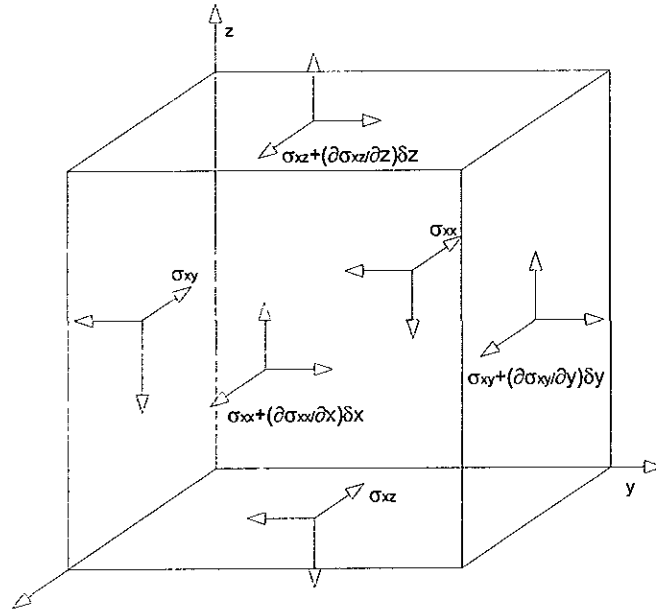


Fig 2.11 Esfuerzos actuando en un paralelepipedo rectangular pequeño

Estas ecuaciones de movimiento son validas, cualquiera que sea el comportamiento esfuerzo-deformación del medio. Para resolverlas, se emplean las relaciones elásticas. Para un medio isotrópico, estan dadas por las ecuaciones (2.21), y sustituyendo en éstas las componentes de esfuerzo en (2.25) tenemos:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x} (\lambda \Delta + 2\mu \epsilon_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y} (\lambda \Delta + 2\mu \epsilon_{xy}) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda \Delta + 2\mu \epsilon_{xz})$$

Ahora, por definición, ecuación (2.19),

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \varepsilon_{xz} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z},$$

y

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}.$$

de aquí:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial x} + \mu \nabla^2 u, \quad (2.26)$$

donde el operador ∇^2 esta descrito por:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right);$$

similarmente

$$\rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial y} + \mu \nabla^2 v, \quad (2.27)$$

y

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial \Delta}{\partial z} + \mu \nabla^2 w. \quad (2.28)$$

Estas son las ecuaciones de movimiento de un sólido elástico isotrópico en el cual las fuerzas de cuerpo estan ausentes y muestran la correspondiente propagación de dos tipos de ondas a través del medio.

Así, si diferenciamos ambos lados de la ecuación (2.26) con respecto a x, ambos lados de (2.27) con respecto a y y ambos lados de (2.28) con respecto a z y sumamos tenemos:

$$\rho \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \Delta \quad (2.29)$$

Esta es la ecuación de onda y muestra que la dilatación Δ se propaga a través del medio con velocidad $[(\lambda + 2\mu) / \rho]^{1/2}$.

Si, por otro lado, eliminamos Δ entre (2.27) y (2.28) por diferenciación ambos lados de (2.27) con respecto a z y de (2.28) con respecto a y, y restamos tenemos:

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \mu \nabla^2 \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right)$$

$$\rho \frac{\partial^2 \overline{w}_x}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \overline{w}_x, \quad (2.30)$$

donde \overline{w}_x es la rotación con respecto al eje x dada por la ecuación (2.19). Con ecuaciones similares se obtiene \overline{w}_y y \overline{w}_z . Así la rotación se propagada con velocidad $(\mu / \rho)^{1/2}$.

Si la dilatación Δ es cero, la ecuación (2.26) llega a ser:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 u, \quad (2.31)$$

con ecuaciones similares para v y w.

La condición para que las rotaciones $\overline{w_x}$, $\overline{w_y}$ y $\overline{w_z}$ se cancelen es que u , v , w tienen que satisfacer las siguientes condiciones:

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad \text{y} \quad w = \frac{\partial \phi}{\partial z},$$

donde ϕ es una función potencial.

$$\text{Así} \quad \Delta = \nabla^2 \phi \quad \text{y} \quad \frac{\partial \Delta}{\partial x} = \nabla^2 u.$$

Sustituyendo en (2.26), tenemos:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 u \quad (2.32)$$

y similarmente para v y w .

Así vemos que en el interior de un sólido elástico las ondas pueden se propagan con dos velocidades diferentes. Las ondas que viajan sin rotacion con velocidad $[(\lambda + 2\mu)/\rho]^{\frac{1}{2}} = c_1$, y las ondas que viajan sin dilatación con velocidad $(\mu/\rho)^{\frac{1}{2}} = c_2$. Estrictamente, estos dos tipos de ondas deben ser llamadas respectivamente longitudinales y transversales,

Puede demostrarse que cualquier onda plana que se propagado a través de un medio elástico isotrópico viaja con una u otra velocidad o con ambas velocidades. Así considerando una onda plana propagandose paralela al eje x . (Dado que medio es isotrópico, se asume que no hay perdidas en general). Si la velocidad de propagación es c ; entonces los desplazamientos u , v y w estan en función de un único parámetro $\psi = x - ct$.

Entonces tenemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial \psi^2}, & \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= c^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \psi^2}, & \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= c^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \psi^2}, \\ \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 u}{\partial \psi^2}, & \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 v}{\partial \psi^2}, & \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} &= \frac{\partial^2 w}{\partial \psi^2}, \end{aligned}$$

Y la diferencial de los coeficientes con respecto a y y z son todos cero. Si denotamos los segundos coeficientes diferenciales de u , v , y w con respecto a ψ por u'' , v'' y w'' , y substituyendo en la primera ecuación de movimiento (2.26) tenemos:

$$\rho c^2 u'' = (\lambda + 2\mu) u'', \quad (2.33)$$

similarmente de (2.27) y (2.28) obtenemos:

$$\rho c^2 v'' = \mu v'' \quad (2.34)$$

$$\text{y} \quad \rho c^2 w'' = \mu w''. \quad (2.35)$$

Las ecuaciones (2.33), (2.34) y (2.35) pueden solo ser satisfechas en uno de los dos sentidos; ya sea con $c^2 = [(\lambda + 2\mu)/\rho]$ y v'' y w'' cero ó $c^2 = \mu/\rho$ y $u''=0$. En el primer caso se

tiene ondas longitudinales, en el cual el movimiento es a lo largo de la dirección de propagación, y en el último, el movimiento es transversal y paralelo al frente de onda.

La teoría de las ondas de cuerpo elásticas transversales fueron investigadas primeramente por Navier (1821) y un poco después, mas rigurosamente por Poisson (1827). Estos trabajos aparecieron casi al mismo tiempo que la teoría de Fresnel de la naturaleza transversal de las vibraciones de luz.

La velocidad de ondas transversales dependen sólo de la densidad y módulo de cortante del medio, ésto pudiera parecer a primera vista que la velocidad de ondas longitudinales dependen sólo de la densidad y el módulo volumétrico k . Sin embargo, $k = \lambda + \frac{2}{3}\mu$, ver

ecuación (2.24), así la velocidad de ondas longitudinales es $\left[\left(k + \frac{4}{3}\mu\right)/\rho\right]^{\frac{1}{2}}$ y así ambos módulos estan involucrados. La razón física para esto es que en la propagación de ondas longitudinales en el medio no esta sujeto a una compresión simple, sino a una combinación de compresión y cortante.

Considerando un cubo pequeño de material en la trayectoria de una onda plana de dilatación viajando en la dirección del eje x ; esta sección transversal de área normal a la dirección x no se altera durante el paso de la onda, mientras su dimensión en x cambia.

INTEGRACIÓN DE LA ECUACIÓN DE ONDA

Las ecuaciones (2.29), (2.30) y (2.31) son todas de la forma:

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 \alpha \quad (2.36)$$

y cuando las deformación es una función sólo una coordenada, e.g. x , la ecuación cambia a:

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} \quad (2.37)$$

Cuya solución general de la forma:

$$\alpha = f(x - ct) + F(x + ct)$$

donde f y F son funciones arbitrarias que dependen de condiciones iniciales, f corresponde a la onda plana que viaja a lo largo de la dirección positiva del eje x , y F en la dirección opuesta. Si para cada onda, en cualquier tiempo t_1 , α esta dada en función de x , (i.e. si la deformación tiene una forma dada en el medio), a un tiempo después t_2 , se tendrá la misma forma a una distancia $c(t_2 - t_1)$ a lo largo del eje x .

Si una perturbación se propagada desde un punto, la deformación dependerá sólo del valor de r , el radio vector desde el punto. Entonces $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, por lo que tenemos:

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} = \frac{x^2}{r^2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left(\frac{r^2 - x^2}{r^2} \right) \frac{\partial \alpha}{\partial r}$$

con ecuaciones similares para $\partial^2 \alpha / \partial y^2$ y $\partial^2 \alpha / \partial z^2$, así la ecuación (2.36) llega a ser:

$$\frac{\partial^2 \alpha}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 \alpha}{\partial r^2} + \frac{2\partial \alpha}{r\partial r} \right) \quad \text{o} \quad \frac{\partial^2 (r\alpha)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 (r\alpha)}{\partial r^2}.$$

Estas son la misma forma que la ecuación (2.37), y su solución es:

$$r\alpha = f(r - ct) + F(r + ct) \quad (2.38)$$

donde f representa una onda esférica divergiendo desde el origen mientras que F representa una onda esférica convergiendo. La amplitud en ambos casos es inversamente proporcional a la distancia r .

PROPAGACIÓN DE ONDAS EN MEDIOS ELÁSTICOS CON FRONTERAS-VIBRACIONES

Es conveniente desde el punto de vista teórico considerar dos clases principales de onda: las ondas planas y las ondas esféricas. Para el primer caso se considera que la fuente ultrasónica es infinita, así que los frentes de onda se desplazan en planos paralelos (nuestro caso). Bajo estas condiciones se simplifican los cálculos para el campo de esfuerzos ultrasónico. En el segundo caso la fuente ultrasónica se considera idealmente como un punto infinitesimal, que generan frentes de ondas esféricas. Mientras que para el primer caso se considera que no existe atenuación debido a la propagación geométrica, en el segundo se aplica la ley de los cuadrados inversos, de tal manera que la intensidad decae con el cuadrado de la distancia a partir de la fuente.

Debido a la geometría de las muestras, el modelo para encontrar el módulo de Young se modela con ondas planas sobre una barra uniforme de longitud infinita, con una sección transversal de área A , que se somete a fuerzas longitudinales. La aplicación de estas fuerzas produce desplazamientos longitudinales ξ de las partículas en la barra, siendo el desplazamiento igual para todos los puntos de una sección transversal. Si las fuerzas son constantes, el desplazamiento ξ de una partícula es independiente del tiempo, siendo sólo función de la distancia x . Si las fuerzas varían, en este caso ξ es función de x y de t , o sea $\xi = \xi(x, t)$. Considerando un elemento de barra (Fig 2.12), comprendido entre las distancias x y $x + dx$; suponemos que las fuerzas se aplican en la dirección ξ en los planos localizados en x y $x + dx$, originando un desplazamiento hacia la derecha ξ en x y $\xi + d\xi$ en $x + dx$; por convenio de signos se consideran positivos los desplazamientos hacia la derecha y negativos hacia la izquierda.

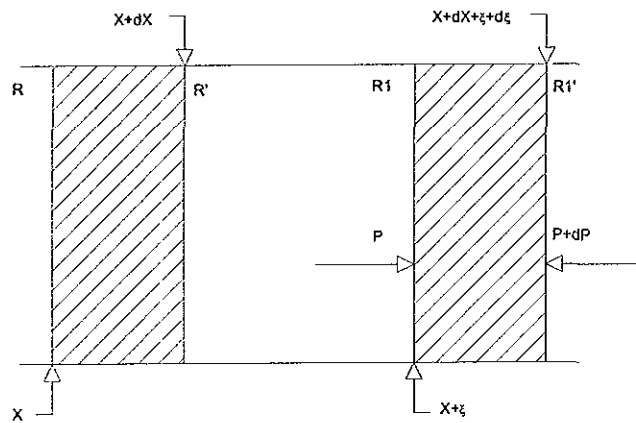


Fig 2.12 Propagación de ondas longitudinales a través de un medio sólido

Si suponemos que la distancia dx es pequeña, el desplazamiento $\xi + d\xi$ se puede representar por los dos primeros términos del desarrollo en serie de Taylor del desplazamiento ξ

$$\xi + d\xi = \xi + \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) dx \quad (2.39)$$

por tanto, el extremo izquierdo del elemento de la barra ha sufrido un desplazamiento ξ , mientras el derecho ha sido $(\xi + d\xi)$, luego el incremento de longitud de este elemento será:

$$(\xi + d\xi) - \xi = \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) dx \quad (2.40)$$

Ahora el alargamiento relativo de este elemento se define como la relación entre el incremento de su longitud original:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) dx}{dx} = \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (2.41)$$

puesto que el desplazamiento ξ es función de x y de t es por lo que se usan derivadas parciales en vez de derivadas totales.

Al variar las dimensiones del elemento se producen fuerzas elásticas longitudinales, en los dos planos situados entre x y $x + dx$, que serán $F_x(x, t)$, considerando positiva si es una compresión y negativa si es una tensión. El esfuerzo en la barra es entonces:

$$\text{esfuerzo} = \sigma = \frac{F_x}{A} \quad (2.42)$$

y, aplicando la ley de Hooke, tenemos que el módulo Young, que es una constante de elasticidad del medio sólido, esta dada por:

$$-E = \frac{F_x / A}{\partial \xi / \partial x} \quad (2.43)$$

para un esfuerzo positivo se tiene una variación de longitud negativa, y al contrario. La ecuación 2.43 queda entonces de la forma:

$$F_x = -A \cdot E \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \quad (2.44)$$

que es la expresión de las fuerzas internas longitudinales en una barra.

En el caso estático la variación de la longitud permanece constante a través de la barra y la fuerza F_x es constante, en el caso dinámico la variación de la longitud en x es $x + dx$ y de la fuerza F_x es $F_x + dF_x$, luego de aplicar la ecuación de la dinámica al elemento comprendido entre las dos secciones transversales, la fuerza resultante será:

$$F_x - (F_x + dF_x) = \left(\frac{-\partial F_x}{\partial x} \right) dx \quad (2.45)$$

y de acuerdo con (2.44) nos queda:

$$dF_x = AE \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right) dx \quad (2.46)$$

que será igual a la masa $dM = \rho A dx$, siendo ρ la densidad del sólido, por la aceleración $\partial^2 \xi / \partial t^2$, o sea:

$$E \cdot A \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right) dx = (\rho \cdot A \cdot dx) \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \right) \quad (2.47)$$

simplificando será:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right) \quad (2.48)$$

que vemos es la ecuación de propagación de las ondas planas longitudinales a través de un sólido y, comparándola con (2.40), observamos que la velocidad de la onda será:

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2.49)$$

siendo la solución de la ecuación (2.48) de la forma dada en (2.41).

La medición de las constantes elásticas mediante ultrasonido a partir de la velocidad longitudinal fue realizada por Bondarenko et al en 1976, anterior a ellos, Brammer y Percival (1970) muestra una técnica con un laser pulsado para medir el módulo elástico a temperaturas elevadas. Wilcox y Calder (1978) extienden estos trabajos incluyendo metales y plásticos. Estos últimos miden tanto la velocidad transversal (c_2) como la longitudinal (c_1); con la relación entre velocidades $k = c_1/c_2$ y la densidad, en nuestro caso las ecuaciones empleadas para:

a) muestras cilíndricas

Módulo de cortante: $G = \rho c_2^2$

Constante de Lamé: $\lambda = \rho c_2^2 (k^2 - 2)$

Módulo de Young: $E = \rho c_2^2 \frac{(4 - 3k^2)}{(1 - k^2)}$

Módulo Volumétrico: $B = \rho c_2^2 \left(k^2 - \frac{4}{3} \right)$

Relación de Poisson: $\nu = \frac{(2 - k^2)}{(2 - 2k^2)}$

b) muestras planas

Módulo de cortante: $G = \frac{E}{2(1 + \nu)}$

Módulo de Young: $E = \rho c_{1E}^2$

Relación de Poisson: $\nu = \frac{(2 - k^2)}{(2 - 2k^2)}$

3.1 INTRODUCCIÓN

En el presente proyecto se llevo acabo una investigación teórica y experimental para desarrollar una técnica para la adquisición del módulo de Young en materiales metálicos (que también es aplicable a compuestos) en forma no destructiva.

La investigación experimental consta de dos etapas a saber:

- a) La primera describe el sistema propuesto; se explica el arreglo y el procedimiento experimental, posteriormente se especifica el equipo empleado y los sistemas de registro, y finalmente se detalla la calibración y los materiales que se emplean como muestras.
- b) En la segunda, se registran los tiempos de arribo que presentan las muestras, ya que estos se requieren para calcular el Módulo de Young. Dicha propiedad se compara con lo existente en la literatura.

Lo descrito anteriormente, parte de una revisión bibliográfica de las técnicas no destructivas publicadas en las últimas cuatro décadas y de los métodos para la determinación de las propiedades mecánicas (ver Apéndice A).

3.2 METODOLOGÍA

En la Fig 3.1, se muestra el esquema básico del arreglo para la determinación del Módulo de Young. La adquisición de datos se lleva a cabo con el equipo esquematizado en la Fig 3.2, donde se observa el equipo principal y auxiliar usado en los experimentos que consta de:

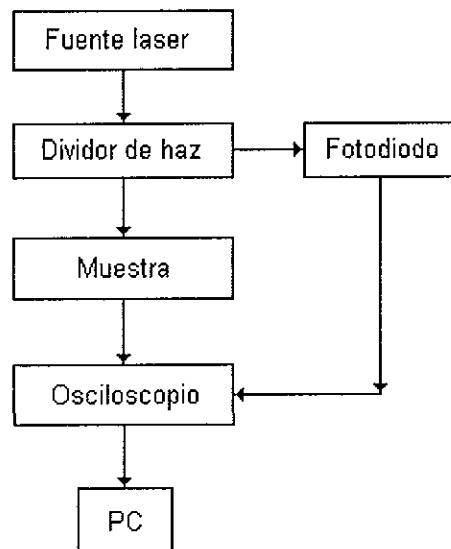


Fig 3.1 Diagrama a bloques del procedimiento experimental

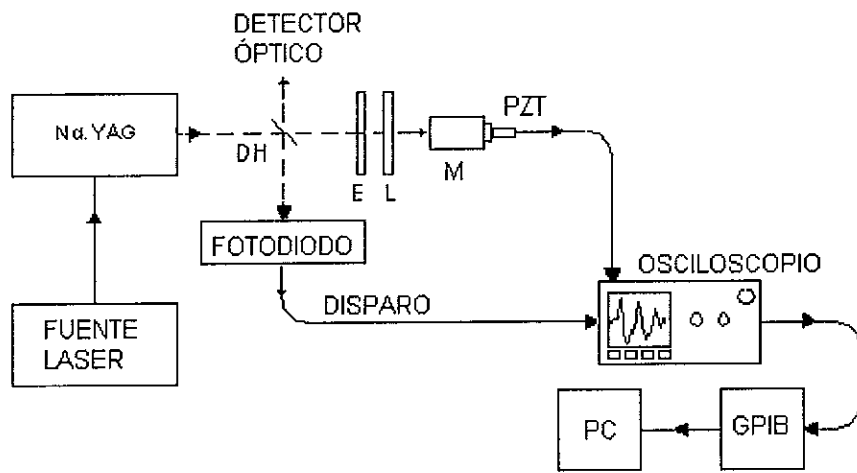


Fig 3.2 Esquema del diseño experimental de las mediciones fotoacústicas. DH = Divisor de haz, E = Expansor, L = lente, PZT = sensor piezoeléctrico, M = muestra, PC = computadora Personal. El método consiste en aplicar al material de prueba pulsos laser (<math><10\text{ ns}</math>) de baja energía (<math><200\mu\text{J}</math>), generando así una señal acústica que detecta un sensor piezoeléctrico (PZT) con frecuencia de resonancia en 240 kHz. Las señales se obtienen en un osciloscopio digital conectado a una computadora a través de una interfaz GPIB.

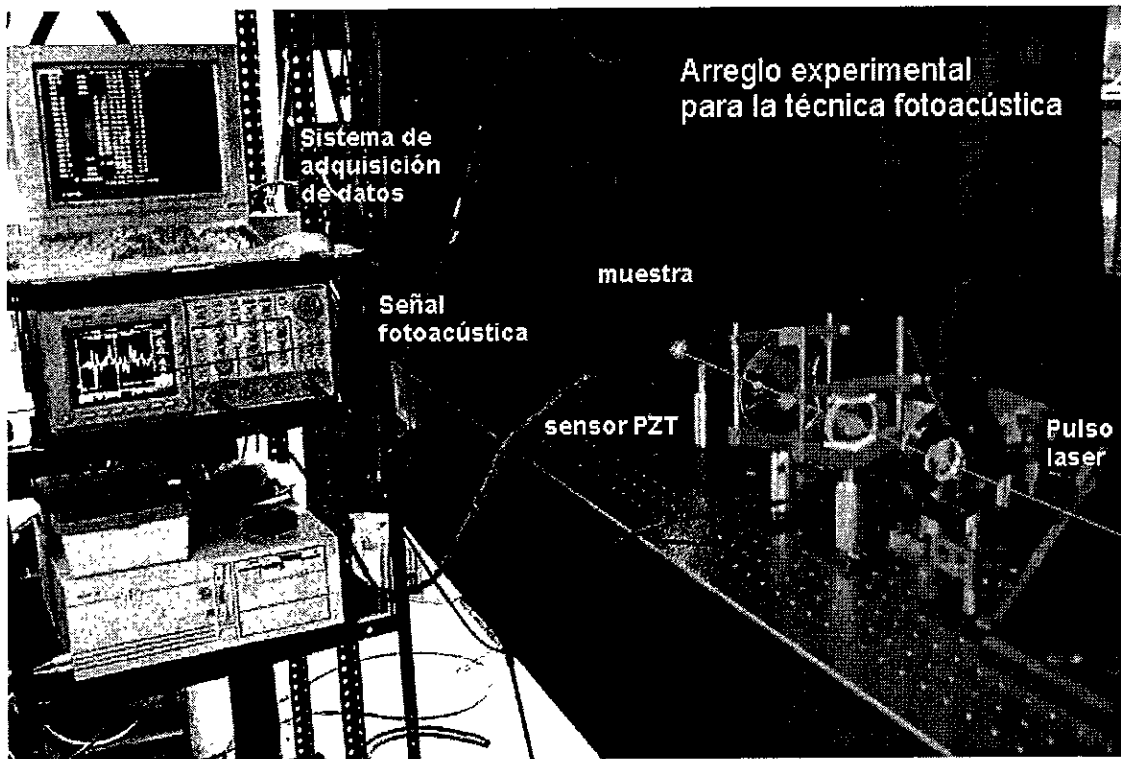


Fig 3.3 Arreglo físico del diseño experimental de las mediciones fotoacústicas

3.3 PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

Como fuente pulsada se usa un laser Nd: YAG de Continuum, modelo Surelite I a una frecuencia de 10 Hz, operado en 532 nm, con ancho de pulso de 5-7 ns, con densidad de energía que no excede los 2 mJ/mm².

Como transductor acústico se emplea un piezoeléctrico cerámico (PZT) cilíndrico ($\phi=3$ mm, h=4 mm), con sus dos caras plateadas cuya frecuencia de resonancia se encuentra en los 240 kHz. El sistema de conexión para registrar las señales acústicas es del tipo BNC.

Se realizaron dos procedimientos:

Uno para muestras con geometría cilíndrica y otro para muestras planas.

- a) Medición directa o Punto a Punto: en probetas cilíndricas de 5.8 cm de diámetro por 25 mm de espesor de aluminio, latón y cold rolled, se llevaron a cabo alrededor de diez pruebas, cada una promediada más de 3000 pulsos. El sensor se fija en la parte posterior de la muestra y el haz del laser incide en la parte anterior en la misma dirección (Fig 3.4). Se mide el tiempo de arribo de la señal después del disparo (ver capítulo II para las ecuaciones empleadas). En la Fig 3.5 se observa la señal fotoacústica obtenida con una muestra de aluminio con espesor de 25 mm, donde se observa el tiempo de arribo de la señal.

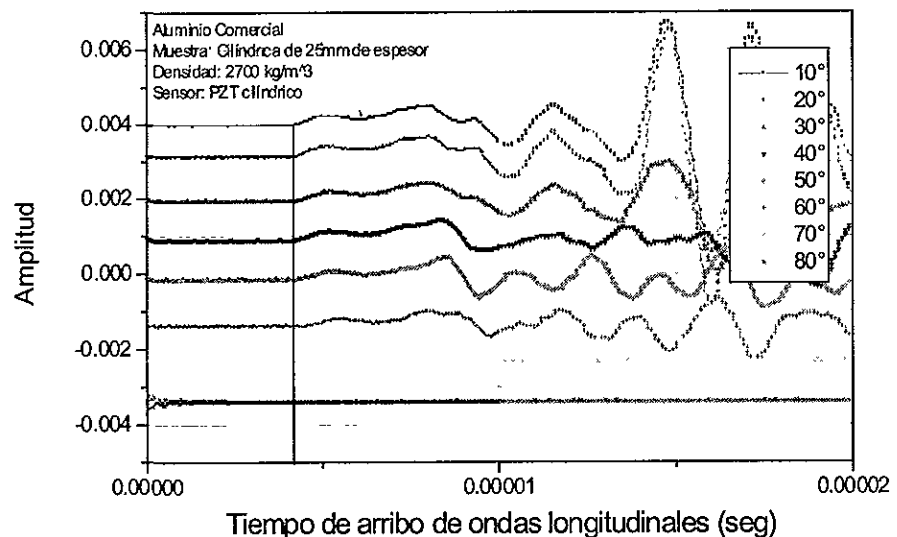
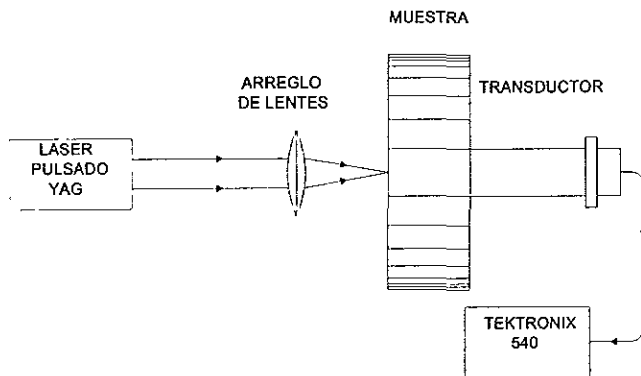


Fig 3.4 Arreglo para la medición directa o punto a punto así como un gráfico representativo obtenido con éste.

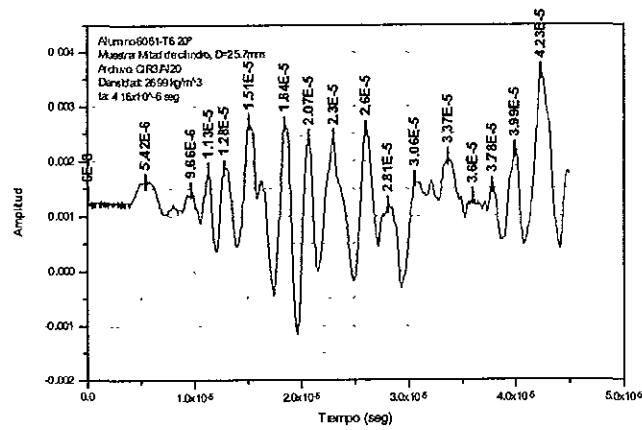


Fig. 3.5 Señal fotoacústica que presenta el aluminio con espesor de 25mm, donde se observa el tiempo de arribo de la señal y sus picos principales

b) Medición indirecta: donde se varía la distancia entre el centro del sensor y el punto excitación laser; esta técnica se emplea en materiales que presentan geometría de laminados delgados (Fig 3.6). De esta manera, se miden los tiempos de arribo para diferentes distancia y se grafican las distancias en función del tiempo y se ajusta una recta por mínimos cuadrados cuya pendiente nos da la velocidad extensional del sonido para el material de prueba (ver capítulo II para las ecuaciones empleadas). En la Fig. 3.7 se observa el gráfico distancia contra tiempo que se obtiene para una lámina de aluminio 6061-T6 con un espesor de 1.78 mm.

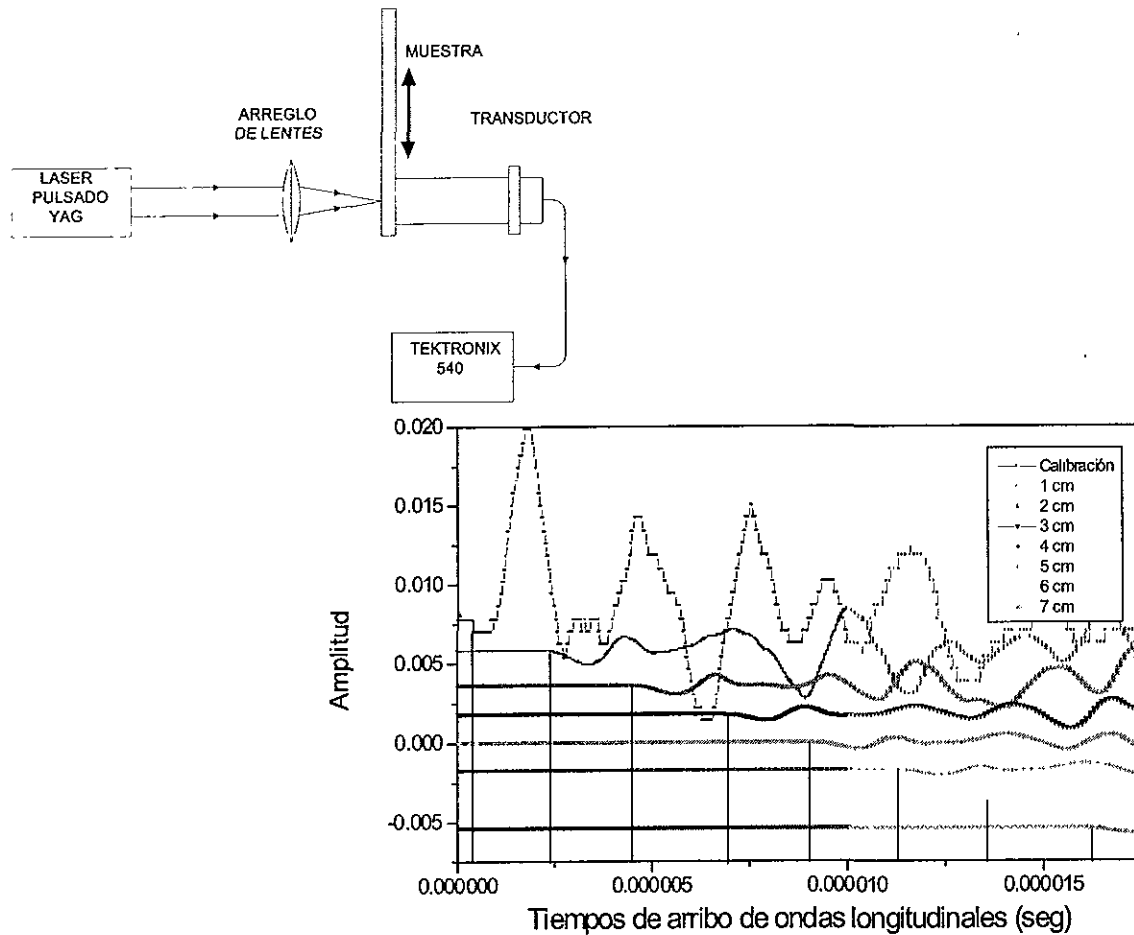


Fig 3.6 Arreglo para la medición indirecta así como un gráfico representativo obtenido con éste.

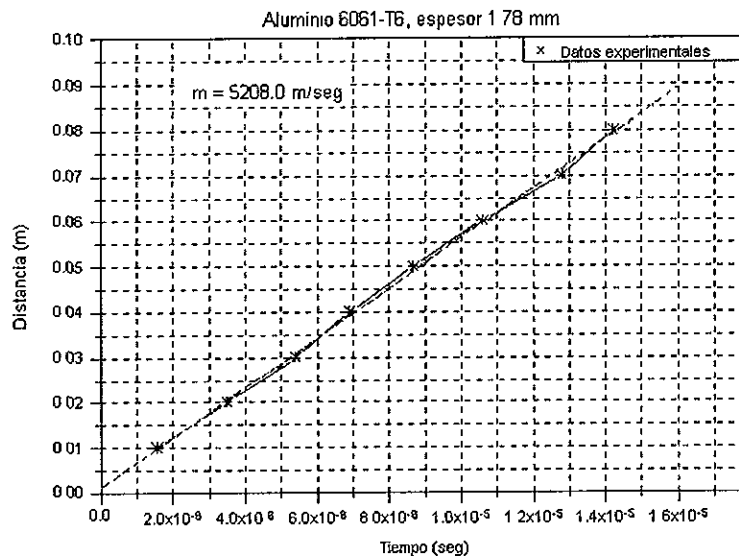


Fig. 3.7 Gráfico distancia-tiempo para un Aluminio 6061-T6, con un espesor de 1.78mm

Pasos para obtener el tiempo de arribo de la onda longitudinal:

- Se miden las características geométricas de la muestra.
- Se pega el sensor PZT con cianoacrilato en la cara opuesta a donde va a incidir el pulso laser, procurando que se encuentre perpendicular al laser de Nd:YAG.
- Se deja calentar el laser por media hora para minimizar las fluctuaciones del haz.
- La muestra, una vez montada se le aplica el pulso laser por cerca de 10 minutos* para eliminar ruido aleatorio de la señal, siempre monitoreada por el osciloscopio.
- Se obtiene una medición con 2500 puntos que son grabados en una computadora con extensión .DAT, posteriormente son analizados para encontrar el tiempo de arribo longitudinal.
- Con el tiempo obtenido y con el espesor de la muestra (previamente medido) se calcula la velocidad del sonido y con la densidad que es un valor intrínseco de cada material se calcula el Módulo de Young que posteriormente es comparado con la literatura.

* El laser trabajando a 10 Hz, permite medir una señal cada 0.1 seg.

3.4 EQUIPO

a) Fuente LASER

Se usó un laser de Nd: YAG de Continuum, modelo Surelite I a una frecuencia de 10 Hz, operado en 532 nm, con ancho de pulso de 5-7 ns, con densidad de energía que no excede los 2 mJ/mm².

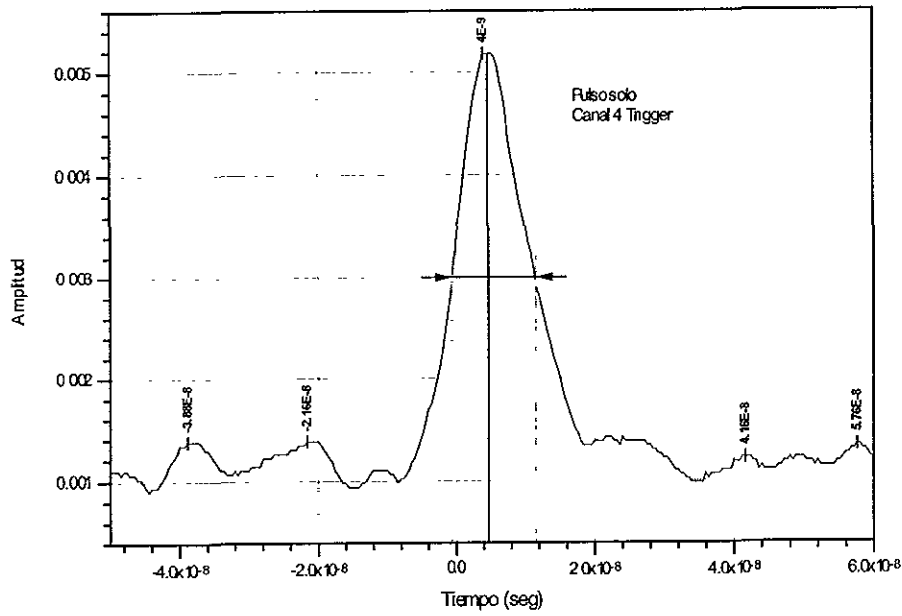


Fig. 3.8 (a) Señal que produce el YAG cuando se dispara, impedancia 50M Ω

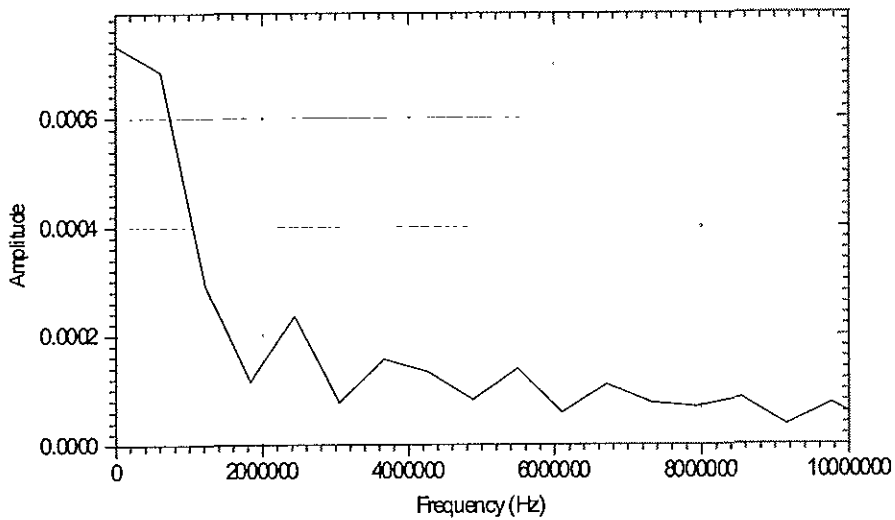


Fig. 3.8 (b) Transformada Rápida de Fourier (FFT) donde se observa su frecuencia de resonancia

b) sensor PZT encapsulado,

Como transductor acústico se empleó un piezoeléctrico cerámico (PZT) cilíndrico ($\phi=3$ mm, $h=4$ mm), con sus dos caras plateadas cuya frecuencia de resonancia se encuentra en los 240 kHz. El sistema de conexión para registrar las señales acústicas es del tipo BNC. Las caras del PZT se conectan, por un lado a la base de la carcasa de acero inoxidable (previamente pulida y plana), y del otro a través de un bloque de plomo bien pulido, al cable de línea del conector BNC (ver figura 3.9).

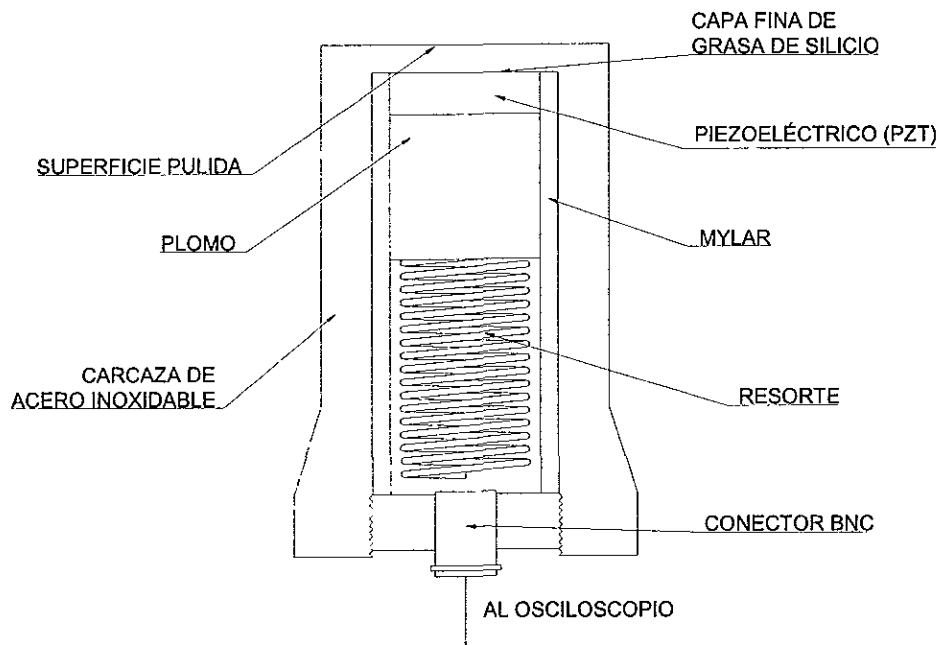
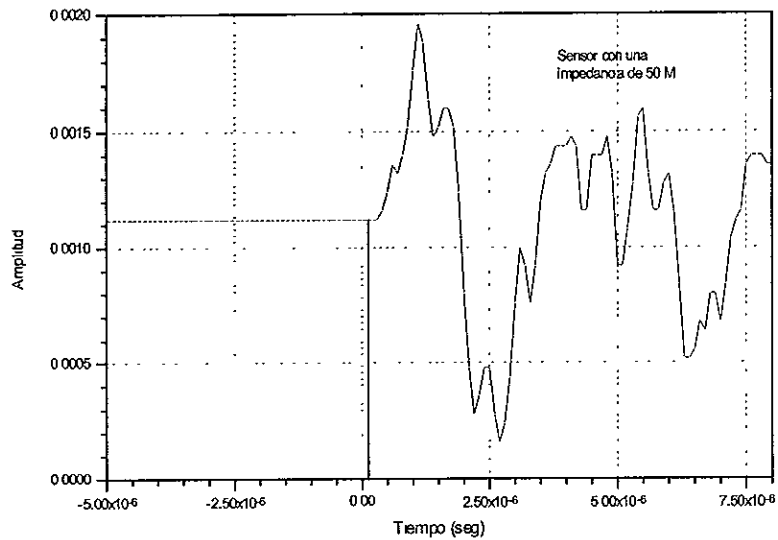


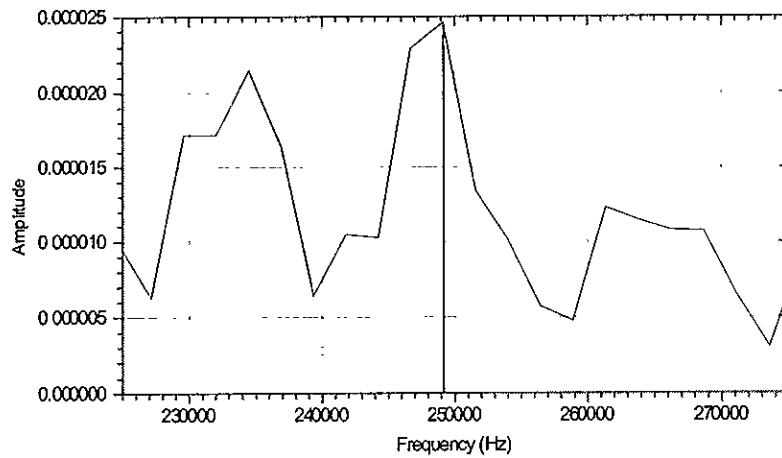
Fig. 3.9 Diseño del detector, basado en un piezoeléctrico de Plomo-Circonio-Titanio (PZT)
(A.C. Tam y C.K.N. Patel, 1979 [16])

El interior de la carcasa se aísla con una película de PET posteriormente se coloca el PZT (ver Figura 3.9). La dimensión total del conector incluyendo el BNC es de 51 mm de largo y la carcasa tiene un diámetro exterior de 9.5 mm.

Finalmente se coloca un resorte sobre el plomo, de manera que al enroscar la carcasa en el BNC todo el sistema se presiona entre sus partes y sobre la cara pulida interior de la carcasa. La función del resorte es importante, porque empujando fuertemente se logra el acoplamiento mecánico entre las superficies de 1) el plomo y el PZT, 2) el PZT y la carcasa. La experiencia sugiere utilizar grasa de silicio entre estas superficies, mejorando el acoplamiento mecánico y acústico. Los tiempos de integración son del orden de μ s por lo que se detecta sin dificultad el tiempo de arribo de las señales. Se emplea la señal de un fotodiodo rápido para disparar el osciloscopio y correlacionar el tiempo de arribo con la señal de disparo. El PZT se fija a la muestra mediante grasa de silicio o cianoacrilato. El haz se expande y se colima con un par de lentes y se enfoca sobre la muestra con un diámetro de 0.5 ± 0.1 mm. En la figura 3.10 se pueden apreciar una señal típica que produce un sensor de éste tipo.



(a)



(b)

Fig. 3.10 (a) Respuesta del sensor PZT con una impedancia de $50M\Omega$, (b) Transformada Rápida de Fourier (FFT) donde se observa su frecuencia de resonancia

c) Sistema de registro,

Con la finalidad de evaluar de manera experimental el tiempo de arribo para los materiales, el sensor anteriormente mencionado es conectado al osciloscopio Tektronix 540 comunicado con una computadora PC a través de una interfaz GPIB (General Purpose Interface Bus), lo que permite obtener la información fundamental para poder modelar de manera adecuada el fenómeno que se desea estudiar, éstos registros fueron posibles gracias a un programa realizado en Quick Basic que comunica el osciloscopio con la PC, el sistema completo se describe en el apéndice A.

d) cianoacrilato

e) materiales para la elaboración de las muestras,

Equipo auxiliar:

- a) mesa neumática,
- b) soportes para la muestra,
- c) monturas micrométricas,

otros elementos auxiliares como son: cinta doble adhesiva, plastilina para minimizar el ruido de diversos parámetros que se consideran constantes.

3.5 CALIBRACIÓN DEL SENSOR

La fuente ultrasónica laser se calibró separadamente en combinación con el transductor. En nuestro caso para la evaluación de cada muestra se tomo una medición preliminar del comportamiento del sistema a temperatura ambiente sin muestra, para corregir las mediciones una vez puesta la muestra debido a que existe un espesor de la carcasa antes del sensor (ver Figura 3.11). Estas mediciones se almacenaron para futuros análisis.

Para la calibración del sensor se utilizó una probeta semicilindrica de aluminio (ver Figura 3.13), donde se giro θ de 0° a 90° cada 10 grados, esto con el fin de conocer el error mínimo y máximo que se puede tener cuando una muestra no esta colocada perpendicularmente al haz.

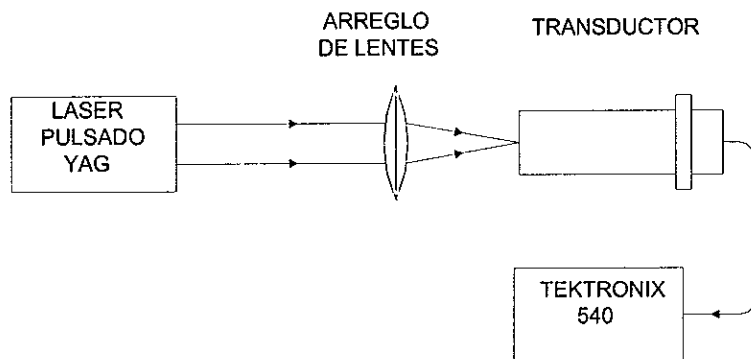
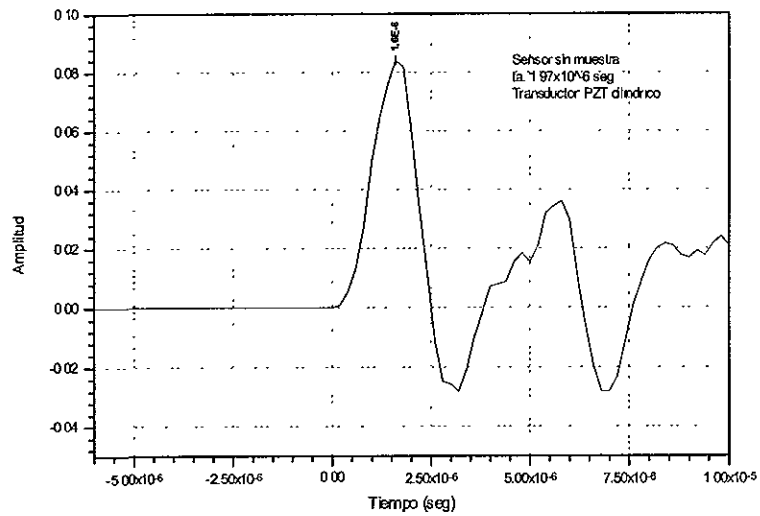
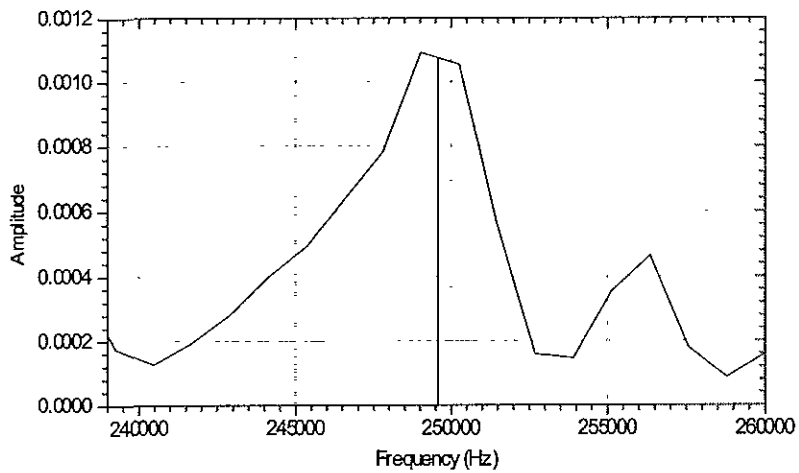


Fig. 3.11 Arreglo para calibrar directamente de un transductor PZT el tiempo de arribo sin muestra

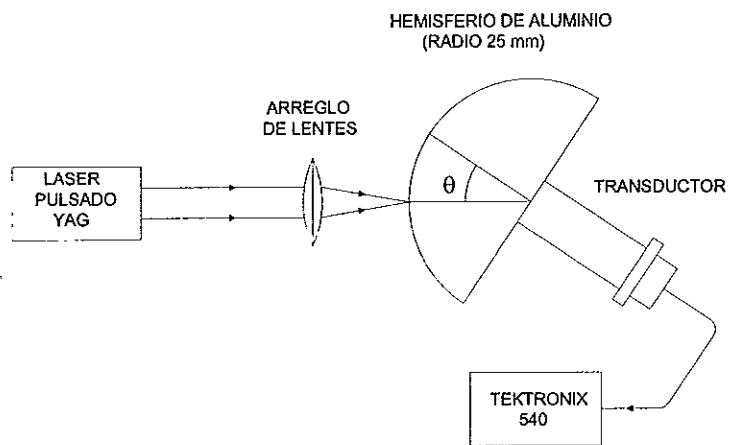


(a)

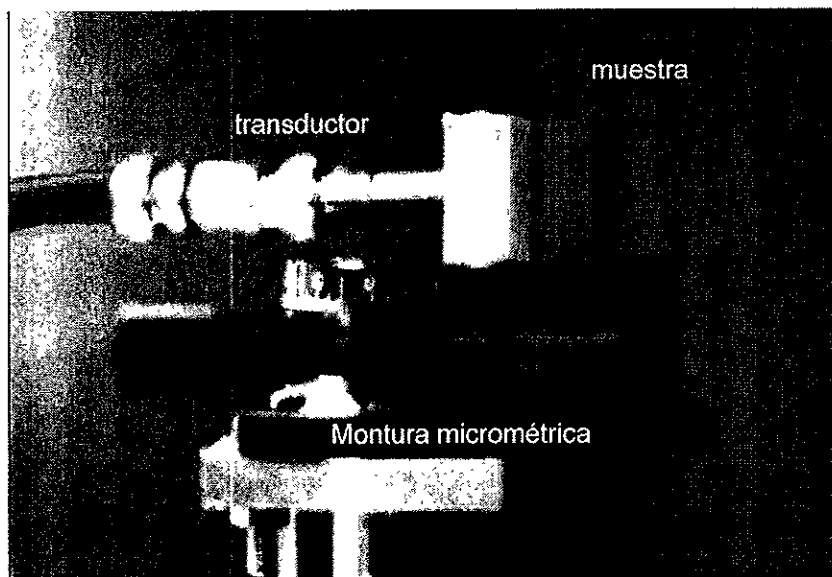


(b)

Fig. 3.12 (a) Respuesta del sensor PZT con una impedancia de $1M\Omega$, (b) Transformada Rápida de Fourier (FFT) donde se observa su frecuencia de resonancia



(a)



(b)

Fig. 3.13 (a) Diagrama para obtener corrección por directividad del tiempo de arribo en función de θ . (b) Arreglo físico para obtener corrección por directividad del tiempo de arribo en función de θ , para un aluminio

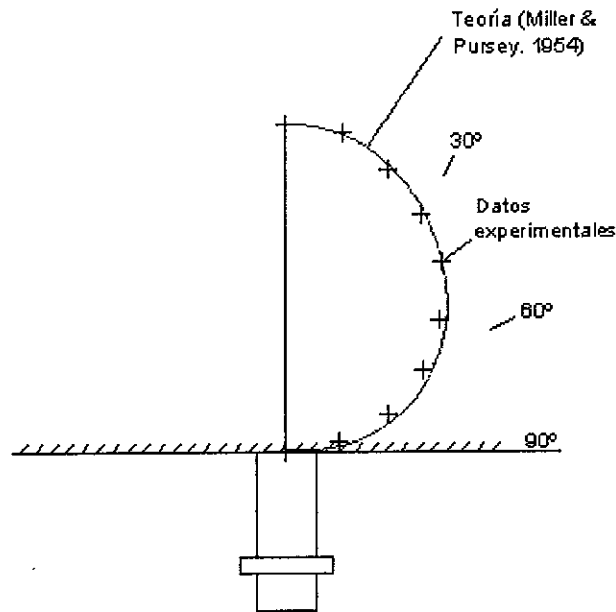


Fig. 3.14 Representación en coordenadas polares de los resultados obtenidos con el arreglo para obtener corrección por directividad del tiempo de arribo en función de θ , para el aluminio CIR 2.

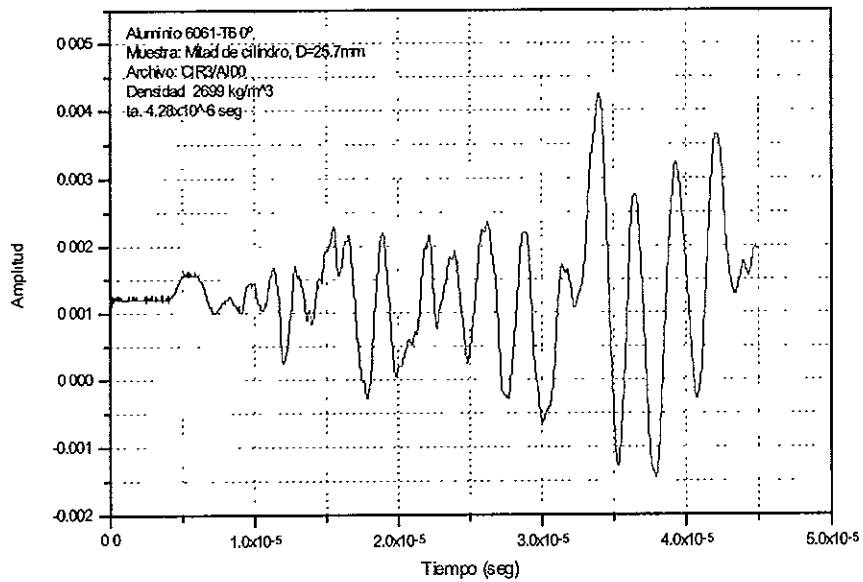


Fig. 3.15 Respuesta de una muestra de Aluminio ($\theta = 0^\circ$) con una impedancia de $1 M\Omega$,

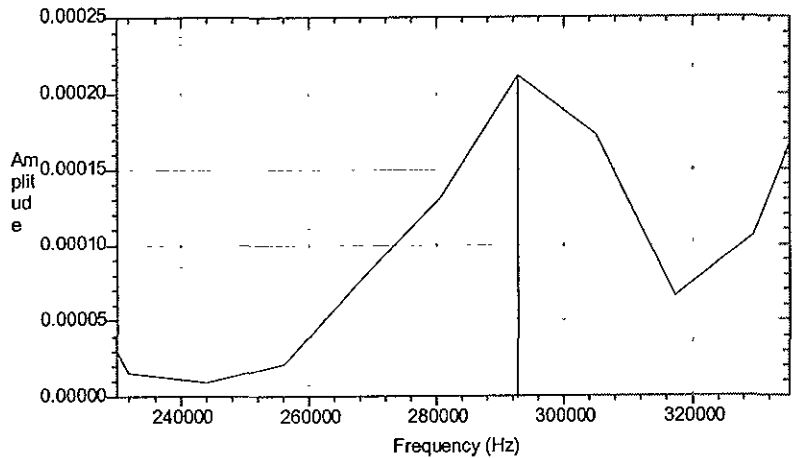


Fig. 3.16 Transformada Rápida de Fourier (FFT) donde se observa su frecuencia de resonancia de una muestra de Aluminio ($\theta = 0^\circ$) con una impedancia de $1 \text{ M}\Omega$.

En las siguientes tablas se presentan los tiempos que resultaron al calibrar el sistema con la muestra de aluminio semicilíndrica, en la primer tabla se presentan en la parte superior los tiempos de corrección y en la parte inferior los tiempos de arribo aparentes de la muestra, en la segunda tabla se presentan los tiempos aparentes "reales" resultado de restar los tiempos de corrección a los tiempos de arribo aparentes.

Tiempos de corrección	1.44E-07	1.79E-07	1.96E-07	1.96E-07	1.96E-07	1.96E-07		
Grados	CIR1	CIR2	CIR3	CIR4	CIR5	CIR6	Suma total	Promedio
0	4.08E-06	4.28E-06	4.31E-06	4.17E-06	4.35E-06	4.31E-06	2.55E-05	4.25E-06
10	4.03E-06	4.30E-06	4.26E-06	4.14E-06	4.30E-06	4.26E-06	2.53E-05	4.22E-06
20	4.18E-06	4.16E-06	4.59E-06	4.13E-06	4.27E-06	4.29E-06	2.56E-05	4.27E-06
30	4.13E-06	4.12E-06	4.24E-06	4.07E-06	4.06E-06	4.26E-06	2.49E-05	4.15E-06
40	4.09E-06	4.18E-06	4.24E-06	4.05E-06	4.03E-06	4.10E-06	2.47E-05	4.12E-06
50	4.09E-06	4.10E-06	3.98E-06	4.06E-06	4.02E-06	4.02E-06	2.43E-05	4.04E-06
60	3.88E-06	4.18E-06	4.20E-06	4.02E-06	4.12E-06	4.00E-06	2.44E-05	4.07E-06
70	4.00E-06	4.12E-06	3.92E-06	4.01E-06	4.28E-06	4.06E-06	2.44E-05	4.07E-06
80	4.03E-06	4.14E-06	4.00E-06	4.02E-06	4.22E-06	4.18E-06	2.46E-05	4.10E-06
90	4.03E-06	4.12E-06	4.34E-06	4.38E-06	4.54E-06	4.26E-06	2.57E-05	4.28E-06
							Promedio total	4.155E-06

Tabla 3.1 Tiempos de corrección y tiempos de arribo aparentes de seis mediciones realizadas en una probeta semicilíndrica de Aluminio

Grados	CIR1	CIR2	CIR3	CIR4	CIR5	CIR6	Suma	Promedio
0	3.94E-06	4.10E-06	4.12E-06	3.97E-06	4.16E-06	4.12E-06	1.64E-05	4.09E-06
10	3.89E-06	4.12E-06	4.07E-06	3.95E-06	4.10E-06	4.07E-06	1.62E-05	4.06E-06
20	4.04E-06	3.98E-06	4.40E-06	3.93E-06	4.08E-06	4.09E-06	1.61E-05	4.02E-06
30	3.99E-06	3.94E-06	4.05E-06	3.88E-06	3.87E-06	4.07E-06	1.58E-05	3.94E-06
40	3.95E-06	4.00E-06	4.05E-06	3.85E-06	3.84E-06	3.91E-06	1.56E-05	3.90E-06
50	3.95E-06	3.92E-06	3.78E-06	3.86E-06	3.83E-06	3.82E-06	1.54E-05	3.86E-06
60	3.74E-06	4.00E-06	4.00E-06	3.82E-06	3.92E-06	3.80E-06	1.55E-05	3.89E-06
70	3.86E-06	3.94E-06	3.72E-06	3.81E-06	4.08E-06	3.87E-06	1.57E-05	3.93E-06
80	3.89E-06	3.96E-06	3.80E-06	3.83E-06	4.03E-06	3.98E-06	1.58E-05	3.95E-06
90	3.89E-06	3.94E-06	4.14E-06	4.18E-06	4.34E-06	4.06E-06	1.65E-05	4.13E-06

Tabla 3.2 Tiempos de arribo "reales" (tiempos aparentes - tiempos de retraso) de seis Mediciones realizadas en una probeta semicilíndrica de Aluminio

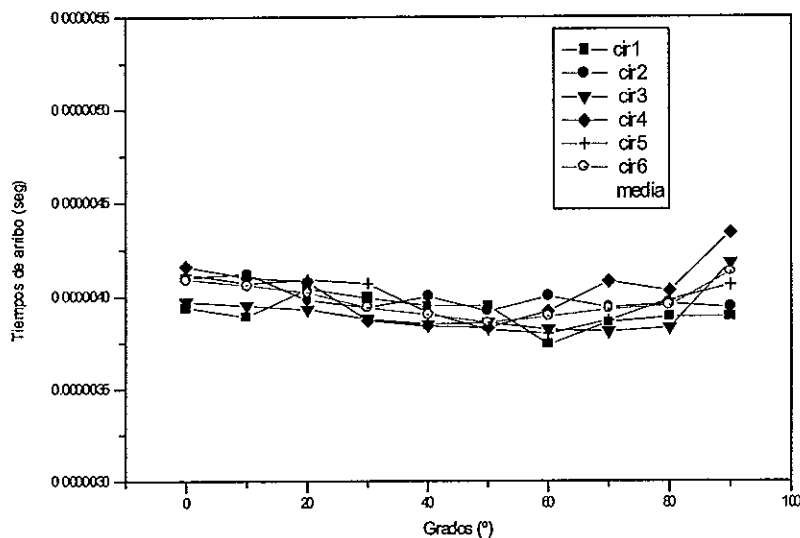


Fig.3.17 Gráfico de los tiempos de arribo "reales" con la tendencia media

La finalidad de obtener un gráfico de los tiempos de arribo reales fue la de conocer la tendencia de nuestros resultados y así encontrar nuestro error mínimo y máximo, cabe aclarar que éstos errores son los máximos posibles, que en el caso de las placas es aplicable porque fueron medidas a noventa grados del sensor, no así las muestras cilíndricas que fueron medidas puntualmente y por lo tanto, tienen un menor error debido a que fueron medidas a cero grados, sin ningún desplazamiento del sensor.

Para conocer éstos errores se descartaron los valores mínimos y máximos de los tiempos de arribo "reales". Con el fin de poder encontrar la velocidad transversal (C_2) se analizó la muestra CIR2; como primera aproximación se encuentra la velocidad longitudinal (C_1) y posteriormente se multiplica por "K" (C_1/C_2), con este valor se busca el pico más cercano en la señal y ésta se asume como C_2 .

Aluminio Comercial (CIR2)
 Probeta Semicircular (R=25.7mm, h=12.7)
 Densidad = 2700 kg/m³
 Tiempo de calibración = 1.9 x 10⁻⁷ seg

Grados [°]	tiempo de arribo para C1 [seg]	Velocidad C1 [m/s]	Tiempo de arribo para C2 [seg]	Velocidad C2 [m/s]	E [Gpa]	K (C1/C2)
0	4.09E-06	6283.62	8.32E-06	3088.94	69.03	2.03
10	4.11E-06	6253.04	8.36E-06	3074.16	68.37	2.03
20	3.97E-06	6473.55	8.04E-06	3196.52	73.92	2.03
30	3.93E-06	6539.44	7.98E-06	3220.55	75.04	2.03
40	3.99E-06	6441.10	8.10E-06	3172.84	72.83	2.03
50	3.91E-06	6572.89	7.94E-06	3236.78	75.80	2.03
60	3.99E-06	6441.10	8.08E-06	3180.69	73.19	2.03
70	3.93E-06	6539.44	7.96E-06	3228.64	75.42	2.03
80	3.95E-06	6506.33	8.02E-06	3204.49	74.29	2.03
90	3.93E-06	6539.44	7.98E-06	3220.55	75.04	2.03
Promedios	3.98E-06	6457.29	8.08E-06	3180.69	73.19	

Tabla 3.3 Tiempos de arribo para CIR2 con "K" (C1/C2)

De la tabla anterior se asume que K = 2.03 para todas las pruebas, con el promedio de la velocidad transversal (C₂) de la tabla 3.3 igual a 8.08x10⁻⁶ [seg], se realizaron lo siguientes cálculos:

$$C_2 = \frac{0.0257}{8.08 \times 10^{-6 + 0.28 \times 10^{-6} - 0.14 \times 10^{-6}}} = 3180.69_{-106.53}^{+56.09} [m/s]$$

$$E = \rho \cdot C_2^2 \left(\frac{4 - 3 \cdot K^2}{1 - K^2} \right)$$

Sustituyendo:

$$E = 2700 [Kg/m^3] \cdot (3180.69_{-106.53}^{+56.09} [m/s])^2 \left(\frac{4 - 3(2.03)^2}{1 - (2.03)^2} \right) = 73.19_{-4.82}^{+2.60} [GPa]$$

CONCLUSIONES

Las fluctuaciones en los resultados anteriores se deben a la posición del sensor con respecto al haz (ver Fig 3.13). Esto nos da los errores máximos y mínimos que se pueden tener al colocar el sensor en una posición diferente a la perpendicular, esto no siempre es posible debido a las diferentes formas que presentan las muestras.

El valor promedio reportado del módulo de Young para el Aluminio comercial es de 70 [GPa] comparando con este valor el error más grande que tenemos en nuestro resultado es de ± 8.3%.

3.6 MUESTRAS

Con objeto de evaluar cualitativamente el fenómeno del tiempo de arribo, se prepararon 3 probetas cilíndricas de 50mm de diámetro y 25mm de espesor (Aluminio comercial, Latón, Cold rolled), 6 probetas placa de 30mm de ancho por 120mm de largo (Aluminio 6061-T6, Acero inoxidable, Latón, Cobre, Fibra de vidrio con matriz epóxica, Fibra de carbono con matriz epóxica), 19 probetas cilíndricas de 27mm de diámetro y 12.5mm de espesor (Hule natural con diferentes concentraciones de arena). La preparación de las muestras consistió en los siguientes pasos:

- Limpiar la probeta con alcohol
- Pegar el sensor con cianoacrilato
- Alinear la probeta, el sensor y el haz

Las características geométricas, así como la densidad de todas las muestras se presentan en la siguiente tabla, se encuentran separadas en muestras metálicas, plásticas, elastoméricas y compuestas en donde para los cilindros "D" significa diámetro y "e" espesor, en las placas "e" significa espesor, "h" altura y "l" longitud.

MUESTRAS	DIMENSIONES [mm]	DENSIDAD [kg/m ³]
METALES (CILINDROS)		
ALUMINIO	D=50.8, e=25	2700
LATÓN	D=50.8, e=25	7939
COLD ROLLED	D=50.8, e=25	7906
METALES (PLACAS)		
ALUMINIO 6061-T6	e=1.78, h=30, l=120	2700
ACERO INOXIDABLE	e=1.28, h=30, l=120	7894
LATÓN	e=0.40, h=30, l=120	7939
COBRE	e=0.44, h=30, l=120	8870
PLASTICOS (CILINDRO)		
POLYBUT-1-ENE (PB)	D=20.00, h=3.50	926.886
ELASTOMEROS (CILINDROS)		
H. N. ¹	D=27.36, h=12.35	997.025
H. N. CON 6% DE P. E. ²	D=27.03, h=12.73	1012.27
H. N. CON 8% DE P. E.	D=27.06, h=12.36	1079.65
H. N. CON 10% DE P. E.	D=27.13, h=12.43	1090.05
H. N. CON 15% DE P. E.	D=27.15, h=12.35	1147.59
H. N. CON 20% DE P. E.	D=27.13, h=12.30	1160.04
H. N. CON 25% DE P. E.	D=27.26, h=12.36	1208.97
COMPUESTOS (PLACAS)		
FIBRA DE VIDRIO CON MATRIZ EPÓXICA	e=0.80, h=30, l=230	1663
FIBRA DE CARBONO CON MATRIZ EPÓXICA	e=1.75, h=30, l=125	1741

Tabla 3.4 Características geométricas y densidad de las muestras empleadas

^{*} Muestras elaboradas en el Instituto de Materiales

¹ H.N. es la abreviatura de Hule Natural

² P.E. es la abreviatura de Partículas Esféricas

4.1 INTRODUCCIÓN

En este capítulo se presentan los resultados de las mediciones fotoacústicas de los diferentes materiales, se comparan los resultados, cuando es posible, con las técnicas convencionales, y con los reportados en la literatura, en todos los casos se presenta una señal representativa.

A continuación se presenta la descripción para obtener los resultados tanto en muestras cilíndricas como en planas.

MUESTRAS CILÍNDRICAS

En el capítulo 3, sección 3.3 se describe con detalle el procedimiento que se utilizó, en éste caso fue de medición directa.

Para éstas probetas, las constantes fueron obtenidas de la siguiente manera:

t_1 es el tiempo de arribo longitudinal y se obtuvo directamente de la señal (ver Figura 4.1).

t_2 es el tiempo de arribo transversal, aproximadamente es el doble del longitudinal y se obtiene buscando un cambio de pendiente y de amplitud en la forma de onda (ver Figura 4.1).

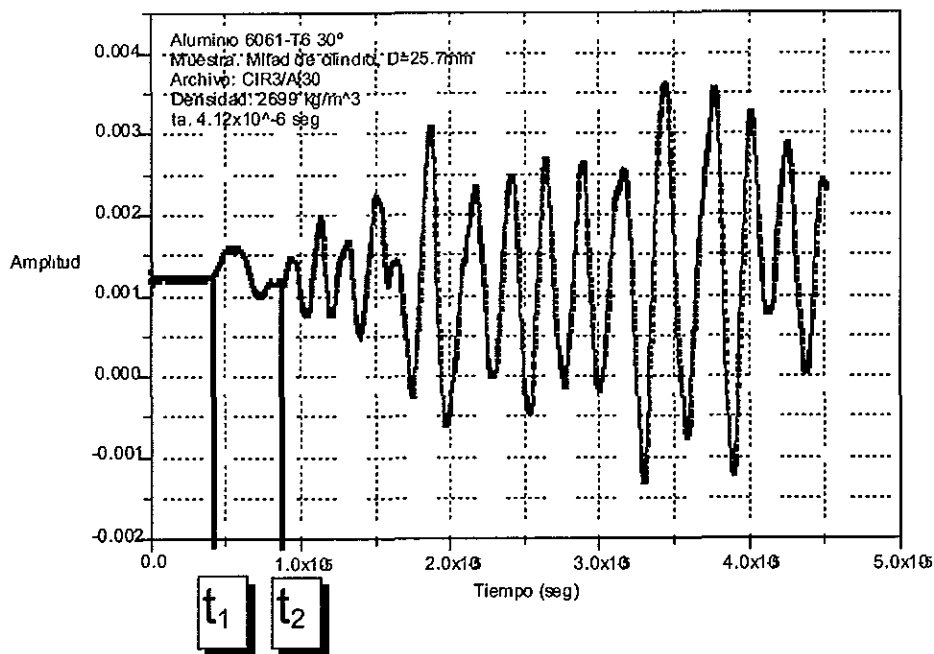


Fig 4.1 Representación del tiempo de arribo longitudinal y transversal

K es la relación entre velocidades C_1/C_2 .

C_1 es la velocidad longitudinal y se obtiene dividiendo el espesor de la probeta entre el tiempo de arribo longitudinal.

C_2 es la velocidad transversal y se obtiene dividiendo el espesor de la probeta entre el tiempo de arribo transversal.

Densidad, es un valor intrínseco de cada material.

Espesor, dependió del maquinado de cada probeta.

G es el módulo de cortante y se obtiene sustituyendo en la siguiente ecuación:

$$G = \rho c_2^2$$

λ es la constante de Lamé y se obtiene sustituyendo en la siguiente ecuación:

$$\lambda = \rho c_2^2 (k^2 - 2)$$

E es el módulo de Young y se obtiene sustituyendo en la siguiente ecuación:

$$E = \rho c_2^2 \frac{(4 - 3k^2)}{(1 - k^2)}$$

B es el módulo Volumétrico y se obtiene sustituyendo en la siguiente ecuación:

$$B = \rho c_2^2 \left(k^2 - \frac{4}{3} \right)$$

ν es la razón de Poisson y se obtiene sustituyendo en la siguiente ecuación:

$$\nu = \frac{(2 - k^2)}{(2 - 2k^2)}$$

Las ecuaciones anteriores se describen en Scruby [1] "Laser Ultrasonics Techniques and Applications".

En las tablas 4.1, 4.2, 4.3 se presenta los resultados de las mediciones directas, en donde se muestran las velocidades y las constantes elásticas calculadas para el aluminio, latón y el cold rolled.

MUESTRAS PLANAS

En el capítulo 3, sección 3.3 se describe con detalle el procedimiento que se utilizó, en éste caso fue de medición indirecta.

Para éstas probetas, las constantes fueron obtenidas de la siguiente manera:

K es la relación entre velocidades C_1/C_2 .

C_{1E} es la velocidad longitudinal extensional y se obtiene del gráfico distancia contra tiempo de arribo longitudinal, es la pendiente.

C_{2E} es la velocidad transversal extensional y se obtiene del gráfico distancia contra tiempo de arribo transversal, es la pendiente.

Densidad, es un valor intrínseco de cada material.

Espesor, dependió del maquinado de cada probeta.

E es el módulo de Young y se obtiene sustituyendo en la siguiente ecuación:

$$E = \rho c_{1E}^2$$

G es el módulo de cortante y se obtiene sustituyendo en la siguiente ecuación:

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)}^*, \quad G = \rho c_{2E}^2$$

* Se utilizan con materiales isotrópicos

ν es la razón de Poisson y se obtiene sustituyendo en la siguiente ecuación:

$$\nu = \frac{(2 - k^2)}{(2 - 2k^2)}$$

Las ecuaciones anteriores se describen en Scruby [1] "Laser Ultrasonics Techniques and Applications".

En las Tablas 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 se dan los resultados para las mediciones indirectas, en donde se muestran las velocidades y las constantes elásticas calculadas para placas metálicas (mediciones extensionales, subíndice E).

En las Tablas 4.8, 4.9, 4.10, 4.11, 4.12, 4.13 y 4.14 se muestran los resultados obtenidos para el módulo de Young de materiales compuestos que se comparan con los reportados por extensometría y los calculados con la regla de las mezclas [6].

4.2 METALES

ALUMINIO COMERCIAL (CILINDRO)

En este tipo de muestra, el tiempo de arribo es fácil de localizar, incluso por el método de Pulso-Eco aunque cabe aclarar, que en este caso se recorre dos veces la distancia.

Método	Fotoacústica	Scruby [1]	Kolsky	Pulso-Eco
t_1 (μ seg)	3.92			9.510
t_2 (μ seg)	7.96			15.921
k	2.03	2.03	2.03	2.009
Densidad (kg/m^3)	2700			2700
Distancia recorrida (m)	0.02503			0.050
c_1 (m/seg)	6386	6400	6320	6309.148
c_2 (m/seg)	3144.8	3150	3100	3140.526
G (GPa)	26.7	26.1	25.9	26.630
λ (GPa)	56.63	58.1	56	54.215
E (GPa)	71.55	69.93	70	71.118
B (GPa)	74.43	75.5	73	71.968
ν	0.339	0.345	0.34	0.335

Tabla 4.1 Comparación entre las constantes obtenidas para el aluminio con los datos obtenidos con el método fotoacústico, las reportadas por Scruby [1], Kolsky[42] y Pulso-Eco

* Se utilizan con materiales isotrópicos

LATON (CILINDRO)

En este caso la única comparación del resultado obtenido con el método fotoacústico fue con el método de Pulso-Eco, ésta última prueba fue realizada en el Instituto de Física.

Método	Fotoacústica	Pulso-Eco
t_1 (μ seg)	5.64	11.64
t_2 (μ seg)	11.45	23.31
k	2.031	2.00
Densidad (kg/m^3)	8470.38	8470.38
Distancia recorrida (m)	0.025	0.05
c_1 (m/seg)	4432.6	4294.06
c_2 (m/seg)	2182.4	2144.81
G (GPa)	40.34	38.97
λ (GPa)	85.72	78.25
E (GPa)	108.12	103.94
B (GPa)	112.62	104.23
ν	0.34	0.33

Tabla 4.2 Constantes obtenidas para el latón con el método fotoacústico y Pulso-Eco.

COLD ROLLED (CILINDRO)

Dado que éste tipo de material es muy común en la industria se realizaron varias pruebas para corroborar los resultados obtenidos con los de la literatura, sin embargo ésta es la última muestra que se pudo verificar con el método de Pulso-Eco debido a que la sensibilidad de los sensores no registraba el espesor de las placas.

Método	Fotoacústica	Scruby [1]	Kolsky	Pulso-Eco
t_1 (μ seg)	4.18			8.55
t_2 (μ seg)	7.33			15.56
k	1.75	1.84	1.84	1.82
Densidad (kg/m^3)	7906.73			7906.73
Distancia recorrida (m)	0.02482			0.05
c_1 (m/seg)	5938	5960	5940	5807.89
c_2 (m/seg)	3386	3240	3220	3189.68
G (GPa)	90.6	82.2	80.87	80.44
λ (GPa)	96.3	114.4	112	105.82
E (GPa)	227.87	212.14	229.13	206.59
B (GPa)	157	169.2	167	159.45
ν	0.26	0.291	0.29	0.28

Tabla 4.3 Comparación entre las constantes obtenidas para el cold rolled con los datos obtenidos con el método fotoacústico, las reportadas por Scruby [1], y las reportadas por Kolsky

ALUMINIO 6061-T6 (PLACA)

En éste tipo de muestra la colocación del arreglo se complica, debido a que debe permanecer perpendicular al haz y paralelo a la mesa.

Método	Fotoacústico	Norman [3]
espesor (mm)	1.78	
k	2.05	
Densidad (kg/m ³)	2700	
c _{1E} (m/seg)	5208	5000
c _{2E} (m/seg)	2688	
E _E (GPa)	73.2	72
G _E (GPa)	27.43	24-26
v	0.334	0.355

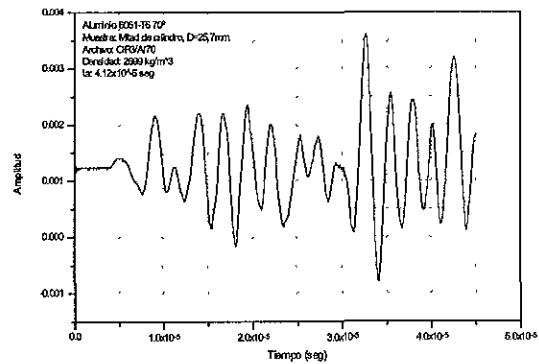


Tabla 4.4 Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico sobre la base de las velocidades extensionales y las publicadas por Norman [3] para aluminio 6061-T6. El subíndice E indica extensional.

ACERO INOXIDABLE (PLACA)

En este tipo de muestra se debe tener cuidado con la energía del haz, debido a que se puede llegar a dañar la muestra.

Método	Fotoacústico	Norman [3]
espesor (mm)	1.28	
k	1.87	
Densidad (kg/m ³)	7894.25	
c _{1E} (m/seg)	5255	5000
c _{2E} (m/seg)	3358	
E _E (GPa)	218	210-196
G _E (GPa)	83.84	75-82
v	0.3	0.3

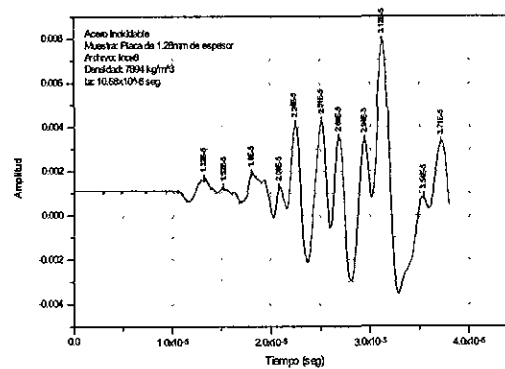


Tabla 4.5 Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico sobre la base de las velocidades extensionales y las publicadas por Norman [3] para acero inoxidable. El subíndice E indica extensional.

LATÓN (PLACA)

En muestras con un espesor muy delgado, como en este caso la fotoacustica permite realizar mediciones muy exactas, sin embargo no se tiene que llegar a un estado ablativo.

Método	Fotoacústico	Norman [3]
espesor (mm)	0.4	
k	2.03	
Densidad (kg/m ³)	7939.4	
c _{1E} (m/seg)	3920	3480
c _{2E} (m/seg)	1936	
E _E (GPa)	122	95-124
G _E (GPa)	45.52	36-46
v	0.34	0.374

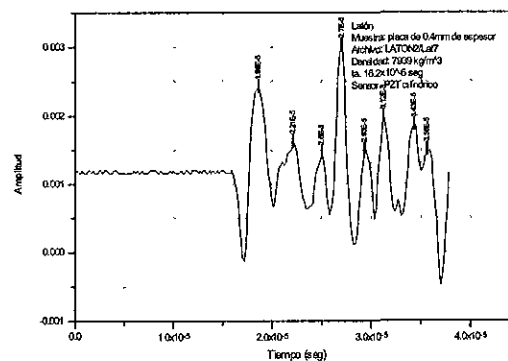


Tabla 4.6 Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico sobre la base de las velocidades extensionales y las publicadas por Norman [3] para latón. El subíndice E indica extensional.

COBRE (PLACA)

Como en el caso anterior, el espesor no es una limitante pero se debe tener cuidado con el haz, ya que no deben "tocar" el sensor.

Método	Fotoacústico	Norman [3]
espesor (mm)	0.44	
k	2.004	
Densidad (kg/m ³)	8871	
c _{1E} (m/seg)	3872	3750
c _{2E} (m/seg)	1963	
E _E (GPa)	133	118-128
G _E (GPa)	50	44-48
v	0.33	0.37

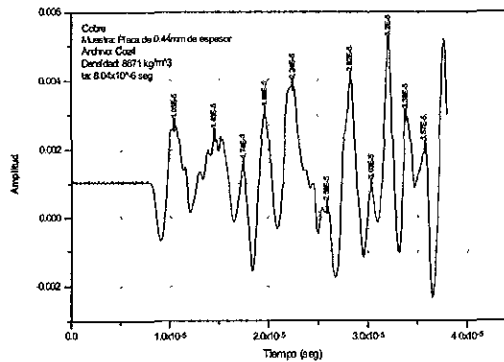


Tabla 4.7 Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico sobre la base de las velocidades extensionales y las publicadas por Norman [3] para cobre. El subíndice E indica extensional

4.3 PLÁSTICOS

Desconocido (CILINDRO)

Este es un tipo de plástico que se desconoce sin embargo en tablas se encontro que las propiedades correspondian a un POLYBUT-1- ene.

Método	Fotoacústico	Dominghaus [55]
Tiempo del sensor (μseg)	0.35	
t ₁ (μseg)	3.97	
t ₂ (μseg)	9.723	
k	2.449	
Densidad (kg/m ³)	926.886	920
Distancia recorrida (m)	0.0035	
c ₁ (m/seg)	881.612	
c ₂ (m/seg)	359.989	
G (GPa)	0.120117	
λ (GPa)	0.48018	
E (GPa)	336.193	350
B (GPa)	0.560258	
v	0.4	0.4

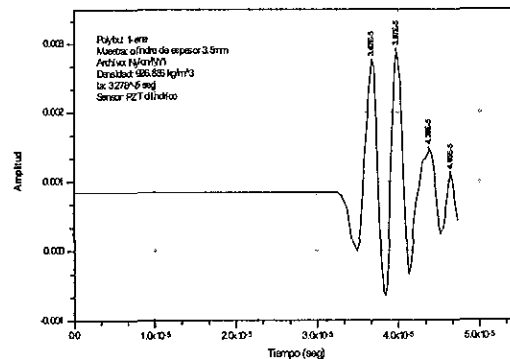


Tabla 4.8 Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico y Dominghaus para un plástico

RESUMEN

Se resume en esta parte del trabajo la determinación del módulo volumétrico y de cortante complejos de muestras cilíndricas de elastómero negro (hule natural) que contienen diferentes porcentajes de inclusiones (arena) aplicando el método fotoacústico considerando que el material es microscópicamente homogéneo e isotrópico. Las mediciones se realizan a temperatura ambiente y presión atmosférica. Los resultados se muestran en función de la concentración de inclusiones y frecuencia. Las constantes elásticas obtenidas por este método son comparadas con los encontrados en la literatura y los calculados con el modelo de Kerner.

INTRODUCCIÓN

Los polímeros viscoelásticos son ampliamente utilizados en muchas áreas en las que destacan: juntas, antiderrapantes, artículos deportivos, aislantes térmicos, atenuación de ondas acústicas, neumáticos etc. En orden para usar estos materiales efectivamente, es la determinación adecuada de su módulo volumétrico y de cortante complejos. Un método simple experimental es la técnica de resonancia propuesta por Madigosky [49] y Lee, Garret [53], en el cual ondas longitudinales son transmitidas en una varilla de material con acelerómetros unidos en ambos extremos. Esta técnica es limitada a geometrías en una dimensión y a un conjunto de discreto de frecuencias. Otro método es DMTA (analyzer térmico mecánico-dinámico) que miden el módulo de Young de pequeñas muestras a una temperatura dada en una banda de frecuencias de 0.3 a 30Hz. Ver Fig 4.2

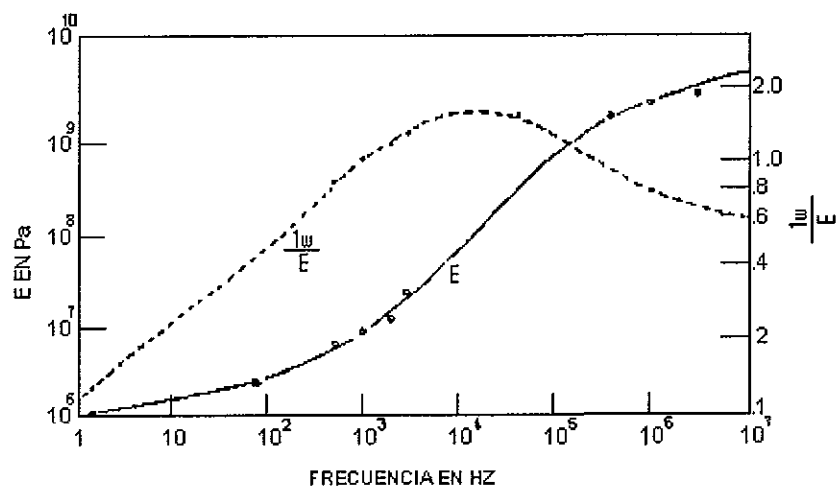


Fig 4.2 Módulo de Young y factor de pérdida contra frecuencia para un hule GR-S a 20°C

Un método directo para evaluar los dos módulos complejos, con muestras de forma arbitraria es aplicar el método fotoacústico y aplicar ciertas consideraciones como son que el material viscoelástico bajo investigación es microscópicamente homogéneo e isotrópico sujeto a condiciones de frontera apropiados, de esta manera las constantes de Lamé efectivas (complejas), λ y μ son relacionadas con el módulo de cortante y volumétrico, G y K, por $G = \mu$ y $K = \lambda + 2\mu/3$. El cortante efectivo y las velocidades longitudinales complejas se relacionan con el módulo elástico por:

$$c_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad , \quad (4.1) \quad \text{y} \quad c_L = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\rho}} \quad (4.2)$$

³ Muestras aportadas por la M.I. Sara Rios Dordelly.

Para inclusiones o fracciones de huecos Φ menor que 0.45 el modelo de Kerner es la mejor teoría disponible, calcula el módulo efectivo del material en función del módulo complejo del material base K_0 y G_0 y la fracción Φ aplicando:

$$K = \frac{K_0(1-\Phi)}{1+3K_0\Phi/4G_0} \quad \text{y} \quad G = \frac{G_0}{1+5\Phi/3} \quad (4.3)$$

Por definición, $K_0 = \lambda_0 + 2/3 \mu_0$ y $G_0 = \mu_0$. Para nuestros ejemplos es razonable asumir que $\lambda_0 = \rho_0 C_{L0}$ con $\rho_0 = 997.025$ (gr/cm³) y $C_{L0} = 1571$ m/seg, y que la dependencia de la frecuencia y las pérdidas del material viscoelástico solo juegan un papel a través del módulo de cortante del material base.

Cuando, $|K_0| \gg |G_0|$ el módulo volumétrico efectivo es aproximadamente:

$$K = \frac{4(1-\Phi)}{3\Phi} \quad \text{y la relación de las velocidades longitudinal y de corte es: } \frac{C_L}{C_s} = \sqrt{C} \quad \text{donde:}$$

$$C = \frac{K}{G} + \frac{4}{3} = \frac{4(1-\Phi)(1+(5/3)\Phi)}{3\Phi} + \frac{4}{3} \quad (4.4)$$

La relación de Poisson varía muy poco en función de la frecuencia, por lo que la parte imaginaria puede ser despreciable [49].

Esta relación es independiente del módulo del material y ésta es una medición directa de fracción de inclusiones. Notese que la relación de velocidades del sonido puede también ser expresada en términos de la relación de Poisson efectiva del material ν como sigue:

$$\frac{C_L}{C_s} = \frac{\sqrt{2(1-\nu)}}{1-2\nu}, \quad \text{y así } \nu = \frac{C-2}{2(C-1)}, \quad (4.5) \quad \text{donde } C \text{ está dada explícitamente en términos de las}$$

inclusiones fraccionales Φ en la Eq. (4.5). Note que las suposiciones usadas al derivar en la Eq. 4.4 implica que la parte imaginaria de K (la parte perdida) es debido completamente al módulo de cortante. El factor de pérdida de K , G , y G_0 son idénticos, así que la relación de velocidades del sonido, la constante C , y la relación de Poisson son todas reales. Físicamente, esto significa que todas las pérdidas son debidas a la conversión de energía dilatacional a energía cortante en los límites de las inclusiones, con su correspondiente disipación de las ondas de cortante del calor interior del polímero.

En nuestro experimento las condiciones de frontera son tales que todas las caras de la muestra son libres excepto una, la cual es pegada a la base del sensor con un cianocrilato.

MUESTRAS

Las muestras examinadas fueron compuestos viscoelásticos en forma cilíndrica, con un diámetro de 25 mm y un espesor de 12 mm. Los compuestos consisten de una matriz de hule natural (SMR20), en los cuales fueron embebidos diferentes fracciones de volumen de inclusiones. El material usado como inclusiones fue arena de playa con un diámetro de alrededor de 247 μm con los siguientes constituyentes principales: 71.6% SiO₂, 9.0% K₂O, 6.3% CaO, 4.65% Al₂O₃ y 4.33% Fe₂O₂. La fracción volumétrica fue entre 0% y 25%. Nosotros usamos tres muestras para cada fracción volumétrica. Los resultados de los promedios entre muestras es resumido en las tablas 4.9 y 4.10.

RESULTADOS EXPERIMENTALES

Las mediciones fueron hechas en tres muestras para cada fracción volumétrica de arena. Las muestras son negras, polímero blando, las cuales no han estado bajo un ciclo de presión. La densidad de la matriz "limpia" es de 997 kg/m³ y la velocidad del sonido es 1571 m/s. Los valores de tiempos de arribo representan las mediciones obtenidas después de 500 promedios para cada muestra. Los resultados de los promedios entre muestras son resumidos en las Tablas 4.9 y 4.10. Basados en consideraciones físicas, también como en las Eqs. (4.4) y (4.5) las cuales muestran que la relación de Poisson es independiente de la frecuencia, nosotros calculamos un valor promedio de la relación de Poisson sobre el rango de frecuencia de $\nu = 0.496$, este valor es comparado con el valor de $\nu = 0.492$ predicho por el modelo de Kerner, Eq. (4.5), con la fracción de huecos $\Phi = 0.01$.

En las Tablas 4.9 y 4.10 se dan los valores obtenidos a partir de la medición de la velocidad ultrasónica longitudinal y el modelo de Kerner. Dos sensores fueron usados, uno de baja frecuencia (3 KHz) y otro de alta frecuencia de (240 kHz).

Parámetros	Fracción en volumen					
	0%	8%	10%	15%	20%	25%
Frecuencia 240 kHz						
t_1 [mseg]	7.828	7.772	7.78	7.768	7.676	7.849
Densidad [kg/m ³]	997	1079	1090	1147	1160	1208
Espesor [m]	0.0123	0.01237	0.0124	0.0124	0.0123	0.01236
Velocidad C_1 [m/s]	1571	1591	1594	1597	1602	1575
Velocidad C_2 [m/s]	220	367.76	408.03	483.93	551.16	595.15
$k = C_1/C_2$	7.14	4.326	3.906	3.3	2.906	2.646
G^* [Mpa]	48.25	145.93	181.47	268.61	352.38	427.88
λ^* [Mpa]	2363.50	2439.15	2405.75	2387.98	2271.04	2139.95
E^* [Mpa]	143.80	429.56	531.69	778.68	1009.81	1212.34
K^* [Mpa]	2395.67	2536.44	2526.73	2567.05	2505.96	2425.20
ν^*	0.4962	0.4717	0.4651	0.4488	0.4328	0.4167

Tabla 4.9 Propiedades mecánicas de las muestras viscoelásticas calculadas a partir de la medición de los tiempos de arribo de las ondas ultrasónicas longitudinal y transversal con un sensor cilíndrico PZT con frecuencia de resonancia de 240 kHz. Donde: t_1 = tiempo de arribo de la onda longitudinal, t_2 = tiempo de arribo de la onda transversal, C_1 = velocidad longitudinal, C_2 =velocidad de corte, G =módulo de cortante, λ = constante de Lamé, E = módulo de Young, K = módulo volumétrico, ν = relación de Poisson.

Parámetros	Fracción en volumen					
	0%	8%	10%	15%	20%	25%
Frecuencia 3 kHz						
t_1 [mseg]	38	30.666	29.333	32	32	38.66
Densidad [kg/m ³]	997	1079	1090	1147	1160	1208
Espesor [m]	0.0123	0.01237	0.0124	0.0124	0.0123	0.01236
Velocidad C_1 [m/s]	323.68	403.38	422.73	387.5	384.37	319.71
Velocidad C_2 [m/s]	40.88	82.29	94.98	104.46	118	109.2
$k = C_1/C_2$	7.92	4.9	4.45	3.7	3.26	2.93
G^* [Mpa]	1.67	7.31	9.83	12.52	16.15	14.40
λ^* [Mpa]	101.18	160.82	175.05	146.31	139.35	94.86
E^* [Mpa]	4.97	21.60	28.98	36.56	46.78	41.32
K^* [Mpa]	102.29	165.69	181.61	154.66	150.12	104.46
ν^*	0.4962	0.4717	0.4651	0.4488	0.4328	0.4167

Tabla 4.10 Propiedades mecánicas de las muestras viscoelásticas calculadas a partir de la medición de los tiempos de arribo de las ondas ultrasónicas longitudinal y transversal con un sensor de película PZT con frecuencia de resonancia de 3 KHz. Donde: t_1 = tiempo de arribo de la onda longitudinal, t_2 = tiempo de arribo de la onda transversal, C_1 = velocidad longitudinal, C_2 =velocidad de corte, G =módulo de cortante, λ = constante de Lamé, E = módulo de Young, K = módulo volumétrico, ν = relación de Poisson.

En las tablas 4.9 y 4.10, las velocidades definitivamente no son lineales con respecto a la frecuencia o las inclusiones de fracción en volumen. Este comportamiento no lineal del incremento en las velocidades, la cuestión de que tipo de función debería ser usada para ajustar esos datos experimentales. En los resultados se observa como varían las propiedades del material viscoelástico en función de la concentración de inclusiones y la frecuencia. Por ejemplo, la variación del Módulo de Young muestra un incremento en función de las inclusiones de fracción en volumen y la frecuencia. Ver tabla 4.11.

Inclusiones	E* [Mpa]	E* [Mpa]
%	3 kHz	240 kHz
0	4.97	143.8
8	21.6	429.56
10	28.98	531.69
15	36.56	778.68
20	46.78	1009.81
25	41.32	1212.34

Tabla 4.11. Variación del Módulo de Young con inclusiones-fracción en volumen y frecuencias.

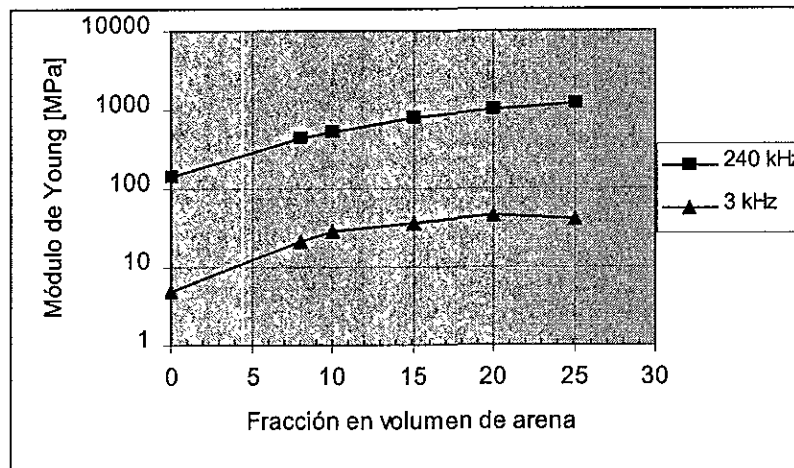


Fig 4.3. Variación del Módulo de Young con inclusiones-fracción en volumen y frecuencias.

Las propiedades dinámicas dependen tanto de la frecuencia como de la temperatura y esto es posible relacionando aproximadamente los dos efectos cuantitativos.

Como se puede observar en la Fig. 4.3 el material se comporta diferente a diferentes frecuencias, alrededor de los 240 kHz el aumento del contenido de inclusiones se comporta como un refuerzo y aumenta su módulo de Young, sin embargo, a bajas frecuencias las inclusiones se comportan como defectos y disminuye su módulo de Young.

LAMINADO UNIDIRECCIONAL DE TELA DE FIBRA DE VIDRIO CON MATRIZ EPÓXICA

Con los métodos convencionales (sección 1.1 pruebas destructivas) es complejo hacer mediciones en este tipo de materiales debido a su estructura, por lo que éste metodo es una alternativa.

Constantes	Fotoacústica	Extensometría [4]	Jones [5]	Tsai [6]
E_x (Gpa)	53.31	53	53	51
E_y (Gpa)	12.35	23.3	18	8.27
C_{1E} (m/seg)	5770			
C_{2E} (m/seg)	2770			

Tabla 4.12 Módulos elásticos calculados a partir de la medición de la velocidad extensional de la lamina unidireccional de fibra de vidrio/matriz epóxica. El volumen de la fibra es de $V_f=40\%$ y la densidad del material es de 1601.242 kg/cm^3 . El subíndice x, y indican la dirección de la medición.

Constantes	Fotoacústica	Extensometría [4]
E_x (Gpa)	34.82	34.845
C_{1E} (m/seg)	4576	

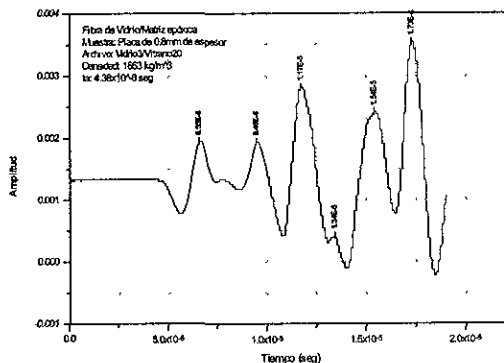


Tabla 4.13 Módulos elásticos calculados a partir de la medición de la velocidad extensional de una lámina simétrica $[90^\circ/0^\circ/90^\circ/0^\circ/90^\circ]_T$ de fibra de vidrio/matriz epóxica. El volumen de la fibra es del $V_f=40\%$, la densidad del material es de 1663 kg/cm^3 .

LAMINADO CUASI-ISOTROPICO DE TELA DE FIBRA DE CARBONO CON MATRIZ EPÓXICA

Como en el caso anterior, la fotoacustica es una alternativa que permite realizar ciertas mediciones cuantitativas, que en otros caso seria imposible.

Constantes	Fotoacústica	Calculada
E_x (Gpa)	44.62	41.35
C_{1E} (m/seg)	5632	

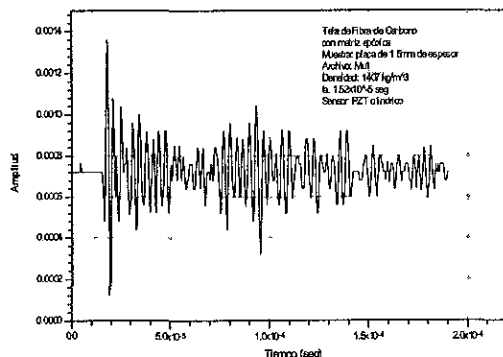


Tabla 4.14. Módulo elástico calculados a partir de la medición de la velocidad extensional de una lamina simétrica $[0^\circ/\pm 60^\circ]_T$ de tela bidireccional de fibra de carbono/matriz epóxica. El volumen de la fibra es de $V_f=50\%$, la densidad del material es de 1407 kg/cm^3 . El laminado se elaboro con tres capas de tela con la técnica de la bolsa de vacío.

⁴ Muestras elaboradas por la Dra. Margarita Navarrete.

En general las diferencias encontradas entre las velocidades longitudinales obtenidas para metales por fotoacústica y las reportadas en diferentes artículos y libros son menores del 2% y con respecto a la velocidad transversal es del 4%, debido principalmente a las diferencias que existen en la fabricación y manufactura de las muestras, materiales utilizados y al tipo de sensor utilizado en las medidas. Las constantes calculadas con estas velocidades varían de la misma manera.

La diferencia porcentual entre los resultados obtenidos para el módulo de Young por método fotoacústico y los medidos por extensometría alcanzan un error de hasta 5%, que es bastante baja. Es recomendable caracterizar los materiales metálicos y compuestos con los que se trabaja, ya que el fabricante proporciona valores con un margen de seguridad muy altos.

Los resultados obtenidos en este trabajo muestran que el método fotoacústico es excelente como técnica no destructiva para la obtención experimental de las propiedades mecánicas de materiales metálicos, elastoméricos y compuestos laminados ya que es: práctico, consistente y no invasivo, si se emplea en el régimen termoelástico.

Las diferencias encontradas entre las velocidades longitudinales obtenidas para metales (aluminio, latón, cold rolled, acero inoxidable, cobre) por fotoacústica y las reportadas en diferentes artículos y libros son menores del 0.2 % y con respecto a la velocidad transversal es del 4%, debido principalmente a las diferencias que existen en la fabricación y manufactura de las muestras, materiales utilizados y al tipo de sensor utilizado en las medidas. Las constantes calculadas con estas velocidades varían de la misma manera.

Los compuestos elastoméricos reforzados con partículas presentan sus propiedades mecánicas en función de la frecuencia. En este trabajo se han calculado las propiedades elásticas de un elastomero negro (hule natural) con diferentes concentraciones de inclusiones (arena) a partir de las mediciones del tiempo de arribo de las ondas longitudinales y de corte en media y baja frecuencia mediante la técnica fotoacústica. Con el sensor de baja frecuencia tenemos buena correlación entre los valores experimentales y los calculados con dicha teoría, sin embargo, los datos obtenidos con el sensor de media frecuencia tenemos una discrepancia considerable.

La diferencia porcentual entre los resultados obtenidos para el módulo de Young por el método fotoacústico y los medidos por extensometría en laminados de fibra de vidrio alcanzan un error de hasta 5 %, que es bastante bajo con respecto a los reportados en la literatura.

Es recomendable conocer la composición e historia termomecánica de los materiales metálicos y compuestos con los que se trabaja, ya que el fabricante proporciona valores con un margen de seguridad muy altos. También las pruebas experimentales deben realizarse siguiendo normas, controlando todas las variables que intervienen durante el desarrollo de la prueba ya que los resultados pueden llegar a ser inconsistentes e inexplicables.

BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

1. C. B. Scruby and L.E. Drain, *Laser Ultrasonics. Techniques and Applications*. (Ed. Adam Hilger. Bristol, Philadelphia and New York), 223-365, (1990). [2]
2. Sybil P. Parker, *Acoustics Source Book*. (Ed. McGraw-Hill, New York), 3-9, (1998).
3. Waterman and Ashby, *The Materials Selector Vol I y II*, (Ed. Norman A. Waterman and Michael F. Ashby), (1997).
4. Mario Acosta, *Tesis de Maestría "Obtención de las propiedades mecánicas de un material compuesto laminar"*, comunicación personal, Noviembre (1998).
5. M. Jones, *Mechanics of composite materials*. (Ed. Hemisphere, New York), 1975.
6. S. W. Tsai, *Introduction to composite materials*. (Ed. Lancaster), 1980.
7. Parker, R. J. Jenkins, C. P. Butler, and G. L. Abbott. *Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity*. *J. Appl. Phys.*, **32**, 9, 1679-1684, (1961).
8. Robert A. Buchanan, Paul Condon, Lee Klynn. *Recent advances in digital thermography for nondestructive evaluation*. SPIE Vol. 1313 Thermosense XII (1990).
9. P. V. McLaughlin Jr., M. G. Mirchandani, P. V. Ciekurs. *Infrared Thermographic Flaw Detection in Composite Laminates*. *Transactions of the ASME*, **109**, 146-150, (1987).
10. W. N. Reynolds. *Nondestructive Testing [NDT] of fiber-reinforced composite materials*. *SAMPE Quarterly*, **16**, No. 4, 1-16, (1985).
11. P. Cielo, G. Rousset, et al. Pulsed Ophothermal Inspection of Composite Materials. *Canadian Aeronautics and Space Journal*. **33**/ No. 3, 125-133, (1987).
12. P. Cielo, X. Maldague, A. Deom, and R. Lewak. *Thermographic Nondestructive Evaluation of Industrial Materials and Structures*. *Materials and Evaluation*. **45**, (1987).
13. L. Balageas, A. Deom and D. M. Boscher. *Characterization and Nondestructive Testing of Carbon-Epoxy Composites by a Pulsed Photothermal Method*. *Materials and Evaluation*, **45**, (1987).
14. Chris Hobbs, Damian Kenway-Jackson and Jim Milne. *Quantitative measurement of thermal parameters over large areas using Pulse Video Thermography*. SPIE, **1467**, Thermosense XIII 264-276, (1991).
15. R. Pitchumani and S. C. Yao. *Evaluation of transverse thermal diffusivity of unidirectional fiber-reinforced composites*. *J. Heat Mass Transfer*. **35**(9), 2185-2194, (1992).
16. X. Maldague, J. C. Krapez, P. Cielo. *Subsurface flaw detection in reflective materials by thermal transfer imaging*. *Optical Engineering*, **30**(1), 117-123, (1991).
17. Norton. *Infrared Image Sensors*. *Optical Engineering*, **30** (11), 1649-1663, (1991).
18. G. R. Edwards. *NDT of welded joints in advanced composite materials*. *The welding Institute Research Bulletin*, **28**, August 1987.
19. Bar-Cohen. *NDE of Fiber- Reinforced. Composite Materials. A Review*. *Materials Evaluation*, **44**, (1986).
20. G. Busse. K. F. Renk. *Stereoscopy depth analysis by thermal wave transmission for nondestructive evaluation*. *Appl. Phys. Lett.* **42**(4), (1983).
21. R. Prakash. *Non-destructive testing of composites*. *Composites*. 217-224 (1980).

22. W. Sachse and K. Y. Kim. *Quantitative acoustic emission and failure mechanics of composite materials*, **25**, 195-264, (1987).
23. Gerike, O. R. and Vogel, P. E. J., *Materials Evaluation*, **22**, 65, (1964).
24. E. Chimenti and C. M. Fortunko. Characterization of composite prepreg with gas-coupled ultrasonics. *Ultrasonics*, **32**, 4. 261-264, (1994).
25. P. Cielo. Pulsed photothermal evaluation of layered materials. *J Appl. Phys.* **56**(1), 230-234, (1984).
26. G. Rousset and L. Bertrand. P. Cielo. *A pulsed thermoelastic analysis of photothermal surface displacements in layered materials*. *J. Appl. Phys.* **57**(9), 4396-4405, (1985).
27. Kanji Ono. Acoustic Emission Behavior of Flawed Unidirectional Carbon Fiber-Epoxy Composites. *Journal of Reinforced Plastics and Composites*. Vol. 7, January 1988.
28. H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids* (Oxford University Press, London, 1959).
29. Nayfeh, A. H., R. L. Crane, and W. C. Hoppe. *The Reflective Acoustic Waves from Water Composite Interface*. 105 Th M of Acoustical Society of America, Cincinnati, OH, May.
30. Scott, W. R. *Wave Propagation in Anisotropy Layered Materials*. Report No NADC-80099-60, 1980. Naval Air Development. Warminster. PA.
31. Bar-Cohen, Y., and R. L. Crane. *Nondestructive Evaluation Fiber Reinforced Composites with Acoustic Backscattering Measurement*, ASTM STP-787, 343-354, (1981).
32. Alzafon, F. E. *Materials Evaluation* **23**, 573, (1965).
33. Green, D. F. *Materials, Evaluation*, **23**, 79, (1965).
34. Schultz, A. W. *Appl. Opt.* **7**, 1845, (1963).
35. M. A. J. Angstrom, *Philos. Mag.* **25**, 181, (1963)
36. Y. H. Pao, *Optoacoustic Spectroscopy and Detection*. (Academic, New York), (1977).
37. Busse, *Infrared Phys.* **20**, 419 (1980).
38. Reifsnider K. L.. *Investigation of acoustic emission during fatigue loading of composite specimens*. *J. Comp. Mater.* **8**, 340-355, (1974).
39. Ameri, S., Ashm E. A. Neuman, V. and Petts C. R., *Electr. Lett.*, Vol. **17**, p. 337 (1981)
40. Murphy H, C. and Aamodt, L.C., *J. Physique*, Coll. C6, p 513 (1983).
41. Bathias, C, and Cagnasso, A., *Application of X-ray Tomography to the Nondestructive Testing of High Performance Polymer Composites, Damage Detection in Composite Materials*, ASTM STP 1128.(J. E. Masters, Ed., American Society for Testing and Materials), 35-54, (1992).
42. Kolsky H., *Stress waves in solids*, Dover Publications, Inc, Nueva York, (1963)
43. A. P. French, *Vibration and waves*, ed Nelson, Gran Bretaña, (1971)
44. J. W. Ballou, *Dynamic Measurements of Polymer Physical Properties*, *Journal of Applied Physics*, Vol **20**, p 493-502 (1949)
45. Donald G. Ivey, *Propagation of Ultrasonic Bulk Waves in High Polymers*, *Journal of Applied Physics*, Vol **20**, p 486-492 (1949)

46. Guang-Liang Quian, *A vibration method for measuring mechanical properties of composite*, theory and experiment, ELSEVIER, Vol **39**, No 1-2, p 31-38 (1997)
47. Terry Sanderson, *Longitudinal wave generation in laser ultrasonics*, ELSEVIER, Ultrasonics, Vol 35, p 553-561 (1998)
48. Donald G. I., Mrowca B. A., E. Guth. J. Applied Phys. **20**, 486-492, (1949).
49. Madigosky W. M. J. Acoust. Soc. Am. **102** (6), 3549-3555. (1997).
50. Degtyar, S. I. Rokhlin. J. Acoust. Soc. A. **102** (6), 3458-3466, (1997).
51. Measaru K, Takuso S, Kazutka A. J. Acoust. Soc. Am. **101** (4), 2111-2121. (1997).
52. E. H. Kerner, "*The elastic and thermoelastic properties of composite media*". Proc. Phys. Soc. London **69**, 808-813 (1956).
53. S.L. Garret. J. Acoust. Soc. Am. **88**, 210-221 (1990).
54. R.Castañeda, M. Navarrete, M. Acosta, M. Villagrán. Memorias del SOMI XIII. "*Determinación del módulo de Young mediante la velocidad del sonido obtenida por fotoacústica*". 448-452, (1998).
55. H. Domininghaus, *Plastics for Engineers*, ed. Hanser, 3ª. Edición, Alemania, (1993).
56. R. M. White, *Generation of elastic waves by surface heating*, J. Appl. Phys. **34** (1963) 3359-3567.
57. J. S. Steckenrider. T. W. Murray, J. W. Wagner, J. B. Deaton, *Sensitivity enhancement in laser ultrasonics using a versatile laser array system*, J. Acoust. Soc. Am. **97** (1) (1995) 273-279.
58. J. F. Ready, *Effects of High-Powered Laser Radiation*, Academic Press, London, 1971.
59. C. B. Scruby, R. J. Dewhurst, D. A. Hutchins, S. B. Palmer, *Quantitative studies of thermally-generated elastic waves in laser irradiated metals*, J. Appl. Phys. **51** (1980) 6210-6216.
60. L. R. F. Rose, *Point-source representation for laser-generated ultrasound*, J. Acoust. Soc. Am. **75** (3) (1984) 723-732.
61. A. F. McDonald, *On the calculation of laser generated ultrasound pulses*, JNDE 9 (1990) 223-228.
62. J. B. Spicer, *Laser ultrasonics in finite structures, comprehensive modeling with supporting experiment*, Ph. D. Dissertation, Johns Hopkins University, Baltimore, 1991.
63. U. Schliechert, K. J. Langenberg, A quantitative theory of laser-generated ultrasound, in: D. E. Chimenti, D. O. Thompson (Eds.), *Review of Progress in Quantitative NDE*, vol. **8A**, Plenum, New York, 1989, pp. 489-496.
64. C. B. Scruby, L. E. Drain, *Laser Ultrasonics*, Hilger, Bristol, UK, 1990.
65. T. Sanderson, C. Ume, J. Jarzynski, *Laser generated ultrasound: a thermoelastic analysis of the source*, Ultrasonics **35** (2) (1997) 115-124.
66. P. A. Doyle, *On epicentral waveforms for laser-generated ultrasound*, J. Phys. D: Appl. Phys. **19** (1986) 1613-1623.
67. R. J. Conant, K. I. Telschow, *Longitudinal wave precursor signal from an optically penetrating thermoelastic source*, in: D. O. Thompson (Ed.) *Review of Progress in Quantitative NDE*, vol. **8**, Plenum, New York, 1989.
68. A. F. McDonald, *On realistic modeling of laser-generated ultrasound pulses*, in: *Proceedings of the 1989 IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 531-534.

69. A. F. McDonald, *On the precursor in laser-generated ultrasound waveforms in metals*, Appl. Phys. Lett. **56** (3) (1990) 230-232.
70. G. S. Kino, R. G. Stems, *Acoustic wave generation by thermal excitation of small regions*, Appl. Phys. Lett. **47** (9) (1985) 926-928.
71. J. C. Strikwerda, A. M. Scott, *Thermoelastic response to a short laser pulse*, J. Thermal Stress **7** (1984) 1-17.
72. K. S. Crump, *Numerical inversion of Laplace transforms using a Fourier series approximation*, J. Ass. Comp. Mach. **23** (1) (1976) 89-96.
73. W. Nowacki, *Thermoelasticity*, 2nd ed., Polish Scientific Publishers, Warszawa, 1986.
74. M. Balla, *Analytical study of the thermal shock problem of a half-space with various thermoelastic models*, Acta Mech. **89** (1991) 73-92.
75. E. Sternberg, J. G. Chakravorty, *On inertia effects in a transient thermoelastic problem*, ASME J. Appl. Mech. Dec (1959) 503-509.
76. J. E. Sinclair, *Epicentre solutions for point multipole source in an elastic half-space*, J. Phys. D: Appl. Phys. **12** (1979) 1309-1315.
77. R. L. Kligman, Walter M. Madigosky and J. R. Ballow, J. Acoustic. Soc. Am. **70** (5), (1981) 1437.

PRUEBAS DISPONIBLES PARA LA DETERMINACIÓN DEL MÓDULO DE YOUNG

La producción y uso de los materiales depende, en gran parte, de sus propiedades mecánicas, tal como su *resistencia*. Es posible obtener valores numéricos que describan ésta propiedad mediante el uso de pruebas patrón.

INTRODUCCIÓN:

Como la selección de un material para una aplicación estructural específica depende de sus propiedades mecánicas, es importante conocer algunas de las pruebas empleadas para medir su resistencia y entender el significado de la información obtenida con ella. *La capacidad de un material para soportar una carga estática puede determinarse mediante una prueba destructiva o no destructiva*. Los resultados de éstas y otras pruebas son, a menudo, de significado empírico más que fundamental. A pesar de esto, son muy útiles para el diseñador, fabricante o investigador.

1.1 PRUEBAS DESTRUCTIVAS

La prueba de tracción, en la cual se estira un material hasta su ruptura durante un período relativamente corto, es quizá la más útil de todas las pruebas destructivas empleadas para evaluar propiedades mecánicas. En ella (ver Fig. 1.1) la muestra se estira a una velocidad de deformación constante midiéndose, como una variable dependiente, la carga necesaria para producir una elongación especificada.

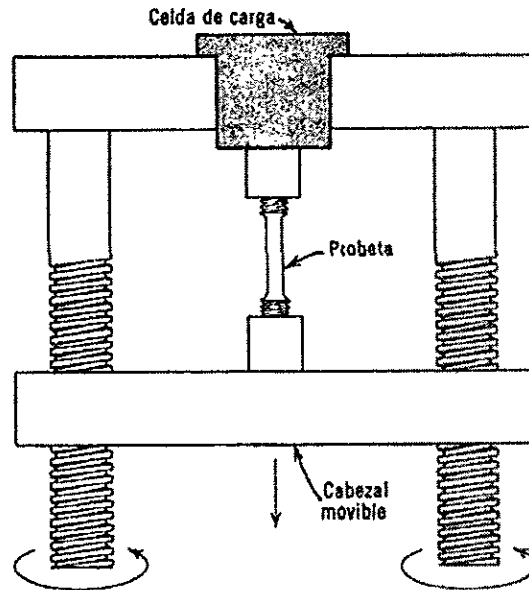


Fig. 1.1 Dibujo esquemático de un aparato para pruebas de tracción

Con los resultados de la tracción se puede graficar una curva de carga contra elongación, que generalmente se registran como valores de esfuerzo y deformación unitarios, y son independientes de la geometría de la muestra.

El esfuerzo ingenieril, σ , se define como la razón de la carga aplicada a la muestra, P , a la sección transversal original, A_0 :

$$\sigma = \frac{P}{A_0}$$

La deformación ingenieril, ε , se define como la razón del cambio en la longitud de la muestra, Δl , a su longitud original, l_0 :

$$\varepsilon = \frac{l - l_0}{l_0} = \frac{\Delta l}{l_0}$$

La figura 1.2 muestra una curva de esfuerzo contra deformación ingenieril para cobre policristalino.

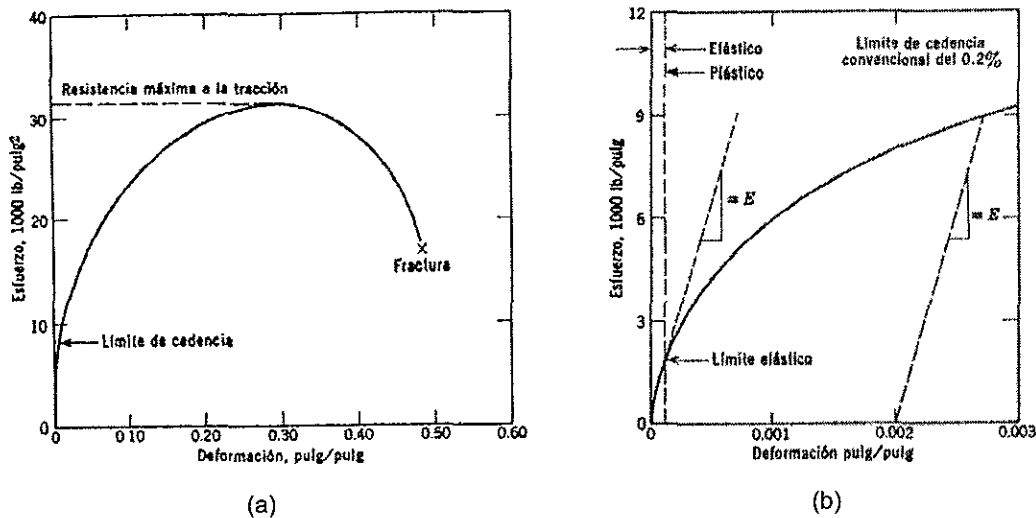


Fig. 1.2 Diagrama de esfuerzo contra deformación ingenieril para cobre policristalino, (a) Diagrama completo; (b) Región elástica y región plástica inicial, que muestra el límite de fluencia para una deformación de 0.2%

Al iniciarse la prueba de tracción, el material se deforma *elásticamente*; esto significa que, si la carga se elimina, la muestra recupera su longitud original. Se dice que el material sobrepasó su límite elástico cuando la carga es de magnitud suficiente para iniciar la deformación plástica, esto es, no recuperable; en otras palabras, el material no recupera su longitud original si se elimina la carga aplicada. (Siempre existe una porción elástica del alargamiento total que se recupera, pero, durante la deformación plástica, se conserva un alargamiento neto). A medida que la muestra continúa alargándose, el esfuerzo ingenieril aumenta y se dice que el material ha sufrido un *endurecimiento por tracción o deformación*.

El esfuerzo alcanza su máximo en el valor de resistencia máxima a la tracción. En este valor de esfuerzo se forma en la probeta una constricción o "cuello", la cual es una reducción localizada en el área de la sección transversal, en la que se concentra todo el alargamiento posterior. Una vez formada esta constricción, el esfuerzo ingenieril disminuye al aumentar la deformación y continúa disminuyendo hasta que la muestra se rompe. En aquellos materiales que se rompen sin formar una constricción, el valor de resistencia máxima a la tracción y el valor de esfuerzo de fractura son iguales. Sin embargo, cuando hay formación de "cuello", la carga para fractura es menor que la carga para resistencia máxima a la tracción.

En la figura 1.3 se muestran las curvas de esfuerzo contra deformación ingenieriles para varios materiales. Para metales y materiales cerámicos, la relación entre esfuerzo y deformación en la región elástica es lineal y la ecuación que la describe recibe el nombre de la *ley de Hooke*:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon$$

en donde E es una constante llamada *módulo de Young*. En metales y materiales cerámicos la máxima deformación elástica que se puede obtener es menor a 0.5%. En el hule y otros elastómeros, la relación entre esfuerzo y deformación no es lineal, y se pueden producir deformaciones elásticas recuperables en varios cientos de porcentaje. El valor de esfuerzo en el

MÁQUINAS DE ENSAYO DE TRACCIÓN Y COMPRESIÓN DE USO COMÚN.

Las máquinas que se consideran son, por orden alfabético, las Amsler, Avery, Denison, Hounsfield e Instron.

MÁQUINAS DE ENSAYO AMSLER

Este tipo de máquina emplea un pistón hidráulico rectificando, incorporando pistones gemelos que operan uno dentro del otro. El pistón interno puede usarse solo, u operar ambos para dar dos escalas de carga. La carga se mide mediante un dinamómetro formado por un pequeño cilindro calibrado en que la presión de aceite del cilindro principal empuja al pistón contra la resistencia uniformemente creciente de una palanca de péndulo. La posición de la palanca y, por tanto, el valor de la carga, se indica por una manecilla en una esfera graduada. El registro autográfico se realiza en un rodillo de 8 pulgadas de longitud por 4 pulgadas de diámetro. La velocidad de deformación es variable continuamente hasta 5 3/8 pulgadas por minuto. La presión de aceite se genera mediante un motor eléctrico que impulsa una bomba hidráulica.

MÁQUINAS DE ENSAYO AVERY

Semejante en algunos aspectos a la Amsler, el diseño de la máquina de ensayo universal Avery se basa en el empleo de un solo pistón pulido accionado hidráulicamente, mientras la carga se mide mediante un pequeño cilindro calibrado, cuyo pistón opera a través de un sistema de doble palanca contra una palanca de péndulo. Cada máquina tiene diversos intervalos de carga, indicándolos en una sola esfera graduada que va alojada en el armario. El intervalo de carga se cambia modificando la relación de palanca entre el cilindro calibrado y la palanca del péndulo.

MÁQUINAS DE ENSAYO DENISON

Las máquinas universales de ensayo marca Denison difieren de los dos sistemas ya descritos, en que el sistema de pistón hidráulico de aplicación de carga es independiente del sistema de medida de carga. La carga se mide directamente mediante un sistema de pesas por palanca múltiple que actúa sobre resortes calibrados. La deformación de los resortes y, por consiguiente, la carga, se indica en una sola escala de esfera graduada. El intervalo de carga se cambia alterando la relación de palanca del sistema, movimiento que cambia automáticamente las cifras indicadas en la esfera.

EL TENSÓMETRO HOUNSFIELD

Esta máquina difiere de las anteriores en que es una máquina pequeña, no pensada para ensayos normalizados. Su propósito es servir, principalmente, como una herramienta normal de laboratorio para ensayos cualitativos rápidos de pequeñas probetas, sin que implique un gran desembolso de capital. La máquina es de tipo horizontal, con menos de cuatro pies de longitud y fácilmente transportable. Su función principal es el ensayo de tracción, pero tiene accesorios disponibles para compresión, flexión, etc.

MÁQUINA DE ENSAYO INSTRON

La máquina americana Instron es casi exclusivamente para trabajo de investigación de laboratorio. Debido a su capacidad máxima, las probetas tienen que ser pequeñas para muchos materiales, por tanto, los resultados de los ensayos tienden a ser no representativos. Por otro lado, la precisión es alta, y el control de aplicación de la carga es versátil, permitiendo aplicar ciclos de tracción de tipo repetitivo controlados automáticamente en un gráfico. La deformación se registra también automáticamente a partir del movimiento del travesaño de la máquina. La carga se aplica mediante un motor eléctrico, impulsando, a través de un tren de engranajes, los dos tornillos que mueven el travesaño. La velocidad del movimiento del travesaño es variable hasta 2 o 20 pulgadas por minuto, de acuerdo con el modelo de máquina. La máquina no es adecuada para ensayos de rutina.

1.2 PRUEBAS NO DESTRUCTIVAS

En la actualidad los métodos no destructivos principalmente empleados para evaluar estructuras son; el ultrasonido y las radiográficas.

PRUEBAS ULTRASÓNICAS

Las ondas elásticas son de dos clases. Las ondas P (ondas primarias), las cuales son ondas de compresión longitudinal y las ondas S (ondas secundarias) que son ondas de corte transversales. En un sólido isotrópico la velocidad de la onda P es: $V_p = \sqrt{E/\rho}$; para las fibras de grafito V_p es del orden de 10^4 ms^{-1} . El oído humano es sensible a frecuencias en el rango de 20 - 20,000 kHz, llamado intervalo de audio. *Las ondas elásticas con frecuencias arriba de 20kHz son llamadas ondas ultrasónicas.* La frecuencia empleada en el ultrasonido convencional es generada por efectos piezoeléctricos con materiales tales como el titanato de zirconio que se encuentra en el intervalo de 20kHz a 5MHz, usando la relación $\lambda = V/\nu$, encontramos que $\lambda = 1 \text{ cm}$ para 1MHz para fibras de grafito.

Gran cantidad de anomalías pueden ser caracterizadas usando barrido ultrasónico, ya que puede determinar la calidad y *la estructura interna* (cambios de espesor, distribución de la fibra y la matriz, contenido de porosidad, contaminaciones, delaminaciones, daños por impacto entre otros). *El ultrasonido es usado extensamente en la investigación y en la industria por su capacidad de revelar las propiedades elásticas de los compuestos.*

Las anomalías y las variaciones en las propiedades físicas del material afectan la intensidad, la velocidad, la dispersión y reflexión del haz ultrasónico.

La inspección ultrasónica incluye dos modos:

- El de transmisión; donde la energía acústica se mide después de que viaja a través del espécimen y,
- El de reflexión (o *pulso-eco*); donde se evalúan los ecos acústicos reflejados por las discontinuidades que se presentan en el compuesto.

Las pruebas ultrasónicas en marcos estructurales presentan las siguientes características distintivas: el acoplamiento de un par de transductores ultrasónicos en la estructura y su inmersión en un tanque de agua, o, si la estructura es grande, se hace un barrido con dos sondas de chorro. También, se utiliza el acoplamiento a través del aire, Chimenti y Fortunko [24] (1994).

TERMOGRAFÍA

Una alternativa a las pruebas ultrasónicas es la Termografía, por medio de la cual, contornos de igual temperatura o isotermas son registrados sobre una superficie.

Desde hace unos 30 años (por ejemplo; Gerike [23] (1964), Alzafon [32], Green [33] (1965)), la termografía se ha desarrollado como una técnica de evaluación no destructiva (NDE) para materiales compuestos. Varios de estos métodos están en uso en laboratorios, manufactura, control de calidad y en aplicaciones en el campo de la inspección, abarcando la observación en régimen estacionario de la distribución de temperaturas y aplicando calor a objetos en una sola dimensión.

Hasta ahora, las cámaras infrarrojas (IR) habían sido usadas principalmente para aplicaciones de inspección cualitativa, pero en los últimos años se ha venido desarrollando una técnica denominada video termografía transitoria (VTT) que es usada por numerosos investigadores: Cielo, Rousset, *et al* [11] (1987), Balageas, Deom y Buscher [13] (1987), Hobbs *et al* [14] (1991), Pitchumani y Yao [15] (1992), Maldague y Krapez [16] (1991), Sakagami y Ogura (1994), entre otros, como una herramienta, ya que presenta en imágenes grandes superficies y es más fácil de usar que otros métodos alternativos como son: los rayos X, la radiografía neutrónica, la transmisión y reflexión sónica y ultrasónica. Estos métodos requieren de equipo sofisticado y de técnicos especializados para analizar sus resultados.

Las técnicas térmicas se han desarrollado gracias a la disponibilidad de fuentes de calor sin contacto, sensores térmicos y cámaras infrarrojas (IR). Las aplicaciones incluyen: la detección de puntos calientes en circuitos impresos, partes sobrecalentadas en alabes de turbinas, inspección del daño por fatiga, *visualización del campo de esfuerzos durante pruebas mecánicas cíclicas*, control del rolado en caliente, procesos de soldadura, detección de corrosión metálica (Buchanan *et al* [8]), detección de grietas superficiales y defectos subsuperficiales (McLaughlin *et al* [9]).

MÉTODOS OPTOTÉRMICOS

El análisis cuantitativo de la propagación térmica dentro de las industrias de producción de materiales se ha desarrollado desde hace un siglo para medir la conductividad y difusividad térmica. Estas propiedades térmicas se han obtenido experimentalmente con una gran variedad de métodos estacionarios. Sin embargo, los métodos no estacionarios son más populares ya que son más rápidos de desarrollar, además de presentar menores pérdidas por el efecto de las fronteras.

Los métodos no estacionarios incluyen técnicas transitorias, donde una porción del material es calentada por un periodo de tiempo corto y el decaimiento térmico se registra para evaluar la difusividad térmica, *también hay técnicas periódicas donde el material es calentado por una fuente modulada de calor y se registra el retraso de fase de la onda térmica que se propaga a través del espécimen para evaluar sus propiedades mecánicas*. Las fuentes periódicas de calor incluyen; la emisión de luz pulsante, haz de electrones modulados y fuentes radiantes, para aplicar calor a una cara de la muestra y medir su inercia térmica.

SISTEMAS COMPUTARIZADOS.

BARRIDO C-ULTRASÓNICO.

Existen muchos sistemas computarizados para la inspección de estructuras con barrido-C ultrasónico. Estos sistemas consisten de tres partes principales:

- un sistema mecánico para barrer las estructuras con múltiples arreglos para el sondeo en pruebas de inmersión o con boquillas de inyección,
- un detector de defectos multicanal, capaz de registrar varios ecos ultrasónicos simultáneamente, así como, sus tiempos de recorrido. Algunos instrumentos son capaces de capturar la forma total de la onda ultrasónica (A-scan), y
- una mini o microcomputadora, para procesar los datos digitados del detector de defectos ultrasónico, y que proporciona imágenes de alta resolución en el monitor.

La principal ventaja de los sistemas computarizados es que los datos de la prueba pueden ser almacenados en disco.

El barrido tipo C siempre ha sido descrito como un mapa de atenuación de la estructura. En una imagen cada pixel representa un nivel de amplitud en el monitor, ya sea del eco o del pulso de transmisión. Una escala de color es cuidadosamente seleccionada para prever que la información esencial no se pierda.

Para grandes estructuras, cada pixel podría representar 30 a 40 datos del barrido. El color del pixel podría representar un valor promedio de la amplitud media, o en un mapa de atenuación, el valor de la amplitud mínima, etc. Hay programas diseñados especialmente para barrido-C que reducen el ruido de las imágenes de estructuras tipo panel.

También se pueden construir imágenes de barrido tipo B, este tipo de barrido se usa para obtener información transversal del compuesto. Combinando el barrido C y el barrido B se pueden construir proyecciones isométricas de la estructura compuesta. Si se tienen dos imágenes isométricas con un ligero desplazamiento en su eje de red se pueden lograr pares estereográficos. Resumiendo, el procesamiento digital de los datos del barrido C ultrasónico contribuye grandemente a la inspección de estructuras de compuestos avanzados. Se usan dos métodos para analizar los datos ultrasónicos: la forma de la onda y el histograma estadístico.

Tanto el histograma promedio como la forma de onda tienen una gran dependencia con: *el estado de esfuerzos*, la porosidad, distribución del contenido de fibra y resina, contaminaciones, delaminaciones, cambios de espesor, daños por impacto que presente la estructura. Para ello emplean dos parámetros a saber; la intensidad promedio m , y la desviación estándar de la intensidad, s .

RESONANCIA ULTRASÓNICA

La obtención de las propiedades elásticas de los materiales por medio de este método consiste en aplicar una fuerza oscilante mediante un sistema mecánico, la amplitud de esta fuerza se mantiene constante mientras se va variando su frecuencia, así, se encuentra la frecuencia máxima (frecuencia de resonancia del sistema), que depende de las propiedades elásticas del sistema, mientras que su ancho da una medida de las fuerzas disipativas que se presentan.

Cuando las fuerzas disipativas son grandes, los valores de la frecuencia de resonancia cambian y estos efectos pueden ser evaluados cuando se conocen los valores del amortiguamiento.

Si se toman las precauciones convenientes se pueden eliminar amortiguamientos extraños debidos a la resistencia del aire, pérdida en los soportes, etc. Las fricciones internas y las constantes elásticas del espécimen se determinan por este método y las mediciones se realizan empleando oscilaciones longitudinales, flexionantes y torsionales desde bajas a altas frecuencias.

El método se emplea cuando el amortiguamiento del material es grande tal que las oscilaciones libres decaen rápidamente y pueden hacer mediciones precisas; por otro lado, el método no es tan apropiado para especímenes con bajas fricciones internas ya que los picos resonantes en este caso no llegan a ser lo suficientemente agudos para trabajar con exactitud.

La desventaja principal del método es que el acoplamiento entre el sistema excitador y el espécimen cambia la frecuencia de resonancia y la forma del pico resonante del espécimen. Por lo que es necesario tener perfectamente calibrado el sistema.

Quimby (1925) fue el primero que empleo el sistema de resonancia para medir la fricción interna en sólidos.

Diversas aplicaciones han sido exploradas por mediciones de resonancia ultrasónica usando transductores acústico-electromagnéticos en cilindros y esferas. Desde que los transductores son de no contacto, las velocidades acústicas y el amortiguamiento pueden ser determinados con gran exactitud, y los pequeños cambios con relación a las propiedades del material o a la detección del ambiente de la muestra.

Las frecuencias de resonancia para ciertos modos de "cortante-axial" en varillas de acero endurecidas por inducción se han encontrado que es altamente correlacionada con sus propiedades volumétricas, provee una medición no destructiva de las propiedades volumétricas comparada en exactitud a las pruebas destructivas. La aplicación de esfuerzos en un cilindro de aluminio se ha medido con compensación de temperatura automáticamente usando las frecuencias de resonancia de un modo cortante-axial y un modo torsional, esto ha demostrado las bases para una celda acústica cargada. La anisotropía elástica en un aluminio se ha medido con frecuencia relativa dividida de modo cortante-axial que puede degenerar en un material isotrópico. También los transductores acústico-electromagnéticos han sido incorporados en un sistema, usado para obtener sus constantes elásticas y amortiguamiento de esferas metálicas a temperaturas elevadas.

ANÁLISIS TERMOMECÁNICO (TMA Thermomechanical Analysis)

Esta técnica mide los cambios dimensionales de una muestra en función de la temperatura. Este es usado ampliamente en el análisis de polímeros y compuestos para medir los coeficientes de expansión, fusión y temperaturas suavizadas.

ANÁLISIS TÉRMICO DIFERENCIAL (DTA Differential Thermal Analysis)

Esta técnica se puede definir como un método de cambio de temperatura en el cual se mide la diferencia en temperatura entre una sustancia y un material de referencia mientras ambas están sujetas a un programa de temperatura controlado. Con esta técnica se puede almacenar mucha de la información sobre una muestra en forma de curvas térmicas.

TÉCNICA DE VIBRACIÓN [46]

Esta técnica identifica propiedades elásticas y de amortiguamiento en compuestos laminados. El análisis es basado en un modelo de elemento finito el cual considera los efectos de deformación cortante transversal y amortiguamiento por histéresis.

Las constantes elásticas y los factores de pérdida del material son parámetros que se pueden seleccionar. Desde el primer amortiguamiento ocurre un cambio en la parte imaginaria de los eigenvalores y de los eigenvectores, por lo que los parámetros complejos pueden ser medidos.

Los parámetros seleccionados deben ser bien identificados para minimizar la función de error contenida en las desviaciones de los eigenvalores y las respuestas entre el experimento y el análisis.

En principio, éste método permite determinar todas las constantes elásticas y los factores de amortiguamientos simultáneamente.

Elementos básicos de control para la adquisición de datos. Programas de comunicación y control.

Esta sección es una versión simplificada de la comunicación y control automático del osciloscopio Tektronix 540 con una computadora PC, a través de una interfaz GPIB (General Purpose Interface Bus). Se presenta un programa de transferencia de datos del osciloscopio a la PC, formateados para leerlos con el paquete matemático ORIGIN. Estos programas transfieren los datos únicamente durante la medición del experimento, con la posición de la tecla RUN/STOP en stop, además el diseño se pensó para acceder mediciones que fueran el promedio de un cierto número de mediciones (que provee el osciloscopio) así, la tecla del modo de adquisición (acquire menu) debe estar en average.

Los presentes programas pueden mejorarse, hacerse más flexibles, proveer más funciones de control, etc. En términos generales la forma de comunicar o controlar un equipo con una interfaz GPIB es la siguiente:

1. Instalar la tarjeta GPIB en una PC compatible, darla de alta (utilizando el programa IBCONF.EXE, software que viene con la tarjeta). En los programas realizados se configuró el sistema para que la GPIB reconozca al osciloscopio con DEV1 y a la PC (controlador) como GPIB0. Se tiene que indicar la dirección del dispositivo (DEV1, el osciloscopio es programable, y se puede cambiar esta dirección, ahora funciona con la dirección 17).
2. Con un lenguaje de alto nivel se crean programas que con ayuda de las utilerías de la GPIB (ver manual de uso), se accesan funciones de control o mando del dispositivo (ver manual de programación del osciloscopio)
3. Los programas se hacen ejecutables para correrlo en cualquier ambiente.

El programa se realizó en Quick-Basic y, para hacerlo ejecutable, se usan las utilerías que provee el osciloscopio, estas son básicamente: qbdecl.bas y qbibi.obj.

Es importante copiar estos programas en algún directorio ya que en esta dirección se crearán los programas ejecutables. Esto se logra de la manera siguiente:

El programa .bas creado en Quick-Basic se compila con la siguiente instrucción:

```
Bc/o <nombre del archivo>.bas
```

Creando así un archivo con el mismo nombre pero con extensión obj.

Para encadenar (link), se aplica el siguiente comando al archivo con extensión obj:

```
Link <nombre del archivo>.obj+qbib.obj
```

Obteniendo así un programa ejecutable con extensión EXE.

NOTA: Otra de las utilerías del osciloscopio es el programa GPIBIO.BAS, el cual contiene una colección de rutinas de entrada/salida usadas por otros programas que son incluidas en la compilación.

A continuación se presenta una somera descripción de la GPIB, del osciloscopio Tektronix 540, de las características más sobresalientes del programa y finalmente se presenta el listado.

GPIB

La interfaz IEEE-488 es un sistema del cual pueden interconectarse dispositivos electrónicos para comunicarse y/o controlar un dispositivo. Esta interfaz también conocida como GPIB, tiene una tasa de transferencia de datos grande (300 kbytes/seg), característica importante en la intercomunicación y control de periféricos. Posee un manejador de software llamado NI488, diseñado en los 80's para el sistema operativo MSDOS basado en computadoras personales. Para manejar la interfaz se dan dos tipos de mensajes:

- a) Mensajes de interfaz: dirigen la GPIB para ejecutar funciones como la inicialización del bus, direccionamiento, habilitación en modo remoto o local etc. Estas funciones son conocidas como funciones de bajo nivel o de teclado.
- b) Mensajes dependientes del dispositivo: que transfieren información de un dispositivo específico, como es la programación de instrucciones, resultados de mediciones, estado del dispositivo, etc. Estas funciones son conocidas como de alto nivel.

Para poner en uso el manejador NI488 debe instalarse como parte de MSDOS y accesarse desde programas del usuario como llamadas de funciones. Estas funciones están divididas en grupos y cada grupo se distingue por el tipo de aplicación que proporcionan, por ejemplo, el grupo uno da las funciones primarias de entrada/salida de dispositivos, sólo incluye funciones para abrir un dispositivo. La lista de las funciones del NI488 pueden verse en el manual de uso.

DIRECCIONANDO EL OSCILOSCOPIO

El osciloscopio Tektronix TDS-520 de 500 MHz con 4 canales d entrada (50Ω y $1 M\Omega$), y una escala en voltaje mínimo de 1 mV (se puede hacer zoom en escalas menores). Contiene un gran número de funciones como filtrado, modos de adquisición, cursores, memoria para almacenar mediciones (4), pero además se le puede adicionar funciones como la Transformada Rápida de Fourier (FFT), suma de canales y función inversa. Además por ser digital es fácil instrumentar la comunicación con PC's ya que tiene incluida una interfaz GPIB, tiene, en su parte posterior, un conector GPIB de 24 patas, este conector tipo D cumple el estándar 488.1-1987.

Para direccionar el osciloscopio (es programable), recuerde que la dirección del osciloscopio, para la configuración de la GPIB es 17, basta con accesar el menú UTILITY (SHIFT DISPLAY) en la opción System (I/O), en donde aparece la configuración (Configure talk/listen). Seleccionando lo anterior aparece en el menú lateral el letrero de GPIB Configuration, presionar la tecla lateral en Talk/listen hasta llegar al número 17.

En el manual de programación del Osciloscopio Tektronix TDS 520 se puede ver la sintaxis de los comandos y Querys, así como una lista y descripción de los comandos que maneja.

LOS PROGRAMAS*

Se crearon dos versiones distintas de control del osciloscopio, en el segundo se adicionaron más funciones como por ejemplo, elegir el canal del osciloscopio utilizando en la medición, almacenar las mediciones realizadas en una matriz de longitud 2500 x M, donde M es el número de mediciones realizadas en función de algún parámetro previamente definido (como la temperatura). Sin embargo el primer programa se ha utilizado con más frecuencia. Esto se debe a la flexibilidad que presenta el no estar sujeto a algún parámetro que se debe definir previamente, lo que implica tener una planeación clara del experimento, en cambio el primer programa aunque sólo accesa la medición a través del canal 1, el usuario no tiene que dar la orden de almacenar hasta estar seguro de que la señal mostrada en el osciloscopio, es la señal deseada, guardando los datos con algún nombre mnemotécnico (hasta 20 caracteres) para indicar las características de la medición. En resumen, las limitaciones de las que adolece este primer programa son:

- Sólo almacena datos de una medición corriente.
- Sólo a través del canal 1.
- El tamaño del vector es de 2500 datos (definir previamente en el osciloscopio)
- Los datos están arreglados en dos columnas (x, y o bien tiempo, voltaje), separadas por un espacio, de lectura directa con la instrucción load <nombre del archivo> con extensión si se le puso, en el ambiente ORIGIN. Es factible leer estos datos en otros ambientes como EXCEL Y QUATRO, pero no necesariamente en todos los demás.

* Los programas fueron realizados por la Dra. Margarita Navarte y la M.C. Rosalba Castañeda.

Se muestra a continuación el listado del primer programa, donde se explican algunas de las funciones utilizadas y están suficientemente marcado como para que un usuario pueda entenderlo con relativa facilidad.

LEE4.BAS

```
'
' leer_sen.bas - programa que carga una señal del osciloscopio, convirtiendo
'               sus valores a mediciones de voltaje absolutos, guardando estos
'               valores en un archivo compatible con MATLAB.
'
'   NOTA:  El identificador del DEVICE es DEV1, y el identificador de la
'          tarjeta GPIB es GPIB0.
'
REM $INCLUDE: 'qbdecl.bas'
REM $INCLUDE: 'gpibio.bas'
GPIBNAME$ = "GPIB0"
CALL IBFIND(GPIBNAME$, BRD%)
IF BRD% < 0 THEN PRINT "Llamado incorrecto a la GPIB con IBFIND ":STOP'
BDNAME$ = "DEV1"
CALL IBFIND(BDNAME$, scope%)
IF scope% < 0 THEN PRINT "Llamado incorrecto al recurso IBFIND": STOP
'
' Limpia el device y checa errores
'
CALL IBCLR(scope%)
IF IBSTA% < 0 THEN PRINT "Llamado incorrecto a IBCLR ": STOP
CALL IBSRE(BRD%, 0)
IF IBSTA% < 0 THEN PRINT "Llamado incorrecto a IBSRE": STOP
'
' Apaga los encabezados de la respuesta requerida.
'
CALL GPIBWRITE(scope%, "HEADER OFF")
'
' Habilita el canal 1 como fuente de datos.
'
DATSRC$ = "CH1"
WRT$ = "DATA:SOURCE " + DATSRC$
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)
'
' Codifica los datos en BINARIO con WIDTH = 1.
'
CALL GPIBWRITE(scope%, "DATA:ENCDG RIBINARY;WIDTH 1")
'
' Identifica el osciloscopio. Si éste es de la serie TDS800, maneja los datos
' en forma diferente.
'
CALL GPIBWRITE(scope%, "ID?")
RD$ = SPACE$(80)
MODEL$ = "TDS400/500/600"
'
' Establece la longitud del Archivo y las posiciones de inicio y final
' En este caso se obtiene la señal entera, por lo que los DATOS inician en 1
' y terminan en 2500.
'
RL% = 2500
WRT$ = "HORIZONTAL:RECORDLENGTH " + STR$(RL%)
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)
```

```

DSTART% = 1
DSTOP% = RL%
WFPOINTS% = DSTOP% - DSTART% + 1
PRINT : PRINT : PRINT
PRINT "          El numero de puntos en la señal es "; WFPOINTS%
PRINT
WRT$ = "DATA:START " + STR$(DSTART%)
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)
WRT$ = "DATA:STOP " + STR$(DSTOP%)
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)
WRT$ = "HEADER OFF"
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)

```

Habilita el # de promedios y pone el MODO Average, al cargar la señal.

```

CALL GPIBWRITE(scope%, "ACQUIRE:NUMAVG 1000")
CALL GPIBWRITE(scope%, "ACQUIRE:MODE AVERAGE")

```

Espera mientras el device adquiere la señal.

```

CALL GPIBWAITCOM(scope%, 14)

```

Pone el DEV1 en la curva requerida y carga los datos de la señal.

```

CALL GPIBWRITE(scope%, "CURVE?")

```

Lee los datos de la señal.

La señal esta formateda como: #<x><yyy><data><newline> donde <x> es el numero de bytes; por ejemplo si yyyy = 2500, entonces x = 4 <yyy> es el numero de bytes transferidos incluyendo checksum; si width = 1 entonces todos los bytes en el bus son puntos de datos simples; si width = 2 entonces los bytes en el bus son pares de 2-byte; este programa usa width = 1 . <data> es la curva de datos <newline> es un byte carácter newline para el final de datos

```

RLPREAM$ = SPACE$(LEN(STR$(WFPOINTS%)) + 1)
CALL GPIBREAD(scope%, RLPREAM$)

```

Dimensionando el arreglo. Hay 2 puntos guardados en cada elemento del ----- ' arreglo.

' El primer dato esta guardado en el byte menos signif. y el 2er dato esta guardado en el byte mas signif. La dimensión del arreglo será la mitad del ' número de puntos de la señal mas un elemento adicional. Este ultimo ----- ' elemento

' se usa como carácter de terminación, opcionalmente, un dato sí la señal contiene un numero impar de puntos.

```

IARRDIM% = INT(WFPOINTS% / 2) + 1      ' 2 Datos por cada entero '
CURBYTES% = WFPOINTS% + 1           ' conjunto de bytes leídos '
DIM IARR%(IARRDIM%)                 ' conjunto de arreglo guardado '

```

Lee la señal

```

CALL IBRDI(scope%, IARR%(), CURBYTES%)
IF IBSTA% < 0 THEN PRINT "Curva requerida incorrecta": STOP
MASK% = &H100
CALL IBWAIT(scope%, MASK%)

```

```
IF IBSTA% < 0 THEN PRINT "Lectura de datos incorrecta": STOP
```

```
' Transfiere datos a algún otro arreglo que tendrá un elemento por dato para  
hacer la manipulación fácil. También se manejan mecanismos de ----- '  
almacenamiento tales como byte bajo, byte alto, byte alto swapping y ----- '  
extensión de signo.
```

```
' Revisa sí, el número de bytes en la forma de onda es par o impar, determina '  
cómo son almacenados, el último dato y carácter de newline. Los datos son - '  
entonces escritos a un archivo llamado "WFM".
```

```
IF INT(WFPOINTS% / 2) = WFPOINTS% / 2 THEN WFPTODD%=0 ELSE WFPTODD% = 1  
LASTEL% = IARRDIM% - 1  
DIM WFARR%(WFPOINTS%) ' conjunto de la forma de onda del arreglo de -----  
salida '  
FOR I% = 0 TO LASTEL%  
IF I% = LASTEL% AND WFPTODD% = 0 THEN EXIT FOR  
P% = IARR%(I%) AND 255  
IF P% < 128 THEN WFARR%(2 * I%) = P% ELSE WFARR%(2 * I%) = -(256 - P%)  
IF I% = LASTEL% AND WFPTODD% = 1 THEN EXIT FOR  
P% = (IARR%(I%) AND -256) / 256  
IF P% < 128 THEN WFARR%(2 * I%+1)=P% ELSE WFARR%(2 * I%+1)=- (256 - P%)  
NEXT I%
```

```
' Lee la forma de onda habilitada. Pone el desplazamiento vertical y la ----- '  
escala multiplier, el trigger, el intervalo de muestreo horizontal, y las - '  
unidades horizontales para convertir los datos a valores de tiempo y ----- '  
voltaje.
```

```
WRT$ = "WFMPRE:" + DATSRC$ + ":YOFF?"  
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)  
RD$ = SPACE$(20)  
CALL GPIBREAD(scope%, RD$)  
YOFF! = VAL(RD$)  
WRT$ = "WFMPRE:" + DATSRC$ + ":YMULT?"  
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)  
RD$ = SPACE$(20)  
CALL GPIBREAD(scope%, RD$)  
YMULT! = VAL(RD$)  
WRT$ = "WFMPRE:" + DATSRC$ + ":YUNIT?"  
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)  
YUNIT$ = SPACE$(20)  
CALL GPIBREAD(scope%, YUNIT$)  
  
WRT$ = "WFMPRE:" + DATSRC$ + ":PT_Off?"  
  
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)  
RD$ = SPACE$(20)  
CALL GPIBREAD(scope%, RD$)  
Ptoff! = VAL(RD$)  
  
WRT$ = "WFMPRE:" + DATSRC$ + ":XINCR?"  
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)  
RD$ = SPACE$(20)  
CALL GPIBREAD(scope%, RD$)  
xincr! = VAL(RD$)  
WRT$ = "WFMPRE:" + DATSRC$ + ":XUNIT?"  
CALL GPIBWRITE(scope%, WRT$)  
XUNIT$ = SPACE$(20)  
CALL GPIBREAD(scope%, XUNIT$)
```

```
INPUT "INDIQUE EL NOMBRE DE ESTE ARCHIVO, CON EXTENSION:", WAVEFL$
```

```
WAVEFL$ = "P_DATOS.M" ' Asigna el nombre del archivo '  
OPEN WAVEFL$ FOR OUTPUT AS #1
```

```
'  
'  
' Procesamiento de datos.  
' Los valores de x, y están en (Seg, Volts)  
' Si este es un osciloscopio TDS400/500/600:
```

```
Time[i] = (i - PTOFF) * XINCR  
Volts[i] = (point value - YOFF) * YMULT  
Q$ = CHR$(59)  
DIM VOLTARR!(WFPOINTS%) ' set up the voltage output array  
DIM TIMEARR!(WFPOINTS%) ' set up the time output array  
FOR I% = 0 TO WFPOINTS% - 1  
    TIMEARR!(I%) = (I% - PtOff!) * xincr!  
    VOLTARR!(I%) = (WFARR%(I%) - YOFF!) * YMULT!  
    PRINT #1, TIMEARR!(I%); VOLTARR!(I%)  
NEXT I%
```

```
'  
' mensajes finales  
'
```

```
PRINT " Los datos de tiempo y voltaje están en el archivo ";  
PRINT WAVEFL$  
PRINT " El intervalo de muestreo en x es:"; xincr!  
PRINT " La posición del TRIGGER es:"; PtOff!  
END
```

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO II

- Fig. 2.1 Esquema de la región de la fuente ultrasonica generada por laser
- Fig. 2.2 Desplazamiento sobre el eje epicentral contra tiempo en aluminio para un laser Q-pulsado de 25.4 mm desde el origen.
- Fig. 2.3 Mitad del espacio en una dimensión
- Fig. 2.4 Profundidad d penetración de los disturbios térmicos y mecánicos
- Fig. 2.5 Desplazamiento contra posición durante la generación de ondas
- Fig. 2.6 Desplazamientos en función de la posición para diferentes perfiles de temperaturas
- Fig. 2.7 Desplazamientos en función de la posición para diferentes tipos de rampa
- Fig. 2.8 Desplazamiento en función de la posición para un flujo de calor Gaussiano a $\tau = 0$
- Fig. 2.9 Componentes de esfuerzo actuando en un paralelepipedo rectangular infinitesimal
- Fig. 2.10 Cortante y rotación en dos dimensiones
- Fig. 2.11 Esfuerzos actuando en un paralelepipedo rectangular pequeño
- Fig. 2.12 Propagación de ondas longitudinales a través de un medio sólido

CAPÍTULO III

- Fig. 3.1 Diagrama a bloques del procedimiento experimental
- Fig. 3.2 Esquema del diseño experimental de las mediciones fotoacústicas
- Fig. 3.3 Arreglo físico del diseño experimental de las mediciones fotoacústicas
- Fig. 3.4 Arreglo para la medición directa o punto a punto
- Fig. 3.5 Señal fotoacústica que presenta el aluminio con espesor de 25mm, donde se observa el tiempo de arribo de la señal y sus picos principales
- Fig. 3.6 Arreglo para la medición indirecta
- Fig. 3.7 Gráfico distancia-tiempo para un Aluminio 6061-T6, con un espesor de 1.78mm
- Fig. 3.8 Señal que produce el YAG: (a) cuando se dispara, (b) Transformada Rápida de Fourier (FFT) donde se observa su frecuencia de resonancia
- Fig. 3.9 Diseño del detector, basado en un piezoeléctrico de Plomo-Circonio-Titanio (PZT) (A.C. Tam y C.K.N. Patel, 1979 [16])
- Fig. 3.10 (a) Respuesta del sensor PZT con una impedancia de $50M\Omega$, (b) Transformada Rápida de Fourier (FFT) donde se observa su frecuencia de resonancia
- Fig. 3.11 Arreglo para calibrar directamente de un transductor PZT el tiempo de arribo sin muestra
- Fig. 3.12 (a) Respuesta del sensor PZT con una impedancia de $1M\Omega$, (b) Transformada Rápida de Fourier (FFT) donde se observa su frecuencia de resonancia
- Fig. 3.13 (a) Arreglo para obtener corrección por directividad del tiempo de arribo en función de θ , para un aluminio (b) Arreglo físico para obtener corrección por directividad del tiempo de arribo en función de θ , para un aluminio.
- Fig. 3.14 Representación en coordenadas polares de CIR2 de los resultados obtenidos con el arreglo para obtener corrección por directividad del tiempo de arribo en función de θ .
- Fig. 3.15 Respuesta de una muestra de Aluminio ($\theta = 0^\circ$) con una impedancia de $1 M\Omega$.
- Fig. 3.16 Transformada Rápida de Fourier (FFT) donde se observa su frecuencia de resonancia de una muestra de Aluminio con una impedancia de $1 M\Omega$.
- Fig. 3.17 Gráfico de los tiempos de arribo "reales" con la tendencia media

CAPITULO IV

- Fig. 4.1 Representación del tiempo de arribo longitudinal y transversal
- Fig. 4.2 Módulo de Young y factor de pérdida contra frecuencia para un hule GR-S a 20°C
- Fig. 4.3 Variación del Módulo de Young con inclusiones-fracción en volumen y frecuencias.

LISTA DE TABLAS

CAPITULO III

Tabla 3.1 Tiempos de corrección y tiempos de arribo aparentes de seis mediciones realizadas en una probeta simicilindrica de Aluminio.

Tabla 3.2 Tiempos de arribo "reales" (tiempos aparentes - tiempos de retraso) de seis mediciones realizadas en una probeta semicilindrica de Aluminio.

Tabla 3.3 Tiempos de arribo para CIR2 con "K" (C_1/C_2).

Tabla 3.4 Características geométricas y densidad de las muestras empleadas.

CAPITULO IV

Tabla 4.1.- Comparación entre las constantes obtenidas para el aluminio con los datos obtenidos con el método fotoacústico, las reportadas por Scruby¹ y las reportadas por Kolsky⁴².

Tabla 4.2.- Constantes obtenidas para el latón con el método fotoacústico y Pulso-Eco.

Tabla 4.3.- Comparación entre las constantes obtenidas para el cold rolled con los datos obtenidos con el método fotoacústico, las reportadas por Scruby¹ y las reportadas por Kolsky⁴².

Tabla 4.4.- Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico sobre la base de las velocidades extensionales y las publicadas por Norman³ para aluminio 6061-T6.

Tabla 4.5.- Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico sobre la base de las velocidades extensionales y las publicadas por Norman³ para acero inoxidable.

Tabla 4.6.- Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico sobre la base de las velocidades extensionales y las publicadas por Norman³ para latón.

Tabla 4.7.- Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico sobre la base de las velocidades extensionales y las publicadas por Norman³ para cobre.

Tabla 4.8.- Comparación entre las constantes obtenidas en el método fotoacústico y Domininghaus para un plástico.

Tabla 4.9.- Propiedades mecánicas de las muestras viscoelásticas calculadas a partir de la medición de los tiempos de arribo de las ondas ultrasónicas longitudinales y transversales con un sensor cilíndrico PZT con frecuencia de resonancia de 240 kHz.

Tabla 4.10.- Propiedades mecánicas de las muestras viscoelásticas calculadas a partir de la medición de los tiempos de arribo de las ondas ultrasónicas longitudinales y transversales con un sensor de película PZT con frecuencia de resonancia de 3 kHz.

Tabla 4.11.- Variación del Módulo de Young con inclusiones-fracción en volumen y frecuencias.

Tabla 4.12.- Módulos elásticos calculados a partir de la medición de la velocidad extensional de la lámina unidireccional de fibra de vidrio con matriz epóxica.

Tabla 4.13.- Módulos elásticos calculados a partir de la medición de la velocidad extensional en una lámina simétrica $[90^{\circ}/0^{\circ}/90^{\circ}/0^{\circ}/90^{\circ}]_T$ de fibra de vidrio con matriz epóxica.

Tabla 4.14.- Módulos elásticos calculados a partir de la medición de la velocidad extensional de una lámina simétrica $[0^{\circ}+/-60^{\circ}]_T$ de tela bidireccional de fibra de carbono con matriz epóxica.