



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL COEFICIENTE DE ATENUACIÓN ACÚSTICO EN
UN MATERIAL POLICRISTALINO

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE
MAGÍSTER EN CIENCIAS, MENCIÓN FÍSICA

VERÓNICA ALEJANDRA GAETE ELGUETA

PROFESOR GUÍA:
NICOLÁS MUJICA FERNANDEZ

PROFESOR CO-GUÍA:
VICENTE SALINAS BARRERA

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
LUIS HAMM HAHN
GONZALO GUTIÉRREZ GALLARDO
FERNANDO LUND PLANTAT

SANTIAGO DE CHILE
2021

RESUMEN DE LA MEMORIA PARA OPTAR
AL TÍTULO DE MAGÍSTER EN CIENCIAS, MENCIÓN FÍSICA
POR: VERÓNICA ALEJANDRA GAETE ELGUETA
FECHA: 2021
PROF. GUÍA: NICOLÁS MUJICA FERNANDEZ
PROF. CO-GUÍA: VICENTE SALINAS BARRERA

ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL COEFICIENTE DE ATENUACIÓN ACÚSTICO EN UN MATERIAL POLICRISTALINO

El objetivo general de esta tesis es estudiar experimentalmente los materiales policristalinos, cuando éstos están creando y propagando dislocaciones. El principal interés de estudio de esta tesis nace de la física presente entre la interacción de las dislocaciones y ondas elásticas. Para lograr caracterizar y cuantificar dicha interacción es necesario enviar una onda que viaje por el material, para luego ser recibida en el otro extremo, mientras el material es sometido a un esfuerzo. Durante este trabajo se obtuvieron medidas experimentales del cambio de atenuación acústico y de la velocidad de propagación de la onda dentro una probeta de aluminio comercial. Los resultados de los cambios de atenuación y de velocidad de propagación permiten encontrar experimentalmente el parámetro de amortiguación B de las dislocaciones para el aluminio 1100. Posteriormente, los resultados experimentales se comparan con un modelo teórico, específicamente, se trabaja con el modelo desarrollado por F.Lund y A. Maurel.

Como se esperaba, ya se por el modelo teórico o por recientes investigaciones, la velocidad de propagación en el material disminuye con la proliferación de dislocaciones. Por otro lado, la atenuación acústica aumenta al incrementar el número de dislocaciones en la muestra. Y finalmente, se encuentra que el parámetro de amortiguación B no se mantiene constante para distintos esfuerzos a los que es sometida la probeta.

En el capítulo 1 se encuentra una breve introducción al problema presentado, y una recopilación de antecedentes que fueron desarrollados en otras investigaciones.

En el capítulo 2 se explican y desarrollan los conceptos teóricos que se deben tener en cuenta para una buen comprensión del problema físico presentado en este trabajo. Comenzando con los fundamentos de la acústica, para luego pasar a la teoría de elasticidad, finalizando con el desarrollo completo de la teoría desarrollada principalmente por Agnes Maurel y Fernando Lund, entre otros colaboradores.

En el capítulo 3 se presenta la metodología desarrollada para obtener resultados reproducibles. Presentando en detalle cada instrumento utilizado, las medidas y consideraciones de las muestras a deformar, finalizando el capítulo con los análisis realizados a los datos obtenidos desde los instrumentos.

En el capítulo 4 se muestran los resultados obtenidos en cada etapa del experimento, se compara con los esperado teóricamente, y además se presenta una discusión en donde se barajan posibles agentes que puedan dar ayudar a entender que es lo que puede estar pasando en el interior de la muestra.

Dedico mi trabajo a la ciencia y a todos los científicos que construyen parte de nuestra historia.

Agradecimientos

El último aliento lo guardé para este momento. Quisiera agradecer a cada persona que me ayudó y me alientó durante este período. Es difícil pensar en cada uno porque son muchas las personas que conocí durante este tiempo, pero bueno, empecemos por el principio. Los primeros agradecimientos van para mi profesor guía Nicolás Mujica, por enseñarme la rigurosidad del trabajo experimental, por confiar en mí, y también muchas gracias por la paciencia, prosigo con mi co-guía Vicente Salinas, que me conoció chiquitita y apurona queriendo que todo funcionara de inmediato, y bueno... gracias por compartir tu experiencia laboral y humana conmigo, además compartimos muchooo tiempo trabajando y comprando cosas juntos, así que también gracias por la paciencia. El tercer agradecimiento es para el profe Fernando Lund, al trabajar cerca de él, pude aprender fácilmente virtudes como el orden y la constancia en el trabajo científico.

El cuarto agradecimiento es para mi mamá, que sin saber lo que hago, sin ser científica, sólo mi mamá, siempre me ha brindado su cariño, apoyo y su confianza. Gracias por todas nuestras conversaciones y tus tecitos. Gracias por tanto ma, perdón por tan poco.

¡Ahora vienen mis amigos!. Los amigos que hice en el lab, son lo más grande!: Caro, María Belén, Cam, Juan Charlie, Gabriel, de todos aprendí algo, científicamente hablando, son unos secos. Gracias por todos los cafés, cigarros, chelas, y por sobre todo las risas. Mis amigos del tercer piso... Esteban, Rocío, Nelson, Javi, Checho, Susi, gracias por todas las conversaciones, risas y penas. Gracias por el UNO, y por los almuerzos que siempre tenían algo interesante de qué aprender.

Es imperante agradecer a mis amigos de Valpo, Ale, Gabriel, René, Camilo, Tomás, gracias por ser mis amigos tantos años, por conocerme tan bien y siempre estar pendiente. Gracias por siempre darme un tiempo para compartir risas, comida, cafés, cervezas. Es genial darme cuenta que siempre estuvieron ahí a pesar de la distancia.

Mi último pero no menos importante agradecimiento es para Bruno, agradezco de todo corazón por tu compañía e infinito apoyo durante este tiempo, por tus palabras de aliento y por los cafecitos.

Por supuesto gracias al proyecto Fondecyt n^o 1191179 que hizo posible esta tesis.

Tabla de Contenido

1. Introducción	1
1.1. Motivación: El estudio de los metales y la acústica.	1
1.1.1. Estructura y objetivos	7
1.1.2. Dislocaciones	8
1.2. Ensayos Mecánicos y Dislocaciones	11
1.2.1. Métodos de caracterización.	13
2. Fundamentos teóricos	16
2.1. Teoría de la elasticidad	17
2.1.1. Tensor de deformación y tensor de esfuerzos	17
2.1.2. Conexión ambos entre tensores	19
2.1.3. Ondas elásticas en sólidos	20
2.2. Acústica	22
2.2.1. Oscilador armónico simple y amortiguado	22
2.2.2. Coeficiente de atenuación acústico	25
3. Montaje Experimental	33
3.1. Medidas Ex-situ para la obtención del coeficiente de absorción inicial	34
3.1.1. Muestras de Aluminio	34
3.1.2. Montaje experimental	35
3.1.3. Análisis de datos	38
3.2. Medidas In-situ del coeficiente de absorción	40
3.2.1. Automatización del experimento	43
3.2.2. Análisis de datos	45
3.2.3. Calibración de los sensores inductivos	47
4. Resultados y Análisis	50
4.1. Resultados experimentales	50
4.1.1. Medidas de α_0	51
4.1.2. Medidas de α in-situ	52
Conclusión	69
A. Otros datos	75

Índice de Tablas

2.1.	Valores teóricos de B calculados con las ecuaciones propuestas por Eshelby y Leibfried. La tabla es adaptada desde la referencia [32].	28
3.1.	En esta tabla se muestran los valores tanto del área transversal ab de cada probeta como de c , el cual representa el largo de cada probeta.	35
3.2.	Tabla de valores del desplazamiento del sensor inductivo izquierdo en función del voltaje registrado	47
3.3.	Tabla de valores del desplazamiento del sensor inductivo derecho en función del voltaje registrado	48
4.1.	Valores aproximados para el aluminio 1100. Algunos valores son medidos y otros rescatados por tabla. Los parámetros γ , v_T y v_L fueron medidos experimentalmente en este trabajo, otros parámetros como b , y L que son valores particulares para el aluminio, son extraídos de [21]. Los parámetros Γ y ω son propios del experimento, y finalmente ρ se puede encontrar en [41] o cualquier otra referencia ya que es un valor tabulado para el aluminio.	65
4.2.	Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en los gráficos de la Figura 4.15. Recordemos que el valor teórico de B es $0.98 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ [32].	66
4.3.	Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en los gráficos de la Figura 4.16.	66
4.4.	Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en los gráficos de la Figura 4.15 y utilizando la aproximación de (4.15).	67
4.5.	Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en los gráficos de la Figura 4.16 y utilizando la aproximación de (4.15).	67
A.1.	Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en este anexo, utilizando la aproximación $\Gamma \approx \rho b^2 v_T^2$	75

Índice de Ilustraciones

1.1.	Imagen adaptada de [1]. Es una representación del posible ordenamiento atómico al interior de los sólidos.	2
1.2.	Imagen que representa cómo se propaga una onda longitudinal. Adaptada de [4]	3
1.3.	Imagen que representa cómo se propaga una onda transversal. Adaptada de [4]	3
1.4.	Dibujo de una cuerda oscilante anclada a dos puntos fijos que interactúa con una onda elástica.	4
1.5.	Ilustración basada en [23]. La imagen (a) ilustra una red cristalina sin dislocaciones. En la imagen (b) es insertado un plano atómico extra a la red, produciendo una dislocación de borde, dejando abierto el circuito que comienza en el punto P, y termina en el punto Q. El elemento encargado de cerrar este circuito es el vector de Burgers, como se ve en la figura.	9
1.6.	Imágenes adaptadas de [22]. La imagen (a) ilustra como se estructura un sólido cristalino, donde los círculos negros simbolizan los átomos y los resortes que los unen ilustran los enlaces. La imagen (b) representa un dislocación de borde, donde la línea DC sería el borde del plano extra que se introduce en la red. Finalmente, la imagen (c) muestra de manera representativa cómo actúa en la red un dislocación de tornillo, la cual es formada por el desplazamiento de las caras ABCD en la relación entre sí en dirección la AB.	10
1.7.	Esta imagen es adaptada desde [20]. El esquema muestra cómo se realiza un ensayo de tracción, con la fuerza F traccionando controladamente la probeta.	12
1.8.	El esquema muestra el comportamiento de la curva esfuerzo-deformación en un ensayo de tracción para una barra de aluminio.	12
1.9.	La imagen muestra el rango de frecuencias de las ondas de sonido.	14
1.10.	Esquema de un pulso viajando por una muestra genérica.	15
2.1.	Representación de un sólido, el cual está compuesto de resortes unidos en serie y el paralelo.	16
2.2.	Imagen adaptada de [19]. En la figura se puede observar un sólido en su estado original y en su estado deformado en un sistema de coordenadas cartesiano. .	17
2.3.	El bloque de más arriba representa un sólido sin deformar, e indica que la distancia entre los puntos A y B es dx . El bloque de más abajo representa un sólido al cual se le aplica una fuerza F la cual provoca una deformación unidireccional en el sólido, y por último se realiza una ampliación de un elemento de éste, mostrando las componentes del tensor de esfuerzos σ_{ij}	19
2.4.	Imagen adaptada de [38], esta imagen muestra un típico esquema de masa-resorte	23

2.5.	Curva de resonancia entorno a una frecuencia ω_r	24
2.6.	En esta imagen se ilustra de forma cualitativa el decaimiento de la amplitud de una onda en función de de la distancia (x).	26
3.1.	Imagen que describe las dimensiones, donde a y b son constantes que corresponden a los lados de las caras más pequeñas y c es el largo de la muestra que toma los valores de la Tabla 3.1.	34
3.2.	La imagen de la izquierda ilustra un transductor emitiendo una onda, indicando donde se encuentra la distancia límite N , donde termina el campo cercano y comienza el campo lejano. La imagen de la derecha ilustra cómo es el comportamiento de la onda durante su recorrido. Imagen adaptada de Olympus [16].	36
3.3.	Este esquema muestra la función que cumplen los resortes, ayudando a mantener la presión constante, la cual es ejercida por la cara del transductor sobre la muestra.	37
3.4.	La imagen del lado izquierdo es una foto real del montaje. La imagen hacia la derecha es una imagen aumentada del resorte utilizado en el montaje, que se puede ver apretado con unas golillas.	37
3.5.	Dibujo de la pieza de acrílico. Sus medidas son 40 mm de ancho y 8 mm de alto. En su parte central es donde se hace el sacado para introducir el transductor. Los agujeros de los costados son para pasar los espárragos M3.	38
3.6.	Esquema del montaje ex-situ. Se puede observar el flujo del procedimiento siguiendo las líneas roja y azul. La señal es generada por Labview en el computador, luego es enviada al generador de funciones, para finalmente dirigirse hacia el amplificador de potencia, y desde allí llegar al transmisor. Desde ahí, la onda viaja por la muestra hasta llegar al receptor, el cual es conectado con el osciloscopio, en donde se visualiza la onda recibida, y por último, se almacena esta información en el computador.	39
3.7.	Esta imagen representa el pulso gaussiano obtenido por el transductor receptor en color rojo. La curva celeste es su envolvente.	40
3.8.	Medidas de las probetas de aluminio que fueron cortadas para realizar ensayos de tracción y de relajación.	41
3.9.	En esta imagen se realiza una ampliación en la probeta para reasaltar las medidas de la cuña triangular en el centro.	42
3.10.	Imagen adaptada de [20]. Se muestra el esquema simple del montaje in-situ, en donde se puede ver claramente la probeta en la máquina de tracción. . . .	42
3.11.	Imagen extraída desde [33] en la cual se puede apreciar modelo del sensor inductivo utilizado en el montaje.	43
3.12.	Puente de Wheastone utilizado para medir la deformación, siendo V_1 el voltaje que es medido desde una sonda conectada al osciloscopio y que a su vez está conectado al circuito de las demas resistencias, y V_2 el voltaje que registra la tarjeta de adquisición como respuesta a la deformación del material.	44
3.13.	Imagen del experimento, con todos los implementos listos para una medición. Se puede ver ambos sensores inductivos, con sus respectivos soportes, solidarios a la celda que tracciona. Los transductores ultrasónicos están siendo apretados con los resortes a la probeta, y la lámina amarilla sobre la probeta es el strain gage.	44

3.14.	Esta imagen es representativa de lo que se realiza con la onda recepcionada. En este caso particular, se puede apreciar el valor absoluto de la transformada de Hilbert de una onda transversal (color celeste) y el ajuste realizado para suavizar dicha curva (color rosado), es importante hacer notar que el grosor de la línea rosada es mayor que el grosor de la línea celeste, solo para hacer notar lo suavizada que queda la curva. Para las medidas in-situ es necesario este tipo de ajuste ya que con lo digitalizada que viene la señal, la envolvente de ella es ruidosa, y esto podría hacernos perder precisión en el cálculo de α_i .	46
3.15.	Este esquema presenta una vista desde arriba del montaje de calibración, en el cual queda expuesto cada elemento mencionado en el texto principal. Además, muestra el efecto conseguido una vez girada la perilla que controla al posicionador micrométrico.	48
3.16.	Estos gráficos nos entregan el comportamiento de los sensores inductivos y la respectiva calibración para cada uno de ellos. El gráfico de los voltajes que indica el sensor 01 corresponde a la Tabla 3.2 y el gráfico que muestra los valores del sensor 02 corresponde a la Tabla 3.3	49
4.1.	V_{rec} versus longitud de las barras l . La curva en azul es el resultado de un ajuste el cual entrega como valor de $\alpha_0 = 0.86 \text{ m}^{-1}$. Cabe decir, que para punto en el gráfico se realizaron cinco mediciones independientes.	52
4.2.	Gráfico esfuerzo versus deformación de la zona elástica, EZ01. Como se puede ver, se obtiene el módulo de Young a partir de la pendiente obtenida con el ajuste. El módulo de Young estimado es $71.5 \pm 0.1 \text{ GPa}$, con $R^2 = 0.995$. Dicho valor es el esperado para el aluminio. La deformación se realiza con la máquina de tracción que se utiliza en todo el experimento.	53
4.3.	Coefficientes de atenuación medidos en la zonas elásticas del aluminio. Cabe señalar que $\alpha_{0,T}$ es considerado como el mismo que $\alpha_{0,L}$, es decir, 0.86 m^{-1} . Es por esto que ambos oscilan en torno al mismo valor.	54
4.4.	Curva esfuerzo deformación para la tracción PZ01, para una deformación del aluminio en un 35 % con respecto al UTS.	55
4.5.	Atenuación versus esfuerzo. Estos gráficos muestran los cambios de la atenuación en la tracción PZ01.	56
4.6.	Velocidad de propagación versus esfuerzo en escala semilog. Estos gráficos muestran el comportamiento de la velocidad longitudinal y transversal en la tracción PZ01. Siendo $v_T = 3198.5 \pm 0.3 \text{ m/s}$ y $v_L = 6664.9 \pm 0.8 \text{ m/s}$.	57
4.7.	Curva esfuerzo deformación para la tracción plástica PZ02. El límite elástico toma el valor de esfuerzo $\sigma_y = 27.7 \pm 0.4 \text{ MPa}$.	58
4.8.	Gráfico de atenuación acústica versus esfuerzo en escala semilog, para la tracción PZ02.	58
4.9.	Gráfico de las velocidades versus esfuerzo en escala semilog, para la tracción PZ02.	59
4.10.	Gráficos que muestran el cambio de densidad de dislocaciones en función del esfuerzo en escala semilog. El subíndice T/L de los cambios de densidad indica si fueron medidos con ondas transversales o con ondas longitudinales.	59
4.11.	Curva esfuerzo deformación para PZ03. Se puede ver el esfuerzo de fluencia encontrado para este ensayo, el cual corresponde a $\sigma_y = 50.5 \pm 0.4 \text{ MPa}$.	61

4.12. Gráficos de atenuación acústica versus esfuerzo en escala semilog. Estos gráficos fueron obtenidos con los datos adquiridos de la tracción PZ03.	61
4.13. Gráficos de velocidades de onda versus esfuerzo en escala semilog. Estos gráficos fueron obtenidos con los datos adquiridos de la tracción PZ03. A diferencia del ensayo PZ02, estos gráficos presentan oscilaciones, las cuales se deben a fallas técnicas de la máquina, la cual se detuvo por unos segundos durante el experimento, al detenerse la máquina, por defecto comienza un proceso de relajación de las mordazas, lo que se traduce en que la probeta no está siendo adelgazada sino que aumenta su espesor.	62
4.14. Gráficos que muestran el cambio de densidad de dislocaciones en función del esfuerzo en escala semilog. El subíndice T/L de los cambios de densidad indica si fueron medidos con ondas transversales o con ondas longitudinales.	62
4.15. Gráfico del cambio de atenuación acústica versus el cambio de dislocaciones por L^2 . Se ajusta una función lineal para los datos del ensayo de tracción PZ02. El ajuste representa una función $\Delta\alpha_i = m_i \cdot \Delta L^2$, donde m_i es la pendiente de cada gráfico. Para el gráfico de la izquierda se tiene $m_T = 82.81 \pm 0.17 \text{ m}^{-1}$, y para el gráfico de la derecha se tiene $m_L = 9.92 \pm 0.06 \text{ m}^{-1}$. Los ajustes tanto para m_L como m_T fueron realizados con un 95 % de confianza.	64
4.16. Gráfico del cambio de atenuación acústica versus el cambio de dislocaciones por L^2 . Se ajusta una función lineal para los datos del ensayo de tracción PZ03. El ajuste nos entrega las siguientes pendientes $m_T = 144.6 \pm 0.75 \text{ m}^{-1}$, y para el gráfico de la derecha se tiene $m_L = 32.06 \pm 0.13 \text{ m}^{-1}$. Los ajustes tanto para m_L como m_T fueron realizados con un 95 % de confianza.	64
4.17. Las figuras presentan un resumen de los valores encontrados para B de las tablas 4.4 y 4.5.	68
A.1. Curva esfuerzo-deformación de datos anexados.	76
A.2. Gráfico de velocidades versus esfuerzo en escala logarítmica.	76
A.3. Gráfico de atenuación versus esfuerzo en escala logarítmica. Se puede ver que en ambos gráficos el valor inicial se centra en la atenuación original del material (sin deformar), el cual es de 0.86 m^{-1} . Se asume ese valor de modo arbitrario ya que este valor pudo ser otro, debido a que la probeta fue traccionada previamente.	77
A.4. Gráfico del cambio de densidad de dislocaciones versus esfuerzo en escala logarítmica. Como este gráfico está directamente relacionado con el cambio de velocidad, es de esperar que la curva de cambio de densidad de dislocaciones se vea igual de inestable y ruidosa para $\Delta\Lambda_L$	77
A.5. Gráfico de cambios de atenuación acústica versus el cambio de densidad de dislocaciones por L^2 . Se realiza un ajuste lineal para encontrar el valor de la pendiente, la cual es proporcional al parámetro B del experimento. El gráfico de la izquierda posee una pendiente de $m_T = 123.48 \pm 1.20 \text{ m}^{-1}$ con su respectiva incerteza, y el gráfico de la derecha tiene una pendiente de $m_L = 11.37 \pm 0.17 \text{ m}^{-1}$, también con su respectiva incerteza.	78

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación: El estudio de los metales y la acústica.

El desarrollo y la evolución de las sociedades han estado íntimamente vinculados a la capacidad de sus miembros para producir y conformar los materiales necesarios para satisfacer sus necesidades. Los historiadores han encontrado útil clasificar las primeras civilizaciones a partir de algunos materiales usados: Edad de Piedra, Edad del Cobre, Edad de Bronce o Edad del Hierro. Cada período marcó un hito entre el antes y después de como el hombre trabajaba con los materiales que tenía a su disposición; por ejemplo, el uso del hierro requiere una tecnología más compleja que la asociada a la producción de bronce, que a su vez requiere mayor tecnificación que el uso de la piedra.

Las primeras civilizaciones tuvieron una reducida gama de materiales a los cuales acceder. Inicialmente solo se disponía de materiales naturales o seminaturales como piedras, madera, arcilla, pieles y otros. Antes de la Edad de hierro estas primeras civilizaciones utilizaron estaño y bronce. Cuando se descubrió el hierro, hubo una gran expansión cultural debido a los inventos que fueron creados con él, tanto de joyería, como de herramientas. Desde aquí nos resulta de importancia prioritaria el estudio de los metales y de sus propiedades, los cuales brindan un campo amplio por describir y comprender, para luego poder aplicarse en mejorar o crear nuevos materiales.

Nuestro interés es aprender más sobre estos materiales metálicos, separándolos de acuerdo a su ordenamiento atómico, como se muestra en la Figura 1.1. Estos materiales pueden tener un orden atómico determinado (cristalinos o no tener un orden repetitivo de largo alcance, como los vidrios, que son llamados amorfos. En particular, en este trabajo nos enfocaremos en estudiar las propiedades de materiales con estructuras atómicas ordenadas. Una propiedad interesante a estudiar de estos materiales es la ductilidad. Esta última será de particular relevancia en nuestro estudio: La ductilidad se conoce como la propiedad de aquellos materiales que, bajo la acción de una fuerza, pueden deformarse de forma permanente antes de romperse.

Cuando se habla de deformación nos encontramos nuevamente con una bifurcación de tér-



Figura 1.1: Imagen adaptada de [1]. Es una representación del posible ordenamiento atómico al interior de los sólidos.

minos ya que existen dos formas de deformarse. Se puede decir que un material es deformado elásticamente si es que los átomos del material son desplazados de sus posiciones originales mientras dura la deformación, pero pueden volver a su posición original una vez que se deja de aplicar una fuerza. En cambio, en una deformación plástica los átomos son desplazados con suficiente energía para dejarlos de forma permanente en una nueva posición, y es en este régimen donde aparecen defectos que afectan el ordenamiento del material. Uno de estos defectos son las dislocaciones, y serán nuestro principal objeto de estudio.

Si bien hoy en día existen varias técnicas para estudiar las propiedades de los materiales, como TEM ((Transmission electron microscopy)) y XRD (X-ray diffraction), la técnica que compondrá la mayor parte de este trabajo proviene de la rama de la acústica. La acústica como ciencia puede ser definida como la generación, transmisión, y recepción de energía en forma de ondas mecánicas las cuales viajan a través de la materia. Cuando las moléculas de un fluido o un sólido son desplazadas de sus configuraciones típicas, una fuerza elástica restauradora emerge para devolver las moléculas/átomos a su posición inicial. Es esta fuerza elástica restauradora, junto con la inercia del sistema, que permite que la materia participe en vibraciones oscilatorias, y qué consecuentemente genere y transmita ondas acústicas. Ejemplos de esto incluyen la fuerza de tensión producida cuando un resorte es estirado, el aumento de presión que se produce cuando un sólido es comprimido, y la fuerza restauradora producida cuando un punto en una cuerda estirada es desplazado transversalmente a su longitud [2].

Los comienzos de la acústica se remontan hasta los años de la antigua Grecia. Uno de los primeros en estudiar la acústica fue Pitágoras, para luego ser seguido por Aristóteles. Comenzaron por tratar de comprender la combinación de notas musicales, relaciones con tono y frecuencias, estableciendo las primeras ideas de que el sonido tiene que ver con una compresión del aire [3]. Por otro lado, los romanos comenzaron a estudiar conceptos como la interferencia acústica, ecos, y la reflexión que se producía en los teatros. La comprensión física de los procesos acústicos avanzó rápidamente durante y después de la Revolución Científica.

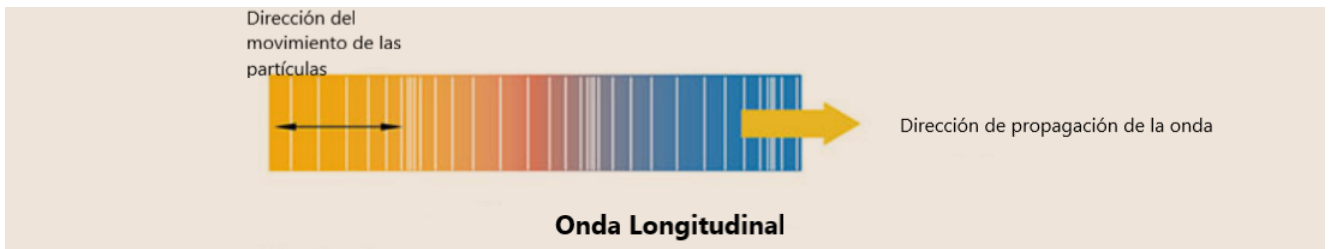


Figura 1.2: Imagen que representa cómo se propaga una onda longitudinal. Adaptada de [4]

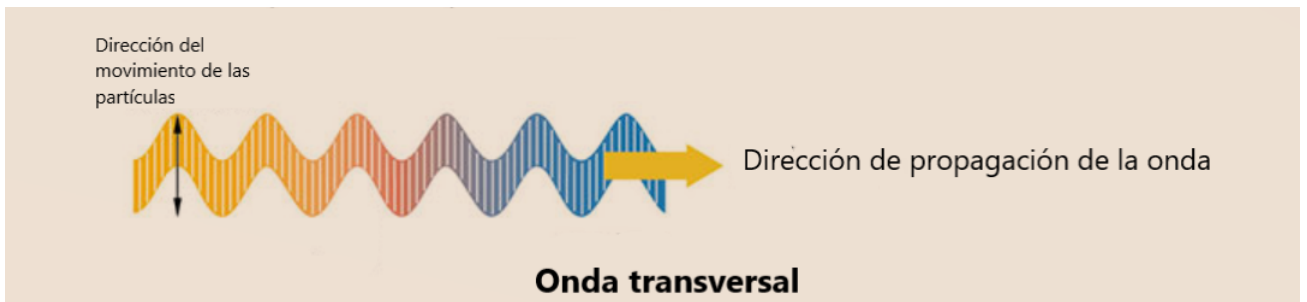


Figura 1.3: Imagen que representa cómo se propaga una onda transversal. Adaptada de [4]

Durante el siglo XVIII, los científicos Euler, Lagrange y d'Alembert realizaron un progreso sustancial en acústica, apoyado en conceptos matemáticos y físicos más sólidos. A lo largo de ese período se desarrollaron contribuciones en el campo de la física, logrando avanzar hasta la ecuación de onda [5]. Las ondas mecánicas se pueden estudiar en sus distintas formas de interactuar o viajar por la materia. En el caso de las ondas elásticas, son ondas de presión, de las cuales estudiaremos las dos formas canónicas de propagación: ondas transversales y ondas longitudinales. En las ondas longitudinales, el desplazamiento del medio o de las partículas es paralelo a la dirección de propagación de la onda (ver Figura 1.2), mientras que para ondas transversales el desplazamiento del medio o de las partículas es perpendicular a la dirección de propagación de la onda (ver Figura 1.3)

Considerando que los metales son materiales con una estructura interna bien definida, es interesante entender cómo cambian las propiedades mecánicas de cada metal si es que su estructura interna es modificada. Una forma de cambiar la estructura interna de los metales es insertando defectos, es decir, que la estructura interna ya no sea perfecta. Algunos de los defectos más comúnmente estudiados son: vacancias, dislocaciones, maclas. En particular, las dislocaciones nacieron en la década de 1930 como una herramienta matemática que ayudaría a comprender la plasticidad de los materiales. Posteriormente serían observadas empíricamente en una muestra de metal.

Durante el siglo XX, los avances tecnológicos y las interrogantes hacia ambos campos (acústica y materiales) sólo han ido en aumento. Ya llegando a la mitad del siglo XX los científicos V. Granato y K. Lücke, comenzaron con el estudio en el cual se propone considerar a las dislocaciones dentro un material como una cuerda oscilante y como dicha cuerda interactúa con una onda elástica [6, 7, 8]. Distintos enfoques de este mismo modelo fueron estudiados hasta los 80s por los autores. En paralelo con el estudio teórico también comenzaron los experimentos [9, 10, 11, 12] para complementar la teoría que buscaban relacionar los defectos

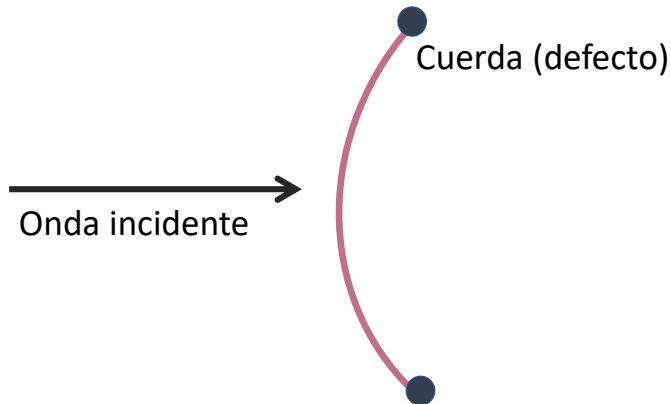


Figura 1.4: Dibujo de una cuerda oscilante anclada a dos puntos fijos que interactúa con una onda elástica.

en el material con los cambios de velocidad de propagación y la atenuación de la onda.

En los siguientes párrafos nos referiremos a estos defectos como dislocaciones, y pondremos especial énfasis en que sucede con las dislocaciones cuando se somete al material a un esfuerzo. ¿Qué pasa con las dislocaciones cuando se deforma el material plásticamente, es decir, cuando su estructura cristalina no vuelve a posición original?, ¿Qué relación tendría una deformación plástica sobre el material y la onda que viaja por el?

Previo al presente trabajo, un grupo de académicos de la Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de Chile en conjunto con colaboradores de otras instituciones, visualizaron la importancia de estudiar acústicamente la presencia de dislocaciones en la materia, comenzando una investigación teórica y experimental, y cuyo avance ha ayudado a comprender de mejor manera la interacción entre las ondas y las diversas dislocaciones que se encuentran dentro del material. El avance teórico dio pie a las siguientes referencias [13, 14, 15]. El avance experimental ha dado frutos en las siguientes tesis y artículos [16, 17, 18, 19, 20, 21].

La teoría expuesta en los artículos anteriores predice una tendencia hacia la disminución de las velocidades de ondas transversales y longitudinales en un material isótropo a medida que se incrementa la densidad de dislocaciones. También predice un aumento en la atenuación de la onda a medida que el número de las dislocaciones aumenta. El proceso físico responsable del cambio en la velocidad es, en esencia, el siguiente: la onda elástica incide en un segmento de dislocación de largo L , con sus bordes fijos. Como resultado, la dislocación oscila como una cuerda vibrando, generando ondas secundarias. Estas ondas secundarias interfieren con

la onda incidente generando una onda coherente con una velocidad de propagación efectiva, llamada también velocidad renormalizada. Así el cambio de velocidad de propagación Δv será tal que la velocidad de propagación v observada en un medio con dislocaciones sería menor a su contraparte en un medio sin dislocaciones. Por otro lado, la atenuación acústica se puede entender como la disminución de la amplitud de estas ondas a lo largo de su dirección de propagación. Esto puede ser causado por la conversión (como la amortiguación viscoelástica) o la redistribución espacial de la energía que transporta la onda.

Con lo expuesto anteriormente, se puede formular concretamente una de las motivaciones principales de este trabajo: utilizar un método acústico no destructivo para medir aquella pieza clave, denominada “densidad de dislocaciones”, a partir de los cambios de velocidad de propagación Δv y junto con ello, obtener el cambio del parámetro de atenuación acústico, simbolizado como $\Delta\alpha$, el cual también está relacionado con la densidad de dislocaciones, y a su vez con el parámetro de amortiguamiento de la dislocación denotado B , el cual describiremos en detalle en el siguiente capítulo.

En particular, en esta investigación se estudia la manera de aplicar la técnica de transmisión de pulsos a muestras de aluminio comercial que están siendo deformadas en tiempo real, para así caracterizar el comportamiento del parámetro α . Los resultados obtenidos se pueden comparar con la teoría desarrollada por F. Lund et al., que es presentada en mayor detalle en las referencias mencionadas en los párrafos anteriores.

A continuación se presentan fórmulas que ayudan a generar intuición de lo que pasa dentro del material. Las expresiones de abajo son simplificaciones de las ecuaciones originales del cambio de atenuación y el cambio de velocidad de propagación de la onda elástica. Las ecuaciones en su forma completa están descritas con mayor detalle en [13, 18]. Para obtener la forma simplificada de éstas ecuaciones, es necesario considerar las siguientes aproximaciones: el largo L de la dislocación se considera constante, así mismo se tiene en cuenta que el parámetro de amortiguación de la dislocación B se mantiene constante. Los cálculos son desarrollados en el régimen de bajas frecuencias, lo que quiere decir que la frecuencia acústica de la onda es mucho menor que la frecuencia fundamental de resonancia de una dislocación y además que su longitud de onda sea mucho mayor al tamaño de la dislocación.

Siendo Δv el cambio de velocidad de la onda que viaja por el medio, $\Delta\alpha$ el cambio de atenuación de la onda y $\Delta\Lambda$ el cambio de densidad de dislocaciones que sufre el material, producto de haber sido sometido a un esfuerzo.

$$\Delta v \propto \Delta(\Lambda L^2), \quad (1.1)$$

$$\Delta v \propto L^2 \Delta\Lambda, \quad (1.2)$$

$$\Delta\alpha \propto \Delta(B\Lambda L^4), \quad (1.3)$$

$$\Delta\alpha \propto BL^4 \Delta\Lambda, \quad (1.4)$$

De las ecuaciones (1.2), y (1.4) podemos inferir la importancia de conocer los parámetros Δv y $\Delta\alpha$ y su relación con el cambio de densidad de dislocaciones $\Delta\Lambda$.

Esta investigación sugiere seguir explorando sobre cómo caracterizar de forma mas completa esta fuente de plasticidad llamada densidad de dislocaciones Λ . La densidad de dislocaciones es una pieza clave para entender y modelar el comportamiento de los materiales cuando están deformados: el entender de manera más acabada cómo es su comportamiento nos da información de cuales fueron los procesos que sufrió material. En particular, nos centraremos en el esfuerzo y la deformación que sufrió el material. Extraer información sobre estas cantidades nos permite poder predecir comportamientos de incluso los materiales más comunes, que podemos ver en el día a día, utilizando una técnica no invasiva y no destructiva.

1.1.1. Estructura y objetivos

La organización de este trabajo comienza por el capítulo 1 para entregar una motivación al lector, y a la vez entregar una pequeña noción de lo que estará leyendo. Se introducen conceptos e ideas, para la hábil comprensión del lector.

Luego, en el capítulo 2 se realiza un barrido por los fundamentos teóricos que son necesarios para comprender las bases de esta tesis. La primera parte trata sobre la teoría lineal de elasticidad, para continuar con los principios de la acústica, para finalmente introducir al lector en la teoría de propagación de ondas elásticas en medios con dislocaciones, teoría con la cual serán comparados los datos experimentales.

En el capítulo 3 se detallan los métodos experimentales y ciertos aspectos necesarios para el análisis de datos. En ese capítulo se presentan los montajes experimentales usados en las mediciones y los instrumentos ocupados en ellos. Se exponen todos los detalles para una correcta medición de tanto el espesor de la muestra, como de la captura de ondas incidentes en los transductores. Lo anterior constituye gran parte de este trabajo, ya que uno de los objetivos principales es desarrollar un protocolo experimental para lograr medir y relacionar el coeficiente de absorción acústico en presencia de una densidad de dislocaciones. Considerando que este coeficiente tiene un comportamiento constante en el régimen lineal, es el régimen plástico el que resulta de principal interés.

En el capítulo 4 se presentan los resultados. Se infiere la densidad de dislocaciones a partir de las mediciones de las velocidades de propagación de la onda, y se compara con las dependencias propuestas teóricamente para cada tipo de onda. Por otro lado, a partir de los resultados se corrobora la relación teórica entre el coeficiente de absorción acústico y la densidad de dislocaciones, y se utilizan para determinar el parámetro de arrastre B de las dislocaciones en el material. En la etapa final de este capítulo se encuentra una discusión de resultados, en la cual se trata de exponer varios puntos para entender los resultados.

Por último, en el capítulo final se presentan las conclusiones de esta tesis, enfatizando los resultados más importantes y proponiendo ideas para continuar y complementar esta investigación. En el apéndice se puede encontrar otro conjunto de datos que sirve para complementar los resultados presentados en el capítulo 4.

1.1.2. Dislocaciones

Hoy en día el estudio de la naturaleza y de la materia avanza de forma acelerada. Para ser parte de esta expansión, en este trabajo se estudiarán policristales; en particular, los defectos lineales que parecen en ellos.

Un cristal es un conjunto de átomos dispuestos periódicamente en el espacio, es decir, que puede construirse mediante la superposición de bloques idénticos distribuidos a lo largo del espacio. Estos bloques idénticos se denominan base y la forma en la que se distribuyen en el espacio, red cristalina.

Una dislocación es un defecto de línea en la red cristalina y puede definirse especificando qué átomos han perdido su localización respecto a la red perfecta o libre de defectos. Existen múltiples formas de crear una misma dislocación. Sin embargo, la estructura y la propiedades de las dislocaciones no dependen de cómo se crearon.

Dichos defectos suelen introducirse durante la solidificación del material o cuando éste es deformado sostenidamente [22]. Su enorme número hace necesario definir la “densidad de dislocaciones”: esta densidad es un número de dislocaciones por unidad de volumen o un número de dislocaciones por unidad de superficie; en el segundo caso, se puede interpretar como una longitud total de dislocaciones en un área A por un espesor d . La longitud total es L_T , donde $L_T = NL$, con N el número de dislocaciones (de longitud promedio L en esa área A). Así, la densidad de dislocaciones Λ está dada por

$$\Lambda = \frac{NL}{Ad}. \quad (1.5)$$

Esta forma de cuantificar la densidad de dislocaciones, es la que comunmente se usa en TEM. La deformación plástica, les concede a los materiales un comportamiento mecánico dúctil [23]. En este contexto, es posible identificar tres clases de dislocaciones en un material: de tornillo, de borde y mixta.

Clasificación de las dislocaciones

La dislocación de tornillo se puede ilustrar haciendo un corte parcial a través de un cristal perfecto, torciéndolo y desplazando un lado del corte sobre el otro la distancia de un átomo (ver Figura 1.6 (b)). Por otro lado, las dislocaciones de borde se pueden ejemplificar haciendo un corte parcial en un cristal perfecto, abriéndolo, y llenando en parte el corte con un plano adicional de átomos (ver Figura 1.6 (a)).

La ductilidad en los metales es una característica concedida por la generación de dislocaciones y su capacidad de desplazarse dentro del material. Se define el “plano de deslizamiento” de la dislocación, como aquel que contiene al vector de Burgers (descrito en la Figura 1.5) y a la línea de dislocación. Si se aplica un esfuerzo cortante en la dirección del vector de Burgers, se puede observar el fenómeno de deslizamiento de la dislocación entre los planos atómicos del sólido. En este movimiento, la dislocación se desplaza a través del plano de deslizamiento y sólo requiere de un reordenamiento de los átomos vecinos, por lo que se conserva el número de átomos a su alrededor.

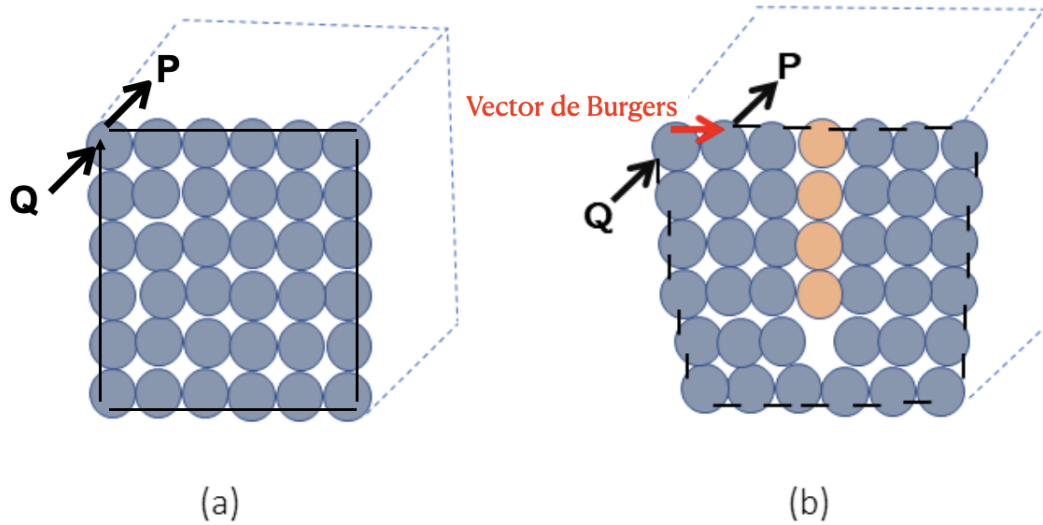


Figura 1.5: Ilustración basada en [23]. La imagen (a) ilustra una red cristalina sin dislocaciones. En la imagen (b) es insertado un plano atómico extra a la red, produciendo una dislocación de borde, dejando abierto el circuito que comienza en el punto P, y termina en el punto Q. El elemento encargado de cerrar este circuito es el vector de burgues, como se ve en la figura.

Al ser aplicado un esfuerzo, el movimiento de las dislocaciones existentes en el material puede dar origen a la aparición de fuentes de dislocaciones denominadas “Fuentes de Frank-Read”, que se activan para bajos niveles de tensión aplicada o bajas velocidades de deformación [24]. Estas fuentes se basan en la curvatura de las dislocaciones en el plano de deslizamiento, dinámica que finaliza cuando las dislocaciones pre existentes se doblan tanto que terminan por cerrarse en torno a los puntos de anclaje, y entre ellos se produce una nueva dislocación. Dado que no es el objetivo de esta tesis profundizar en la teoría subyacente a la dinámica y generación de dislocaciones, sino más bien a estudiar su influencia en la propagación de ondas acústicas, no se ahondaremos más en la descripción del mecanismo para generar dislocaciones.

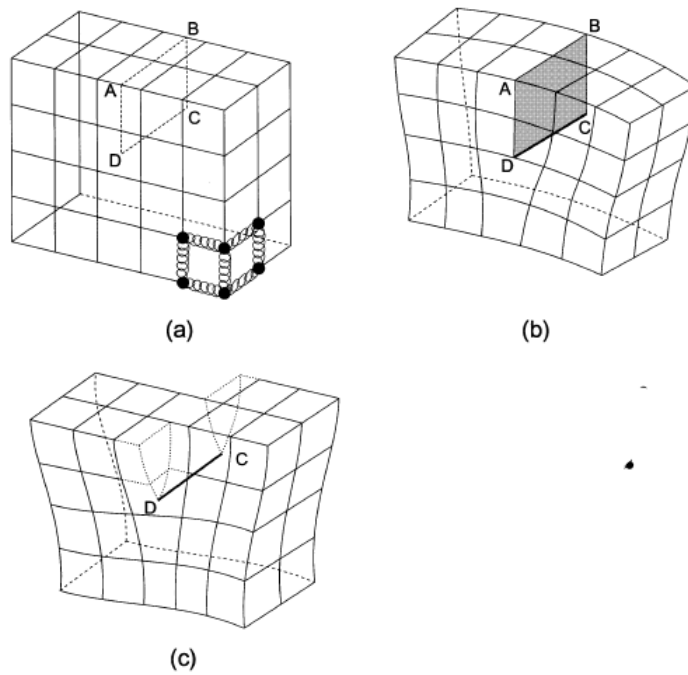


Figura 1.6: Imágenes adaptadas de [22]. La imagen (a) ilustra como se estructura un sólido cristalino, dónde los círculos negros simbolizan los átomos y los resortes que los unen ilustran los enlaces. La imagen (b) representa un dislocación de borde, donde la línea DC sería el borde del plano extra que se introduce en la red. Finalmente, la imagen (c) muestra de manera representativa cómo actúa en la red un dislocación de tornillo, la cual es formada por el desplazamiento de las caras ABCD en la relación entre sí en dirección la AB.

1.2. Ensayos Mecánicos y Dislocaciones

Los ensayos mecánicos sirven en general para comprobar cuál es la respuesta que ofrecen ciertos materiales al ser manipulados. Mediante distintos ensayos mecánicos se fuerza el material en distintos regímenes. De esta forma podemos comprobar cuál es la resistencia que presentan. Conocer este tipo de información es vital para destinar unos materiales a un propósito u otro. Existen distintos tipos de ensayos mecánicos. Entre ellos, se encuentran: ensayos de tracción, ensayos de compresión, aptitud al doblado, ensayos de dureza y los ensayos de flexión. En esta tesis se trabaja con ensayos de tracción, en los que después de llegar hasta un esfuerzo establecido, dejará relajar el material, para luego repetir el proceso con cargas cíclicas a distintos niveles de esfuerzo.

Ensayos de tracción

El ensayo de tracción tiene por objetivo definir la resistencia elástica, resistencia última y plasticidad del material cuando se le somete a fuerzas uniaxiales. Se requiere una máquina, prensa hidráulica por lo general, capaz de alcanzar la fuerza suficiente para producir la fractura de la probeta y controlar la velocidad de deformación de la muestra.

La máquina de ensayo (ver Figura 1.7) impone la deformación desplazando el cabezal móvil a una velocidad controlada. La celda de carga conectada a la mordaza móvil entrega una señal que representa la carga aplicada. Las máquinas están conectadas a un ordenador que registra el desplazamiento y la carga leída. Si representamos la carga frente al desplazamiento, obtendremos una curva como la mostrada en la Figura 1.8, obtenida a partir de los experimentos desarrollados para este trabajo. La muestra a ensayar se sujeta por sus extremos al cabezal móvil de la máquina de ensayos y a la celda de carga, respectivamente. Las mordazas de sujeción se deben mantener firmes a la muestra durante el ensayo, mientras se aplica la carga, impidiendo el deslizamiento. A su vez, ellas no deben influir en el ensayo introduciendo tensiones que causen la rotura en los puntos de sujeción. Para que el ensayo se considere válido, la rotura debe ocurrir dentro de la longitud calibrada, en la parte central de la muestra.

A partir de las dimensiones iniciales de la muestra del material, se calcula el esfuerzo y el alargamiento en deformación, que nos permite caracterizar las propiedades mecánicas que se derivan del ensayo:

$$\sigma = \frac{F}{A}, \quad \varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}, \quad (1.6)$$

donde A es el área de la sección transversal de la muestra, la cual va cambiando durante el ensayo, l_0 es la distancia original entre las marcas calibradas y l es la distancia entre las mismas, después de haberse aplicado la fuerza, por lo que $\Delta l = l - l_0$.

En la Figura 1.8 se ejemplifica una curva esfuerzo-deformación, indicándose los puntos importantes que proveen información sobre el material. El punto indicado donde convergen las líneas naranjas es el esfuerzo de fluencia, que corresponde al esfuerzo al cual comienza la deformación plástica del material. Se afirma que en los metales este es el punto donde

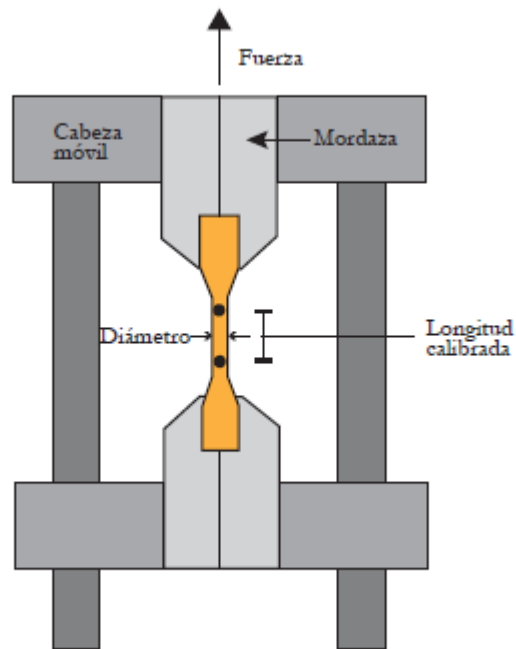


Figura 1.7: Esta imagen es adaptada desde [20]. El esquema muestra cómo se realiza un ensayo de tracción, con la fuerza F traccionando controladamente la probeta.

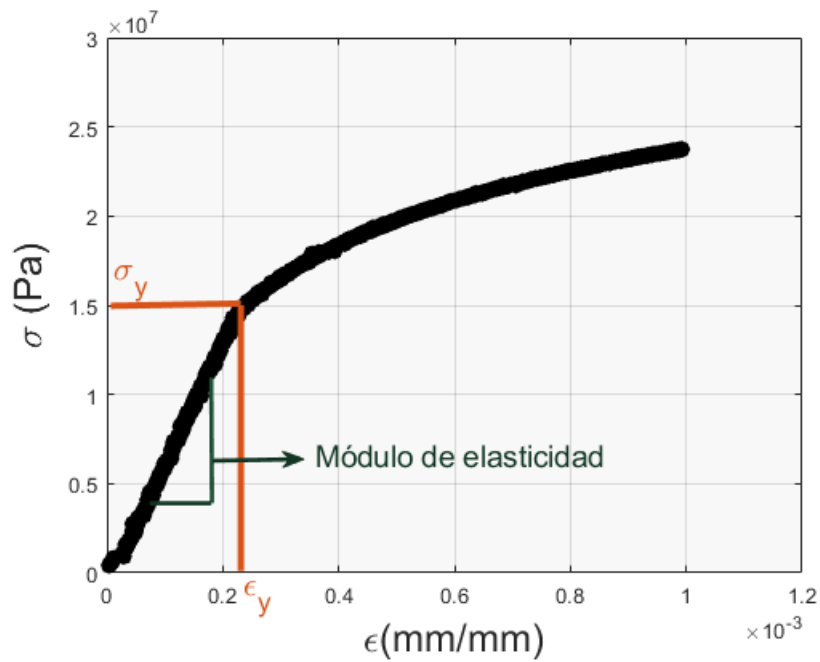


Figura 1.8: El esquema muestra el comportamiento de la curva esfuerzo-deformación en un ensayo de tracción para una barra de aluminio.

comienzan a generarse y deslizarse dislocaciones. Para metales como el aluminio o el cobre, el comportamiento es exactamente como el mostrado en la Figura 1.8, existiendo sólo un esfuerzo límite entre las dos zonas de deformación.

En este estudio, se calcula el esfuerzo de fluencia de la forma propuesta por Christensen [25]. Este método utiliza los datos de la curva esfuerzo (σ)-deformación (ε), imponiendo la siguiente condición para encontrar este punto (ε_y, σ_y)

$$\left. \frac{d^3\sigma}{d\varepsilon^3} \right|_{\varepsilon_y} = 0, \quad (1.7)$$

con $\sigma_y = \sigma(\varepsilon_y)$. Además, en esta curva podemos identificar el módulo de elasticidad o módulo de Young, que corresponde a la pendiente de la curva esfuerzo-deformación en su región elástica. Esta relación corresponde a la extensión tridimensional de la ley de Hooke $E = \sigma/\varepsilon$. El módulo E está íntimamente relacionado con la energía de enlace de los átomos, teniéndose que una pendiente muy acentuada o abrupta indica que se requieren de grandes fuerzas para separar los átomos y hacer que el material se deforme elásticamente.

Ensayos de relajación

En esta tesis, se programa la máquina de tracción, para que apliqué una fuerza uniaxial F sobre la muestra. Una vez alcanzada dicha fuerza, es cuando comienza el ensayo de relajación. En el ensayo de relación, la fuerza que está actuando sobre la muestra comienza a decrecer hasta llegar a cero. En este proceso no se espera creación de nuevas dislocaciones.

1.2.1. Métodos de caracterización.

Existen una gran variedad de métodos de caracterización de materiales. En esta sección se pretende dar una idea de cuáles son las técnicas más usadas, y en particular, centrarnos en dar el motivo de por qué se utilizará la técnica acústica. Se marcará la diferencia entre un ensayo destructivo y uno no destructivo; esto a partir de que algunos métodos de caracterización alteran de cierta forma el material.

Los métodos no destructivos, en particular los ensayos no destructivos (END), se pueden definir como ensayos, sondeos o evaluaciones realizadas en cualquier tipo de material, que no provocan cambios o alteraciones a la muestra examinada, y cuyo fin es determinar las condiciones, discontinuidades o defectos que puedan tener un efecto sobre su comportamiento al ser sometidos a esfuerzos [26]. Cada ensayo tiene sus propias ventajas y limitaciones, y es importante tener conocimiento tanto de ellas como de las características de los defectos de los materiales a estudiar.

Por otro lado, existen métodos de caracterización un tanto más invasivos, como TEM y XRD. En TEM (Microscopía Electrónica de Transmisión) usualmente la muestra debe ser sometida a tratamientos químicos, para luego ser atacada por un haz de electrones. Debido al proceso de preparación de la muestra, ésta ya está alterada cuando es analizada.

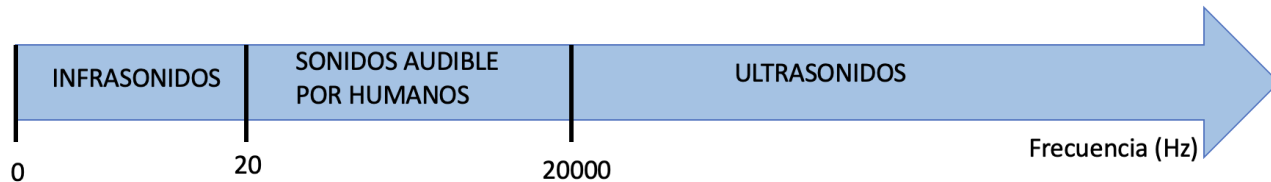


Figura 1.9: La imagen muestra el rango de frecuencias de las ondas de sonido.

Para el caso de XRD (Difracción por Rayos X) sucede algo similar: la muestra es previamente pulida y atacada químicamente, para luego ser analizada con rayos X, y desde allí obtener un espectrograma, para posteriormente ser estudiado y así caracterizar la muestra.

Los resultados entregados por las dos técnicas difieren en que en TEM el estudio es más local, esto es debido a que se estudia sólo una lámina del material y se cuentan las dislocaciones una a una por unidad de área de la lámina, para finalmente extrapolar por la cantidad de total de área del material. En XRD el estudio se realiza de forma más global, es decir, la muestra atacada por rayos X es más grande que una lámina, por lo que es más representativa para hacer un promedio de dislocaciones por unidad de área.

Métodos acústicos utilizados para caracterizar materiales.

Para esta parte, se establecerá con palabras simples qué es la acústica. La acústica es la rama de la física que estudia la generación, transmisión y recepción de energía como ondas vibratorias en la materia. Cuando una partícula fluída o sólida es desplazada de su configuración de equilibrio, aparecen fuerzas elásticas internas de restauración. Estas fuerzas, unidas a la inercia del sistema, permiten que la materia participe en vibraciones oscilatorias, y por lo tanto, genere y transmita ondas acústicas [2]. El ser humano queda expuesto a este fenómeno ondulatorio desde el momento en que comienza a escuchar. El oído humano puede percibir frecuencias entre 20 Hz y 20.000 Hz (ver Figura 1.9); también podemos definir la rama ultrasónica, que tiene un rango de frecuencias superiores a las que el oído humano puede percibir. Así también existe la rama infrasónica, que se encuentra en el rango de frecuencias por debajo de lo que percibe el oído humano.

Algunos de los métodos de caracterización acústicos son TOF (Time Of Flight), RUS (Resonant Ultrasound Spectroscopy), NRUS (Nonlinear Resonant Ultrasound Spectroscopy), SHG (Second Harmonic Generation), los cuales son usados para extraer información de la muestra utilizando ondas acústicas. En particular, describiremos en detalle el método que usaremos en este trabajo: TOF.

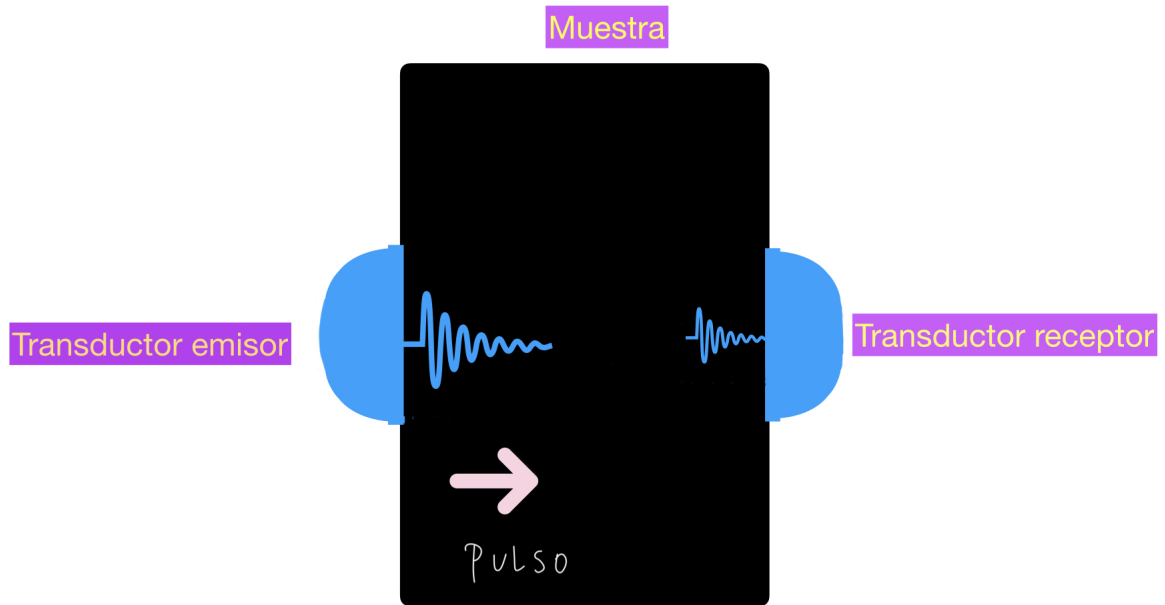


Figura 1.10: Esquema de un pulso viajando por una muestra genérica.

Transmisión de pulsos

Uno de los métodos más simples y antiguos de inspección acústica no destructiva es la medida de tiempo de vuelo o TOF (Time Of Flight). Este método se basa en el tiempo que demora una onda en recorrer cierto material cuando se conocen sus dimensiones y densidad. La velocidad de la onda acústica en el material es constante, y es determinada por el medio en el cual se propaga dicha onda. Se distinguen dos tipos de ondas elásticas en los sólidos: longitudinales y transversales; existiendo también las ondas de superficie. La velocidad longitudinal, al igual que la velocidad transversal del sonido puede ser calculada como un cociente entre la extensión de la muestra y el tiempo que demora la onda en recorrer el material. El montaje general consiste de un transductor emisor para el envío de la onda, desde el cual se emite un pulso de amplitud modulada con frecuencia constante, generalmente a la frecuencia de resonancia del transductor. Luego de viajar por la muestra, otro transductor es el encargado de detectar o recibir estos pulsos.

Por otro lado, existe otra técnica de transmisión de pulso; Pulso Eco, la cual sólo necesita un transductor, el cual emite una onda ultrasonica y ésta al encontrar grietas o discontinuidades en el medio se refleja volviendo al transductor.

En el caso de nuestro experimento, se midieron dos propiedades de la onda recibida. Es decir, fue capturado el tiempo de vuelo del pulso por el material, y también la amplitud de la onda recepcionada. Tanto la amplitud y el tiempo de vuelo fueron registrados durante todos los experimentos. La Figura 1.10 muestra un esquema que da más claridad sobre ello.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

El desarrollo de esta tesis se basa en estudiar la estructura interna de un cuerpo sólido mediante vibraciones mecánicas. Es por esto que en este capítulo se presentan las bases teóricas que dan sustento a este trabajo.

Por un lado, se revisan las ecuaciones fundamentales de la teoría de elasticidad para cuerpos isótropos desarrolladas por Landau y Lifshitz [28]. Como muestra la figura 2.1, se puede interpretar que un sólido une sus átomos mediante resortes¹, los cuales se encuentran acoplados. Por lo tanto, hay una constante elástica (que en este caso es un tensor) que es propia del sólido a estudiar. Dicha constante brinda información que es de utilidad para tratar de comprender de manera mas completa la estructura interna del sólido.

Luego de repasar la teoría de elasticidad, se analizan los aspectos más relevantes de osciladores, como una primera aproximación a la respuesta elástica de medios continuos sometidos a esfuerzos [2]. En particular, en este caso cuando se menciona medios continuos, se refiere a materiales sólidos, que a escala mesoscópica o macroscópica pueden ser descritos por una teoría del continuo (sin distinguir las posiciones de los átomos en la red cristalina).

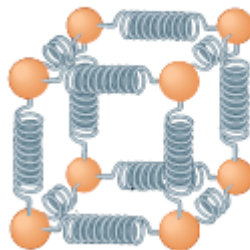


Figura 2.1: Representación de un sólido, el cual está compuesto de resortes unidos en serie y el paralelo.

¹Técnicamente, estos resortes son una representación gráfica de un sistema de “osciladores” acoplados, minimizando la energía potencial cuando los átomos están dispuestos en una determinada estructura cristalina.

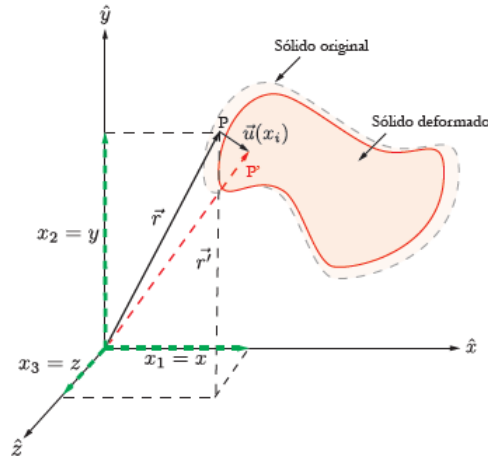


Figura 2.2: Imagen adaptada de [19]. En la figura se puede observar un sólido en su estado original y en su estado deformado en un sistema de coordenadas cartesiano.

2.1. Teoría de la elasticidad

El título de esta sección cita directamente el primer capítulo del libro “Theory of elasticity” de Landau y Lifshitz [28], lectura esencial para entender las bases de la mecánica de cuerpos sólidos considerados como medios continuos. A continuación se presenta un breve desarrollo, basado en dicha lectura, de las ecuaciones más importantes que gobiernan el comportamiento de sólidos sometidos a esfuerzos en el régimen de elasticidad lineal.

2.1.1. Tensor de deformación y tensor de esfuerzos

Los sólidos se deforman (cambian de volumen y forma) cuando una fuerza es aplicada sobre ellos. La deformación de un cuerpo se describe analíticamente siguiendo el esquema gráfico de la Figura 2.1. Sea P un punto del sólido, su posición queda definida mediante su radio vector \mathbf{r} , con las componentes $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$ en el sistema coordenado propuesto. Si el sólido es deformado por la aplicación de una fuerza, cada punto de él se desplaza. En particular P también lo hace, siendo denominado en su nueva posición como P' , con radio vector \mathbf{r}' . El desplazamiento de este punto debido a la deformación está determinado por el vector de desplazamiento $\mathbf{u} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$ que en notación por coordenadas toma la forma:

$$u_i = x_i - x'_i \quad (2.1)$$

Las coordenadas x'_i del punto desplazado son funciones de las coordenadas x_i previas al desplazamiento. Así mismo, las componentes u_i del vector de desplazamiento también lo son. Esto quiere decir que si se conoce $\mathbf{u}(x_i)$ la deformación del cuerpo queda totalmente determinada.

Tensor de deformaciones

En un sólido se tienen pequeñas deformaciones para cada punto en él, ya que se trata de un medio continuo. Definiremos la deformación por unidad de largo como

$$\varepsilon = \frac{u_x(x + dx) - u_x(x)}{dx} \quad (2.2)$$

donde $u_x(x)$ y $u_x(x + dx)$ son los desplazamientos desde los puntos A y B, ver Figura 2.2. Estos desplazamientos se deben a un estiramiento unidireccional del sólido. Como el tensor de deformaciones debe ser invariante ante rotaciones, éste se debe definir como simétrico. El tensor simétrico ε_{ik} descrito en (2.4) es la variación de una longitud infinitesimal cuando el sólido se deforma y recibe el nombre de tensor de deformaciones. Sin embargo, también existen contribuciones no lineales al tensor de deformaciones, que se vuelven relevantes cuando la deformación no es pequeña. De forma general se puede escribir el tensor simétrico como

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right). \quad (2.3)$$

Concretamente, en el régimen de elasticidad lineal, donde las deformaciones son pequeñas con respecto al tamaño original, se puede expresar como

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right). \quad (2.4)$$

En particular, durante la presente investigación se estudia el régimen donde las deformaciones son pequeñas, por lo que el tensor de deformaciones se utiliza como la expresión (2.4).

Tensor de esfuerzos

Al ocurrir deformaciones, cambia la distribución molecular del sólido y el cuerpo deja de encontrarse en su estado original de equilibrio. Aparecen entonces fuerzas internas, denominadas tensiones internas, que tienden a llevarlo nuevamente al equilibrio. En la Figura 2.3 se observa una deformación unidireccional donde se ejemplifican las componentes del tensor de esfuerzos en un punto de un sólido deformable. Las tensiones internas se deben a fuerzas moleculares. El denominado radio de acción de dichas fuerzas debe tomarse igual a cero en la teoría de elasticidad y se puede decir entonces que las fuerzas que producen tensiones internas son de corto alcance. Por consiguiente, las fuerzas que ejercen las partes vecinas sobre cualquier lugar de un sólido, sólo actúan sobre la superficie de dicha zona del sólido. Lo anterior es fundamental para encontrar una definición del tensor de esfuerzos.

Considérese la fuerza total que se ejerce sobre un volumen del cuerpo. Esta fuerza total es la suma de todas las fuerzas que actúan sobre cada uno de los elementos de volumen considerada como FdV , donde F es la fuerza por unidad de volumen y FdV es la fuerza que se ejerce sobre el elemento de volumen dV . Por otra parte, las fuerzas que los distintos

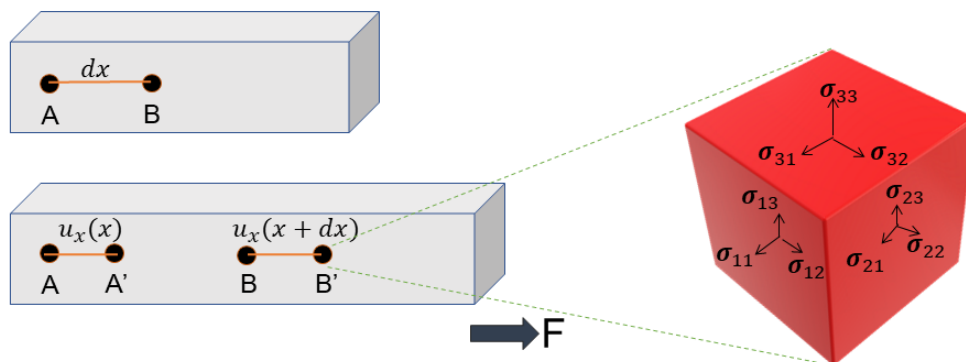


Figura 2.3: El bloque de más arriba representa un sólido sin deformar, e indica que la distancia entre los puntos A y B es dx . El bloque de más abajo representa un sólido al cual se le aplica una fuerza F la cual provoca una deformación unidireccional en el sólido, y por último se realiza una ampliación de un elemento de éste, mostrando las componentes del tensor de esfuerzos σ_{ij} .

elementos de la porción considerada ejercen unos sobre otros, se anulan mutuamente en virtud de la acción y reacción. La fuerza total puede entonces considerarse como la suma de las fuerzas que ejercen sobre el volumen en cuestión las porciones de sólido que lo rodean. Tomando en cuenta entonces lo dicho en el párrafo anterior, estas fuerzas actúan sobre la superficie de la región considerada, por lo que la fuerza resultante puede representarse como la suma de las fuerzas que se ejercen sobre todos los elementos de superficie, o sea, mediante una integral de superficie.

Para cualquier porción del sólido, cada una de las tres componentes $F_i dV$ de la resultante de todas las tensiones internas puede ser transformada en una integral de superficie. Del análisis vectorial es sabido que la integral de un escalar en un volumen arbitrario puede transformarse en una integral sobre la superficie si el escalar es la divergencia de algún vector. En este caso, como se tiene la integral de volumen de un vector, y no de un escalar, este vector debe ser la divergencia de un tensor de segundo rango. De lo anterior se desprende que F_i tiene la forma:

$$F_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}. \quad (2.5)$$

El tensor σ_{ik} recibe el nombre de tensor de esfuerzos y puede demostrarse que es simétrico.

2.1.2. Conexión ambos entre tensores

De la subsección 2.1.1 se desprende que de no existir deformación, tampoco existen tensiones internas. Dicho de otra forma, la acción de fuerzas sobre un sólido trae como consecuencia tanto el desplazamiento de puntos dentro de él y su tensor de deformaciones asociado, como la aparición de tensiones internas vinculadas a un tensor de esfuerzos.

El tensor de esfuerzos puede obtenerse mediante la teoría lineal de elasticidad [28] como la derivada de la energía libre, de donde se obtiene la ley de Hooke:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl}, \quad (2.6)$$

donde C_{ijkl} representa el tensor de elasticidad, el cual conecta el tensor de deformaciones con el tensor de esfuerzos. En este contexto, se describirá la importancia del tensor de constantes elásticas para un sólido en tres dimensiones. Se describirán algunas de las propiedades más relevantes de este tensor y cómo éste se relaciona con las constantes de Lamé.

Las componentes del tensor elasticidad dependerán de las propiedades del material a estudiar. En este caso es de interés entender qué estructura tiene el tensor de elasticidad en un sólido isótropo en tres dimensiones. Para un sólido en tres dimensiones, las componentes del tensor C_{ijkl} son 81, pero debido a la simetría que tienen los tensores σ_{ij} y ε_{kl} las componentes se pueden reducir a 36. La menor cantidad de componentes independientes del tensor de elasticidad son 2, esto ocurre en materiales en donde no importa la dirección en la que se miden dichas constantes. A los materiales que cumplen con dicha particularidad se dice que tienen simetría isótropa.

Suponiendo simetría isótropa, el tensor de elasticidad se puede escribir como:

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{11} - 2C_{44} & C_{11} - 2C_{44} & 0 & 0 & 0 \\ C_{11} - 2C_{44} & C_{11} & C_{11} - 2C_{44} & 0 & 0 & 0 \\ C_{11} - 2C_{44} & C_{11} - 2C_{44} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix}$$

Donde las componentes C_{11} y C_{44} son las únicas componentes independientes del tensor de elasticidad.

2.1.3. Ondas elásticas en sólidos

Para explicar las vibraciones de un sólido elástico, primero se debe conocer las ecuaciones de movimiento que lo rigen. Con la técnica de Transmisión de Pulsos se genera una onda acústica que pasa a través del material para ser recibida por un sensor, por lo que se hace claro que para interpretar los resultados se debe establecer la ecuación de onda que obedece dicho pulso.

Las ondas elásticas en un medio elástico infinito, homogéneo, isótropo, y tridimensional, se describen mediante los desplazamientos $\vec{u}(\vec{x}, t)$ en función de la posición de equilibrio \vec{x} y el tiempo t , que satisfacen la ecuación de onda. Se considera la fuerza neta como el resultado de la suma tanto de esfuerzos como de compresiones sobre un cuerpo sólido. Tomando en cuenta que la densidad de masa es ρ , la segunda ley de Newton se puede escribir como

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0. \quad (2.7)$$

En el término de la derecha de la expresión (2.7) se reemplaza la ley de Hooke, expresada en (2.6), y la definición del tensor de deformaciones, expresada en (2.4) para el régimen lineal, entregando

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \frac{1}{2} C_{ijkl} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) = 0. \quad (2.8)$$

Para simplificar la expresión (2.8) basta con considerar la simetría que tiene el tensor C_{ijkl} , quedando finalmente la ecuación de movimiento,

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l}. \quad (2.9)$$

Como se puede ver, la ecuación (2.9) es una ecuación de onda, que describe cómo se propaga la vibración que viaja por el material, ésta depende de las constantes elásticas del sólido, las cuales, como vimos previamente, dependen de las propiedades y simetrías de la muestra a estudiar. Dentro de otros aspectos, esto permite que existan diferentes velocidades de propagación para las ondas acústicas, y que dichas velocidades dependan de la muestra.

2.2. Acústica

Para poder estudiar las propiedades físicas de los materiales a través de ondas acústicas, es necesario comprender y tener claros ciertos aspectos de las ondas. Para esto comenzaremos con una breve introducción de los distintos osciladores lineales que podemos encontrar. La “elasticidad” de un sólido corresponde a la manera en que éste responderá a un determinado esfuerzo realizado sobre él. La primera aproximación que se puede tener a un continuo que responde a cierto estímulo, es el estudio de un sistema típico denominado “masa-resorte”. Estos sistemas, más conocidos como “osciladores”, pueden tener un comportamiento lineal o no lineal, dependiendo de la intensidad de la onda y las propiedades del medio.

2.2.1. Oscilador armónico simple y amortiguado

Se comenzará por una introducción del oscilador armónico. Se inicia el análisis a partir del oscilador armónico simple y luego, añadiendo una resistencia mecánica al sistema, se da paso al oscilador armónico amortiguado. Finalmente se estudian oscilaciones forzadas originadas por la aplicación de una fuerza externa al sistema. La notación utilizada en esta sección sigue la correspondiente al libro *Fundamentals of Acoustics* [2].

El sistema que se describirá consta del clásico esquema "masa-resorte"(ver Figura 2.4). Como un modelo de movimiento armónico simple, considere un bloque de masa m unido al extremo de un resorte, con el bloque libre de moverse sobre una superficie horizontal sin fricción. Cuando el resorte no está estirado ni comprimido, el bloque queda en reposo, en la posición llamada posición de equilibrio del sistema, que se identifica como $x = 0$. Se sabe por la experiencia que tal sistema oscila de atrás para adelante si se perturba desde su posición de equilibrio. Se puede entender cualitativamente el movimiento oscilatorio del bloque al recordar primero que, cuando el bloque se desplaza a una posición \mathbf{x} , el resorte ejerce sobre el bloque una fuerza que es proporcional a la posición, y se conoce por la ley de Hooke:

$$\mathbf{f} = -s\mathbf{x}. \quad (2.10)$$

A \mathbf{f} , se le llama fuerza restauradora porque siempre se dirige hacia la posición de equilibrio y, en consecuencia, es opuesta al desplazamiento del bloque desde el equilibrio. Si se considera que la frecuencia de oscilación no depende de la amplitud, la anterior es la descripción del oscilador armónico simple, regido por la siguiente ecuación lineal de movimiento:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0 \quad (2.11)$$

donde se ha definido la frecuencia angular natural $\omega_0^2 = s/m$.

La imagen y la descripción anterior es para el caso cuando no hay fuerzas disipativas en el sistema. En muchos sistemas reales, fuerzas no conservativas como la fricción retardan el movimiento. En consecuencia, la energía mecánica del sistema disminuye en el tiempo y se dice que el movimiento está amortiguado. La energía mecánica perdida se transforma en energía interna en el objeto y el medio retardador. Un tipo común de fuerza retardadora

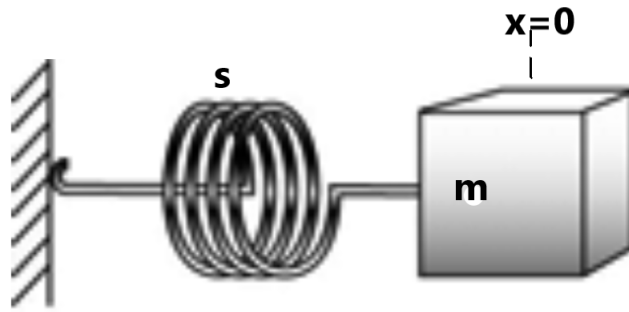


Figura 2.4: Imagen adaptada de [38], esta imagen muestra un típico esquema de masa-resorte

es cuando la fuerza es proporcional a la rapidez del objeto en movimiento y actúa en la dirección opuesta a la velocidad del objeto con respecto al medio. Con frecuencia, esta fuerza retardadora se observa cuando un objeto se mueve a través de aire, por ejemplo. Dicha fuerza retardadora se puede expresar como un vector $R \frac{dx}{dt}$, caracterizada por una constante R , y la fuerza restauradora del sistema será $\mathbf{f} = -s\mathbf{x}$. Considerando ambas fuerzas se puede escribir la segunda ley de Newton como:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{R}{m} \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0. \quad (2.12)$$

Luego, se considera como solución $\mathbf{x} = Ae^{\gamma t}$, donde γ es el exponente complejo, el cual se expresa como

$$\gamma = -\beta \pm j\omega_n, \quad (2.13)$$

donde $\beta = R/2m$, j es la unidad imaginaria, y $\omega_n = (\omega_0^2 - \beta^2)^{1/2}$, reconociendo ω_n como la frecuencia natural angular del oscilador amortiguado. Se puede observar que si la fricción es despreciable (coeficiente R pequeño), se alcanza que $\omega_n \approx \omega_0$ y se puede recuperar ecuación (2.8). Luego, sustituyendo γ en la solución propuesta, se puede escribir:

$$x = Ae^{-\beta t} \cos(\omega_n t + \phi) \quad (2.14)$$

donde es visible que el término $Ae^{-\beta t}$ se identifica como la amplitud de oscilación, la que disminuye exponencialmente con el paso del tiempo.

Oscilaciones forzadas

Para describir este tipo de movimiento se considera el oscilador amortiguado, al cual además se le agrega una fuerza externa, que se denominará $f(t)$. Consideraremos el caso en que dicha fuerza es una fuerza oscilante que depende del tiempo, $f(t) = F \cos(\omega t)$.

La ecuación diferencial para este oscilador forzado toma la siguiente forma:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + R \frac{dx}{dt} + sx = F \cos(\omega t). \quad (2.15)$$

La solución para esta ecuación diferencial está compuesta de una solución homogénea y de una solución particular. La solución homogénea decae a cero con el tiempo, siendo la particular

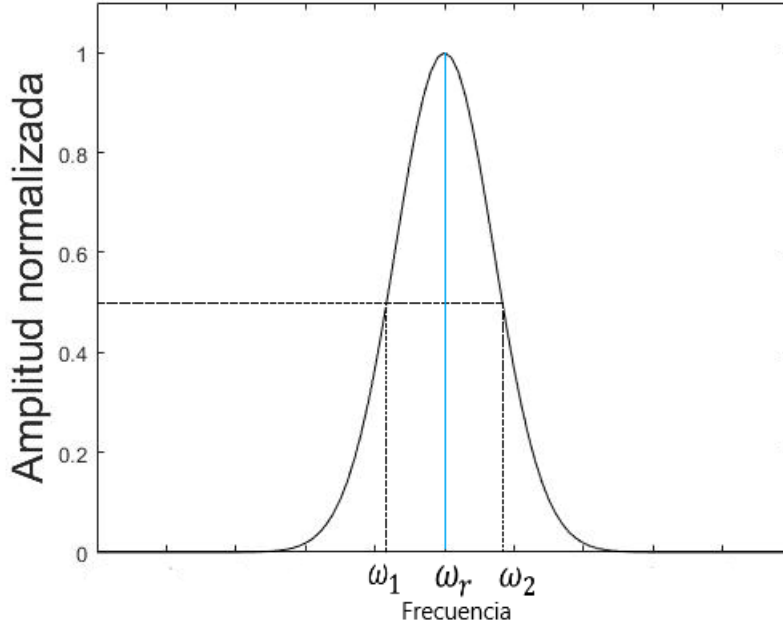


Figura 2.5: Curva de resonancia entorno a una frecuencia ω_r .

la que describe el movimiento estacionario. Si se busca una solución compleja, se encuentra que ésta tiene la forma

$$x(t) = \frac{1}{j\omega} \frac{F e^{j\omega t}}{R + j(\omega m - s/\omega)}. \quad (2.16)$$

Si se conserva la parte real de la ecuación anterior, que es solución pues la solución compleja lo es, se obtiene la siguiente solución estacionaria a la ecuación:

$$x = \frac{F}{\omega \sqrt{R^2 + (\omega m - s/\omega)^2}} \sin(\omega t - \Theta). \quad (2.17)$$

Reconociendo el término en fracción como la amplitud (todo lo que no sea la parte oscilante $\sin(\omega t - \Theta)$), se identifica

$$A(\omega) = \frac{F}{\omega \sqrt{R^2 + (\omega m - s/\omega)^2}}, \quad (2.18)$$

siendo Θ la fase del movimiento. Dicha fase se expresa como $\Theta = \tan^{-1}[(\omega m - s/\omega)/R]$.

Para encontrar la frecuencia de resonancia de este sistema, es necesario derivar la ecuación que describe la amplitud (2.18) con respecto a ω e igualar a cero para encontrar el mínimo del denominador, es decir, cuando la amplitud es máxima. Esta frecuencia se denomina ω_r , y se puede escribir de la siguiente forma:

$$\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}. \quad (2.19)$$

Si el coeficiente de fricción R es pequeño, esto implica que la frecuencia de resonancia se aproxima a la frecuencia natural, $\omega_0 \approx \omega_r$. La amplitud de oscilación para la frecuencia

de resonancia se obtiene reemplazando ω_r en la definición de amplitud $A(\omega)$ de la ecuación (2.18), lo que resulta en

$$A(\omega_r) = \frac{F}{\omega_r \sqrt{R^2 + (\omega_r m - \frac{s}{\omega_r})^2}}. \quad (2.20)$$

Desde aquí se puede conseguir una frecuencia característica que describe cómo la amplitud de resonancia se amortigua como función de la frecuencia al alejarse de la frecuencia de resonancia. Para esto, se define el ancho de banda a la mitad de altura, $\omega_2 - \omega_1 = 2\beta$ (es decir, la diferencia de frecuencias a media altura de amplitud). Con esto, se define

$$Q = \frac{\omega_r}{\omega_2 - \omega_1}, \quad (2.21)$$

que permite cuantificar cuán “localizado” está el *peak* de resonancia con respecto al resto del espectro de frecuencias.

En lo que sigue, se aplicarán los conceptos desarrollados con el oscilador armónico forzado y amortiguado a la propagación de ondas y a las vibraciones de dislocaciones en un sólido.

2.2.2. Coeficiente de atenuación acústico

Como lo anticipa el título de este trabajo, esta tesis fue realizada con el objetivo de estudiar el coeficiente de atenuación acústico. Para esto, primero se introducirá qué es la atenuación de una onda.

La atenuación de onda (ya sea mecánica o electromagnética) se puede describir como el fenómeno en el cual su intensidad y amplitud disminuye a medida que ésta se propaga por un medio. Esto se debe a los efectos disipativos o de scattering que están presentes en el medio de propagación. A modo de ejemplo, consideremos el fenómeno que ocurre cuando hay un sismo. Las ondas sísmicas se propagan desde de una fuente desde la corteza de la tierra, hacia la superficie terrestre. Como se sabe, la amplitud de la onda cuando llega a la superficie es menor que la amplitud con la que es emitida. Esto se debe a efectos geométricos y además a que durante su propagación desde el interior de la tierra hasta la superficie terrestre existen mecanismos físicos que disipan la energía transportada por la onda.

Las fuentes de disipación de energía que existen son variadas, éstas se pueden dividir en dos categorías: 1) Las que son intrínsecamente asociadas al medio y 2) Las que son asociadas a los bordes de grano del medio. Las pérdidas de energía asociadas al medio se subdividen en tres categorías más, las cuales son: pérdidas asociadas a la viscosidad de medio, pérdidas por conducción de calor y pérdidas asociadas a procesos moleculares internos [2].

En este contexto, el coeficiente de atenuación acústico describe la fracción de amplitud de onda acústica que se absorbe o se dispersa por unidad de espesor del absorbente. Esto está directamente relacionado a la pérdida de energía que transmite la onda, puesto que la cantidad de energía transportada por un pulso es proporcional al “tamaño” (la amplitud) de su vibración. Cuando el coeficiente de atenuación es constante a través de un medio o

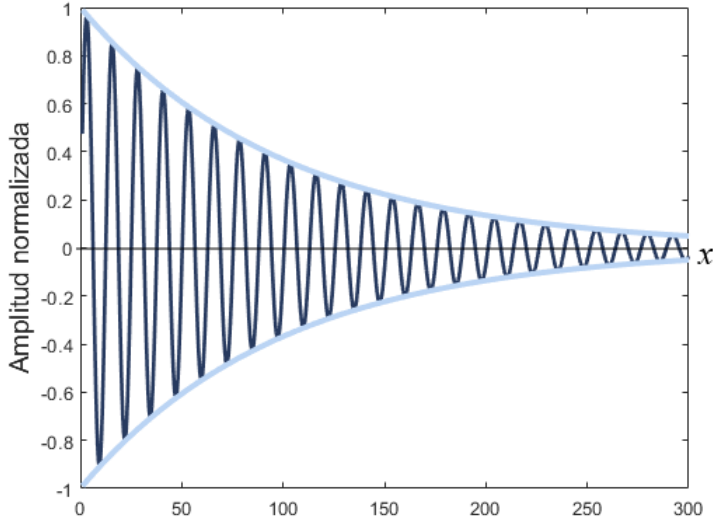


Figura 2.6: En esta imagen se ilustra de forma cualitativa el decaimiento de la amplitud de una onda en función de de la distancia (x).

material, la amplitud de una onda acústica exhibe un decaimiento exponencial en función de la distancia a la que se encuentre desde el foco de emisión.

Ahora, en un sólido se debe considerar el orden de la estructura cristalina a través de la cual se propaga la onda. En particular, es de nuestro interés estudiar policristales. Las características de los policristales están condicionadas por las propiedades de los granos cristalinos, tales como el tamaño, la orientación y la estructura del borde de grano.

En esta tesis nos interesa estudiar la absorción de una onda acústica cuando viaja por un sólido (policristal). En particular, dicho sólido tiene imperfecciones (dislocaciones) que impedirán o amortiguarán el paso de las ondas de sonidos que se propagarán por él. La amplitud con que la onda acústica recorre una distancia x viene dada por la expresión:

$$A(x) = A_o \exp(-\alpha x), \quad (2.22)$$

en dónde el parámetro α es el coeficiente de atenuación acústico.

Como se ha estudiado en la literatura [39, 35], el parámetro de atenuación tiene dos posibles contribuciones dominantes: una es la absorción de la onda misma, y el otro efecto que se puede notar es el que es producido por la dispersión de la onda. Ambas contribuciones pueden estar presentes cuando hablamos de atenuación, pero hay una forma de predecir cuál efecto será más dominante que otro. La atenuación tiene una dependencia con la frecuencia de la onda transmitida. Esto se puede escribir de la siguiente forma:

$$\alpha(\omega) = \alpha_1(\omega) + \alpha_2(\omega), \quad (2.23)$$

donde

$$\alpha_1(\omega) \propto \omega^2, \quad \alpha_2(\omega) \propto \omega^4, \quad (2.24)$$

con $\omega = 2\pi f$, y f la frecuencia de la onda transmitida. α_1 es el coeficiente de absorción de la onda y α_2 es el coeficiente de dispersión. Como se puede ver en la ecuación (2.24), ambos coeficientes dependen de la frecuencia.

La contribución de α_2 es considerada cuando la longitud de onda es del orden de que los bordes de granos (lo cual en palabras simples, es la superficie que separa la orientación atómica de otra en un policristal), entre otros defectos, pues al ser éstos comparables con la longitud de onda, dichas ondas se reflejan y transmiten constantemente en cada borde de grano, por lo que la onda sonora está siendo permanentemente dividida en ondas parciales a largo de la distancia. Por otra parte, la absorción α_1 puede ser visualizada aproximadamente como una especie de efecto de frenado de las oscilaciones de las partículas, lo que también deja en claro por qué una oscilación rápida pierde más energía que una oscilación lenta (pues típicamente las fuerzas disipativas son proporcionales a la velocidad del movimiento). La absorción generalmente aumenta con la frecuencia, pero a un ritmo mucho más lento que la dispersión.

Al mismo tiempo, un factor importante a considerar es la temperatura, puesto que la atenuación de la onda depende a qué temperatura está el medio continuo en el cual dicha onda se está propagando. Existen algunos estudios [29] que muestran que el coeficiente de atenuación de una onda puede aumentar hasta un orden de magnitud al haber un cambio de temperatura desde 30 K hasta temperatura ambiente (300 K).

Debido a que en este estudio será de principal importancia la contribución de las dislocaciones al coeficiente de atenuación, ahora procedemos a explicar los aspectos fundamentales del mecanismo físico que disipa la energía de ondas viajeras a través de un sólido con dislocaciones.

Propiedades dinámicas de las dislocaciones: disipación de energía

En esta sección se describe las condiciones físicas a las que esta sometida la dislocación. Como ya se ha expuesto anteriormente, al modelar la dislocación como una cuerda, se deben considerar todas las fuerzas que actúan sobre ella. Un componente importante que se revisará es el parámetro B y su relación con la dinámica de la dislocación.

Se han aislado varios tipos de componentes de fricción interna que puede asignarse a la acción de las dislocaciones. Estos tipos se pueden dividir en los causados por grandes amplitudes de deformación, y los asociados con amplitudes de deformación muy pequeñas. Para amplitudes de deformación muy pequeñas, las dislocaciones oscilan como cuerdas estiradas entre los puntos de fijación, que generalmente serán proporcionados por la acción de fijación de los átomos de impureza. La ecuación para una cuerda estirada se puede escribir en la forma

$$M \frac{\partial^2 X_i}{\partial t^2} + B \frac{\partial X_i}{\partial t} - \Gamma \frac{\partial^2 X_i}{\partial y^2} = F_i, \quad (2.25)$$

donde X_i es el vector desplazamiento de la dislocación, y F_i es la fuerza por unidad de largo, aplicada a la dislocación. M es la masa por unidad de largo, siendo aproximadamente igual a ρb^2 por dislocación. ρ corresponde a la densidad del metal. Γ es la tensión de la cuerda,

que en el caso de una dislocación es aproximadamente $\mu b^2/2$, μ el módulo de cizalle, y con b es el vector de burgers. Y, finalmente, B es la constante de amortiguamiento, que refleja la presencia de una fuerzas disipativa, las cual es proporcional a la velocidad.

Algunos científicos que trabajaron en estimar el parámetro B evaluando expresiones teóricas para distintos materiales son Eshelby [30] y Leibfried [31]. Los mecanismos físicos que ellos consideraron para la amortiguación son: amortiguamiento termoelástico, radiación amortiguación, y dispersión de ondas térmicas. Las ecuaciones propuestas por Eshelby son:

$$B = \beta \mu b^2, \quad (2.26)$$

con

$$\beta = \frac{1}{10D} \frac{C_p - C_v}{C_p} \log \frac{D}{\omega l^2}, \quad (2.27)$$

donde ω es la frecuencia angular, D es la difusividad térmica, C_p es el calor específico a presión constante, y C_v es el calor específico a volumen constante. La letra l representa la longitud mínima ($\approx 1nm$) necesaria para que sea consistente trabajar en la teoría del continuo.

Por otro lado tenemos la relación propuesta por Leibfried,

$$B = \frac{a}{10V_s} (3kT) \frac{Z}{a^3} \quad (2.28)$$

donde a es la constante de red, V_s es la velocidad de la onda de corte, k es la constante de Boltzmann, y Z es el número de átomos por celda elemental.

Material	B (Pa · s) (Eshelby)	B (Pa · s) (Leibfried)
Plomo	$0.033 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$
Cobre	$0.014 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$
Aluminio	...	$0.98 \cdot 10^{-4}$
Zinc	...	$0.93 \cdot 10^{-4}$
Germanio	$0.0034 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$

Tabla 2.1: Valores teóricos de B calculados con las ecuaciones propuestas por Eshelby y Leibfried. La tabla es adaptada desde la referencia [32].

Granato y Lücke evaluaron estas fórmulas a temperatura ambiente para varios metales, con los resultados mostrados en la Tabla 2.1. Es interesante notar que el valor de B debe acercarse a cero a bajas temperaturas en ambas fórmulas, ya que tanto $C_p - C_v$ se acerca a cero, como también lo hace la temperatura absoluta T . Aunque no se puede decir que ninguna de estas fórmulas sea concluyente, existen mediciones experimentales [32] de la fricción interna a altas frecuencias, de los cuales se puede decir que esa constante de amortiguamiento B debe estar presente para describir adecuadamente la dinámica de dislocaciones.

Coefficiente de absorción acústico en un policristal con dislocaciones

Con la discusión anterior, ya se describió la ecuación de movimiento de la cuerda (dislocación) y su interacción con el medio mediante la fuerza aplicada F^2 . En los siguientes párrafos se describirá el resultado de calcular los efectos de la interacción entre una onda elástica y un medio con dislocaciones a través de esta fuerza F , los cuales se acoplan de mejor manera al diseño experimental utilizado en esta tesis.

Primero que todo, se considera la línea de dislocación como una cuerda oscilante, la cual tiene sus extremos anclados. Este tipo de imperfecciones pueden estar presentes en el material desde su fabricación, pero aparecen en cantidades copiosas cuando el material es deformado hasta su zona plástica. La idea de modelar a una dislocación como una cuerda fue propuesta en el año 1956 por Granato y Lüke [6]. Durante el transcurso de los años este modelo ha sido pulido y refinado continuamente, hasta llegar a llegar al año 2005 en donde Maurel et al [14] estudiaron la interacción entre una onda elástica y una dislocación en un medio isotrópico para así generalizar éste modelo, estudiando cómo afecta la interacción entre una onda elástica y un arreglo de dislocaciones a la velocidad de propagación de ondas acústicas viajando por el medio, y a la atenuación de la amplitud de estas ondas.

Esta contribución más reciente es interesante porque con esos cálculos se pueden diferenciar las contribuciones realizadas por distintos tipos de dislocaciones (anillo, borde, o de tornillo) y en qué proporción afectan a la velocidad transversal y longitudinal.

Como resultado de dicho estudio, se obtienen ecuaciones que relacionan los cambios de velocidad de las ondas acústicas con la densidad de dislocaciones, asociadas tanto a dislocaciones de tornillo como de borde. A continuación, reduciremos la suma de estas contribuciones a una expresión general, la cual será la base para realizar el análisis de datos. Como primera cantidad de interés se tiene el cambio relativo en la velocidad de propagación de las ondas transversales:

$$\frac{\Delta v_T}{v_T} = -\frac{8\mu b_s^2 \Delta(n_s L_s^3)}{5\pi^4 \Gamma_s} - \frac{4\mu b_e^2 \Delta(n_e L_e^3)}{5\pi^4 \Gamma_e} \quad (2.29)$$

Siendo v_T la velocidad de ondas transversas, n el número de dislocaciones (con n_s el número de dislocaciones de tornillo y n_e número de dislocaciones de borde), L largo de las dislocaciones y Γ la tensión de línea de la dislocación. Desde dicha ecuación se puede ver que el cambio relativo de la velocidad se hace más negativo cuando el número de dislocaciones aumenta.

La ecuación (2.29) se obtiene al sumar las contribuciones anteriormente mencionadas (dislocaciones de borde y de tornillo), que ese encuentran en [14] y [18].

Para continuar con el desarrollo de la expresión a usar en el análisis de datos, se realizan algunas aproximaciones que son consistentes en policristales, como que el cociente entre las velocidades originales del material sea $v_T/v_L \approx 1/2$. Por otro lado, típicamente se cumple que $2\Gamma_e \approx \Gamma_s \equiv \Gamma$, y que en el caso del aluminio los vectores de Burgers de dislocaciones de

²Esta fuerza no será enunciada con una expresión explícita en el presente estudio. Para más detalles al respecto, ver [13, 14]

borde y de tornillo sean iguales, esto es, $b_e = b_s \equiv b$.

Considerando estas aproximaciones, la expresión (2.29) queda de la siguiente manera:

$$\frac{\Delta v_T}{v_T} \approx -\frac{8}{5\pi^4} \frac{\mu b^2}{\Gamma} (\Delta(n_s L_s^3) + \Delta(n_e L_e^3)). \quad (2.30)$$

Asumiendo $L_s = L_e \equiv L$ y definiendo $nL \equiv \Lambda \equiv n_s L_s + n_e L_e$

$$\frac{\Delta v_T}{v_T} \equiv -\frac{8}{5\pi^4} \frac{\mu b^2}{\Gamma} \Delta \Lambda L^2, \quad (2.31)$$

donde v_L y v_T son las velocidades iniciales de la onda (longitudinales y transversales, respectivamente). Además L es la longitud de la dislocación, que en este caso se considera constante. Finalmente, Λ es la densidad de la dislocaciones presente el medio por el cual viaja la onda.

Para expresar un resultado equivalente para ondas longitudinales se realiza el mismo procedimiento y se utilizan las mismas aproximaciones que para el caso de ondas transversales. Quedo una expresión muy similar a la anterior pero con un γ , el cual es definido como $\gamma = v_L/v_T$. El punto de partida en este caso es [18]

$$\frac{\Delta v_L}{v_L} = -\frac{32\mu b_s^2 \Delta(n_s L_s^3)}{15\pi^4 \Gamma_s} - \frac{16\mu b_e^2 \Delta(n_e L_e^3)}{15\pi^4 \Gamma_e}, \quad (2.32)$$

lo que, después de un álgebra equivalente, se simplifica a:

$$\frac{\Delta v_L}{v_L} = -\frac{32}{15\gamma^2 \pi^4} \frac{\mu b^2}{\Gamma} \Delta \Lambda L^2 \quad (2.33)$$

Como se puede observar desde las expresiones (2.31) y (2.33), se tiene una expresión para cuantificar el cambio de velocidades. Estas expresiones serán de ayuda más adelante para realizar el análisis de resultados.

A continuación se presentan las relaciones asociadas al cambio del coeficiente de atenuación α con el cambio de la densidad de dislocaciones que sufre el medio. La contribución de dislocaciones de borde se puede encontrar en [14], y, de la misma manera, la contribución de las dislocaciones de tornillo se encuentra en el Apéndice de [18]. Su suma entrega

$$\Delta \alpha_T = \frac{4\omega^2 \mu b_e^2 B \Delta(n_e L_e^5)}{5\pi^6 \Gamma_e^2 v_T} + \frac{8\omega^2 \mu b_s^2 B \Delta(n_s L_s^5)}{5\pi^6 \Gamma_s^2 v_T}. \quad (2.34)$$

De la ecuación (2.34) se puede notar que el parámetro α incrementa cuando Λ aumenta.

Simplificando la ecuación (2.34), se usa que $\Gamma_e \approx \Gamma_s/2 \equiv \Gamma/2$, y $b_e = b_s \equiv b$. Ya que Γ_e está definido como $\Gamma_e = \mu b_e^2(1 - 1/\gamma)$ en [18]. Por lo que se obtiene:

$$\Delta \alpha_T = \frac{8\omega^2 \mu b^2 B}{5\pi^6 \Gamma^2 v_T} (2\Delta(n_e L_e^5) + \Delta(n_s L_s^5)). \quad (2.35)$$

Si más aún suponemos que $L_e = L_s \equiv L$, obtenemos que el coeficiente de atenuación para ondas transversales está descrito por

$$\Delta \alpha_T = \frac{8\omega^2 B}{5\pi^6 v_T} \frac{\mu b^2}{\Gamma^2} (2\Delta(\Lambda_e L^4) + \Delta(\Lambda_s L^4)). \quad (2.36)$$

Este resultado depende de la proporción entre dislocaciones de borde y de tornillo, esto es $\Lambda = \Lambda_s + \Lambda_e$. En este caso como no se sabe qué proporción de dislocaciones es de cada tipo, sólo podemos escribir de forma general los dos casos extremos, los cuales son que sólo existan dislocaciones de tornillo, esto es $\Lambda_e = 0$, y por otro lado, que sólo existan dislocaciones de borde $\Lambda_s = 0$. Bajo estos supuestos, lo único que cambia es el factor que contiene el paréntesis de la ecuación (2.36), por lo que α_T puede ser escrito en términos del número total de dislocaciones, con el siguiente intervalo

$$\frac{8\omega^2 B}{5\pi^6 v_T} \frac{\mu b^2}{\Gamma^2} \Delta \Lambda L^4 \leq \Delta \alpha_T \leq \frac{16\omega^2 B}{5\pi^6 v_T} \frac{\mu b^2}{\Gamma^2} \Delta \Lambda L^4. \quad (2.37)$$

De manera similar, desde el Apéndice de [18] podemos ver que el coeficiente de atenuación para ondas longitudinales está es la suma de dos contribuciones

$$\Delta \alpha_L = \frac{16\omega^2 \mu b_e^2 B \Delta (n_e L_e^5)}{15\pi^6 \Gamma_e^2 \gamma^2 v_L} + \frac{32\omega^2 \mu b_s^2 B \Delta (n_s L_s^5)}{15\pi^6 \Gamma_s^2 \gamma^2 v_L}, \quad (2.38)$$

que luego de las mismas aproximaciones descritas en el párrafo anterior, entrega que

$$\Delta \alpha_L = \frac{32\omega^2 B}{15\pi^6 \gamma^2 v_L} \frac{\mu b^2}{\Gamma^2} (2\Delta(\Lambda_e L^4) + \Delta(\Lambda_s L^4)), \quad (2.39)$$

por lo que este coeficiente de atenuación satisface

$$\frac{32\omega^2 B}{15\pi^6 \gamma^2 v_L} \frac{\mu b^2}{\Gamma^2} \Delta \Lambda L^4 \leq \Delta \alpha_L \leq \frac{64\omega^2 B}{15\pi^6 \gamma^2 v_L} \frac{\mu b^2}{\Gamma^2} \Delta \Lambda L^4. \quad (2.40)$$

Las expresiones (2.36) y (2.39) muestran una proporcionalidad directa el cambio del coeficiente de atenuación y el parámetro B . Las expresiones (2.37) y (2.40) muestran el resultado de la suma de las contribuciones de dislocaciones, como el intervalo en el cual $\Delta \alpha$ puede tomar valores en función del número total de dislocaciones. El prefactor (que es un número entre 1 y 2) depende de cómo es la distribución de las dislocaciones de tornillo y de borde dentro del material.

En particular, podemos extraer información acerca del parámetro B tomando la división entre cambios en atenuación y cambios de velocidades (estas dos últimas cantidades son medibles experimentalmente):

$$\frac{\Delta \alpha_T}{|\Delta v_T / v_T|} = \frac{\omega^2 B L^2}{\pi^2 \Gamma v_T} \frac{(2\Delta \Lambda_e + \Delta \Lambda_s)}{\Delta \Lambda_e + \Delta \Lambda_s} \quad (2.41)$$

$$\frac{\Delta \alpha_L}{|\Delta v_L / v_L|} = \frac{\omega^2 B L^2}{\pi^2 \Gamma v_L} \frac{(2\Delta \Lambda_e + \Delta \Lambda_s)}{\Delta \Lambda_e + \Delta \Lambda_s} \quad (2.42)$$

Desde estas expresiones, con el solo conocimiento de las propiedades de la propagación de ondas transversales o longitudinales, por separado, se puede despejar B explícitamente. Resulta útil definir la siguiente fracción, que depende de la proporción de dislocaciones de cada tipo en el material:

$$r_\Lambda \equiv \frac{\Delta \Lambda_e + \Delta \Lambda_s}{2\Delta \Lambda_e + \Delta \Lambda_s}. \quad (2.43)$$

Es importante notar que, sea cual sea la proporción de dislocaciones dentro del material, se cumple que

$$1/2 \leq r_\Lambda \leq 1, \quad (2.44)$$

por lo que esta proporción, en caso de ser desconocida, puede modificar el valor inferido del parámetro B en un factor de a lo más 2. ($r_\Lambda = 1/2$ si todas las dislocaciones son de borde y $r_\Lambda = 1$ si todas son de tornillo).

Con esta definición, podemos expresar

$$B = \frac{\pi^2 \Gamma v_T r_\Lambda}{\omega^2 L^2} \frac{\Delta \alpha_T}{|\Delta v_T / v_T|}, \quad (2.45)$$

y también

$$B = \frac{\pi^2 \Gamma v_L r_\Lambda}{\omega^2 L^2} \frac{\Delta \alpha_L}{|\Delta v_L / v_L|}. \quad (2.46)$$

Estas son dos relaciones independientes que permiten determinar el valor del parámetro B a partir de mediciones del cambio del coeficiente de atenuación acústico $\Delta \alpha$ y del cambio de velocidad de propagación Δv , de manera independiente para ondas transversales y para ondas longitudinales. La verificación experimental simultánea de estas fórmulas constituiría, por lo tanto, una validación importante de la teoría desarrollada en [13, 14, 15].

A modo de resumen, estas expresiones consideran las contribuciones tanto de densidad de dislocaciones de tornillo como de borde. Las dislocaciones de anillo no son consideradas en estas expresiones. Para poder unir ambas contribuciones es necesario hacer algunas suposiciones, las cuales son: 1) se considera que el largo de las dislocaciones de borde y de tornillo son iguales y constantes en el tiempo. 2) el vector de Burgers asociado a las dislocaciones de tornillo y de borde también es el mismo. 3) se asume, o, más bien, se espera que el parámetro B sea constante en el tiempo (es decir, que las propiedades de las dislocaciones no cambien de manera fundamental durante el experimento).

Capítulo 3

Montaje Experimental

Como se mencionó en la introducción de esta tesis, existen diferentes métodos para caracterizar materiales. El que nos interesa emplear en este estudio es un ensayo no destructivo, para lograr caracterizar materiales sin comprometer su utilidad presente. Las técnicas acústicas calzan muy bien para lograr este propósito. Existen varias técnicas como Espectroscopía de resonancia ultrasónica (RUS), eco-pulso, transmisión, entre otras, todas ampliamente utilizadas con distintos propósitos, y la elección de cada técnica dependerá de qué es lo que se quiere medir en cada caso. En esta tesis se utiliza la técnica de transmisión de pulsos, ya lo que se busca medir es el coeficiente de absorción y la velocidad de propagación del sonido a través de una probeta durante un ensayo de deformación en tensión. Para ello, se utiliza la técnica de tiempo de vuelo (TOF) de la onda en el material, simultáneamente midiendo la intensidad de dicha onda.

En este capítulo se realiza una descripción del sistema experimental para adquirir y analizar los datos, indicando las ventajas y limitaciones de la técnica. Este capítulo contiene dos subsecciones: En la Sección 3.1 se desglosa cada elemento utilizado en el montaje experimental ex-situ, explicando qué función cumple cada elemento. En la subsección 3.2 se realiza algo similar a lo desarrollado en la Sección 3.1, pero sumándole nuevos componentes debido a que en esta subsección también se describe el montaje experimental cuando el experimento se hace en forma in-situ durante un ensayo de deformación. Este montaje es sustancialmente más complejo que el descrito en la Sección 3.1, debido a que se le suma una componente dinámica a las mediciones y otro tipo de sensores, sin olvidar además la sincronización que debe existir entre los distintos elementos para obtener medidas coordinadas y simultáneamente interpretables.

3.1. Medidas Ex-situ para la obtención del coeficiente de absorción inicial

3.1.1. Muestras de Aluminio

Para preparar las muestras se utilizó aluminio 1100, el cual es un aluminio comercial, con un mínimo de un 99,00 por ciento de concentración de pureza. Desde una plancha se extraen mediante electroerosión (corte por hilo) 5 probetas con geometría de paralelepípedo (como se puede ver en la Figura 3.1), todas con las mismas dimensiones en el área transversal, que es dónde serán posicionados los transductores. La diferencia entre cada probeta es el largo de éstas. Dichas medidas se presentan en la Tabla 3.1.

Las muestras son cortadas por electroerosión porque este método produce menos esfuerzos mecánicos sobre la superficie del material. Esto es con el objetivo de minimizar la deformación y esfuerzos localizados en la superficie, y por lo tanto, evitar inducir nucleación de dislocaciones por el corte, además de minimizar la posible creación de esfuerzos residuales que pudieran eventualmente deformar la muestra. Además, se requiere que la muestra se diseñe con alto paralelismo, es decir, que la distancia entre planos sea la misma, para así minimizar la diferencia de distancia que recorra la onda. Esta metodología es de gran importancia para lograr medidas reproducibles y confiables.

Si bien existen otros mecanismos para cortar el material, la mayoría de ellos son resultado demasiado destructivos como para preservar la estructura original del material, y así poder tener medidas reproducibles. Por ejemplo, el corte por fresa es un tratamiento muy invasivo para la superficie del material, por lo que este mecanismo de fabricación no es conveniente para este experimento, ya que lo se desea obtener es la atenuación para un material con la menor cantidad de defectos.

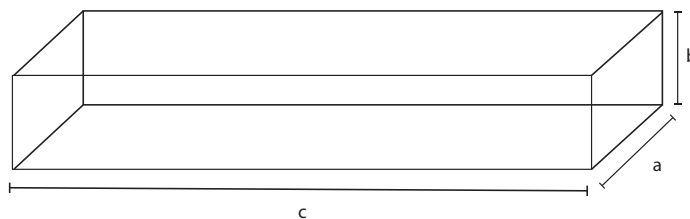


Figura 3.1: Imagen que describe las dimensiones, donde a y b son constantes que corresponden a los lados de las caras más pequeñas y c es el largo de la muestra que toma los valores de la Tabla 3.1.

Probeta	ab (mm ²)	c (mm)
P1	100.00±0.14	150.00 ±0.01
P2	100.00±0.14	200.00 ±0.01
P3	100.00±0.14	250.00 ±0.01
P4	100.00±0.14	300.00 ±0.01
P5	100.00±0.14	350.00 ±0.01

Tabla 3.1: En esta tabla se muestran los valores tanto del área transversal ab de cada probeta como de c , el cual representa el largo de cada probeta.

3.1.2. Montaje experimental

Transductores piezoeléctricos

Un transductor es un dispositivo capaz de convertir una onda mecánica en una señal eléctrica, o viceversa. El efecto piezoeléctrico describe la relación entre una tensión mecánica y un voltaje eléctrico en sólidos. Es la capacidad de ciertos materiales, minerales, cerámicas y algunos polímeros para producir una carga eléctrica en respuesta a un esfuerzo mecánico aplicado.

Debido al tamaño finito de los transductores, éstos tienen un patrón de emisión que es necesario conocer. Este patrón está compuesto por un lóbulo principal de energía y otros laterales. Dado que la onda se origina en varios puntos a lo largo de la cara del transductor, la intensidad del ultrasonido a lo largo del haz se ve afectada por la interferencia de onda, tanto constructiva como destructiva. Esta interferencia de onda conduce a fluctuaciones en la intensidad del sonido cerca de la fuente se conoce como campo cercano (ver Figura 3.2). Debido a las variaciones acústicas dentro de un campo cercano, puede ser extremadamente difícil evaluar con precisión los defectos en los materiales cuando se colocan dentro de esta área. Las ondas de presión se combinan para formar un frente relativamente uniforme al final del campo cercano. El área más allá del campo cercano, donde el haz ultrasónico es uniforme, se llama campo lejano. En el campo lejano, el haz se extiende en un patrón que se origina desde el centro del transductor. La transición entre el campo cercano y el campo lejano ocurre a una distancia N , y que a veces se la denomina “foco natural” de un transductor plano (o desenfocado). N se define como:

$$N = \frac{D^2}{4\lambda}, \quad (3.1)$$

con D diámetro del elemento activo del transductor y λ la longitud de onda.

Si el diámetro del transductor es menor que la superficie donde se hará el contacto, y la longitud que atravesará la señal es del orden de la del campo cercano, es posible que la emisión de los lóbulos laterales produzcan reflexiones que alteren las mediciones. Una forma de disminuir la influencia de ellos es que la muestra por la cual es transmitida la señal sea lo suficientemente larga. Esto es para que se logre obtener una medida de la señal en donde el comportamiento de la onda no es afectado por estas reflexiones. A este régimen se le llama campo lejano. En este régimen predomina un decaimiento exponencial en la onda.

Es importante tener en cuenta que la energía transmitida dependerá de la superficie efecti-

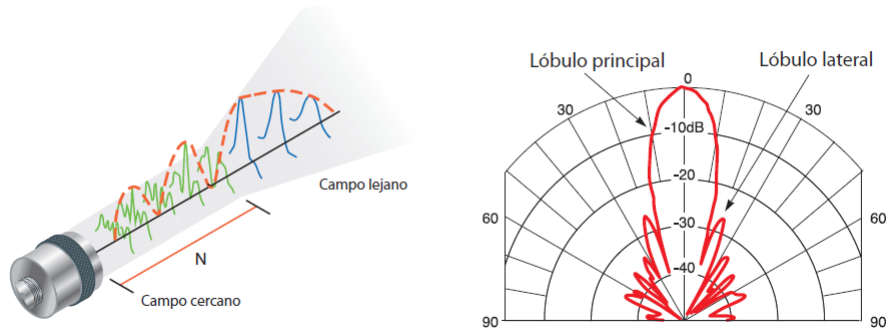


Figura 3.2: La imagen de la izquierda ilustra un transductor emitiendo una onda, indicando donde se encuentra la distancia límite N , donde termina el campo cercano y comienza el campo lejano. La imagen de la derecha ilustra cómo es el comportamiento de la onda durante su recorrido. Imagen adaptada de Olympus [16].

va de contacto entre el transductor y la muestra, por lo que es imprescindible situarla siempre en el mismo lugar si lo que se pretende es obtener resultados reproducibles. Específicamente, los transductores utilizados en estos experimentos son los transductores ultrasónicos Panametrics V110, los cuales tienen un diámetro del elemento activo de 6.35 mm

Resortes

En el montaje presentado en la Figura 3.3 los resortes cumplen un rol que no es tan evidente de comprender a simple vista. Los resortes utilizados son una aleación de acero calibrados con un diámetro exterior de 4.8 mm y una constante elástica de 3.52 N/mm (dada por el fabricante), lo que cuantifica la fuerza que ejerce el transductor sobre la muestra. En nuestro montaje ésta es de 161 N. Esto permite dar reproducibilidad al experimento ya que al tener cuantificada la fuerza ejercida y realizar todas las iteraciones con las barras, estamos sometiendo al material siempre a las mismas condiciones para poder adquirir la recepción de la señal en cada barra. Al utilizar resortes con una alta constante elástica, hubo más precisión en las medidas en comparación con un resorte más blando.

Soporte de los transductores.

Los soportes de los transductores están contruidos en acrílico. Su geometría es presentada en la Figura 3.5. La forma y medidas de estos soportes fueron pensados para que los transductores no pudieran trasladarse ni rotar cuando estuvieran en el soporte, para así mantener la reproducibilidad de los experimentos. Por otra parte, la Figura 3.3 muestra dos rieles que son ubicados paralelos a la muestra. Ambos tienen hilo y están fijados a los soportes de acrílico, en donde se encuentran ubicados los transductores. Éstos están acoplados a la muestra con diámetro del elemento activo del transductor. Finalmente, se fija el transductor emisor en la zona central de una de las caras del paralelepípedo y el transductor receptor en la zona central de la cara opuesta. Una vez preparados los transductores, se fijan los resortes que

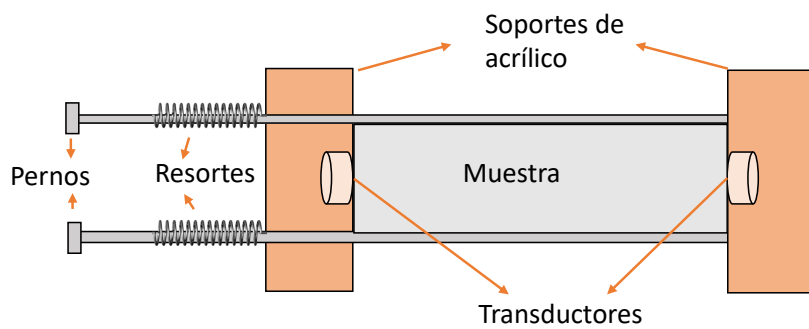


Figura 3.3: Este esquema muestra la función que cumplen los resortes, ayudando a mantener la presión constante, la cual es ejercida por la cara del transductor sobre la muestra.

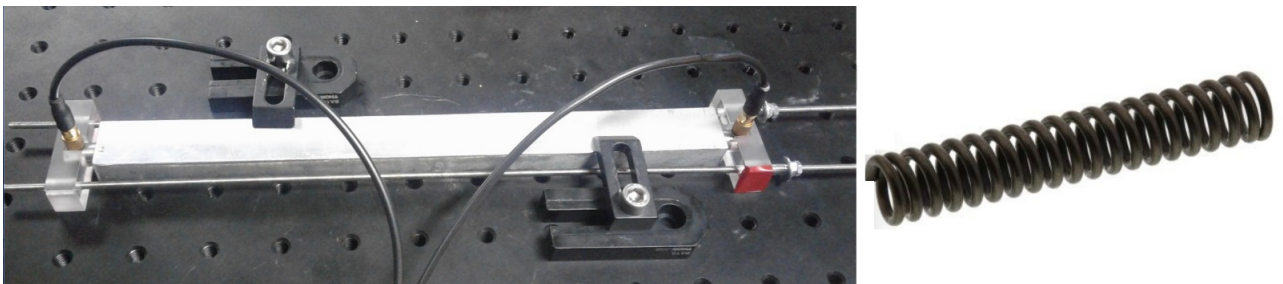


Figura 3.4: La imagen del lado izquierdo es una foto real del montaje. La imagen hacia la derecha es una imagen aumentada del resorte utilizado en el montaje, que se puede ver apretado con unas golillas.

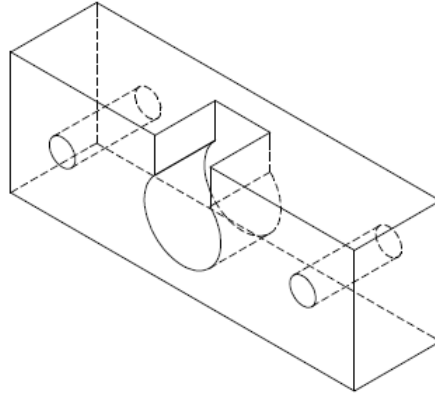


Figura 3.5: Dibujo de la pieza de acrílico. Sus medidas son 40 mm de ancho y 8 mm de alto. En su parte central es donde se hace el sacado para introducir el transductor. Los agujeros de los costados son para pasar los espárragos M3.

ejercen la misma fuerza sobre la muestra.

La Figura 3.6 es un esquema de los instrumentos y equipos necesarios para llevar a cabo la técnica de transmisión de pulsos. Un pulso con amplitud modulada por una gausianna, se genera con un programa desarrollado en Labview. Este programa se comunica via conexión GPIB con el generador de funciones, en donde la salida de este generador va directamente a un amplificador de potencia. Se amplifica la señal en un factor 10 para que la salida del amplificador llegue hasta el emisor. Después de esos procesos la señal llega al transductor piezoléctrico para que se lleve a cabo la emisión y propagación de la onda a través del material. Luego, la onda receptionada en el otro extremo de la muestra es visualizada en el osciloscopio, para finalmente, con otro programa desarrollado en esta tesis dentro de Labview, poder guardar la señal recibida en formato de archivo de texto en el computador.

3.1.3. Análisis de datos

Los datos almacenados por Labview son procesados en el software Matlab, en donde nos interesa ajustar con la mayor precisión posible el valor de cada amplitud recibida. Mediante el uso de la transformada de Hilbert [34], se obtiene la envolvente de señal. Las señales recibidas del transductor receptor se encuentran guardadas en un archivo de texto en el computador. Éstos se cargan al programa Matlab, donde la señal entregada por la transformada de Hilbert es una señal con parte real e imaginaria, pero con la misma amplitud y frecuencia que la señal original, desfasada en $\pi/2$ para cada frecuencia de oscilación. Es por esto que el valor absoluto de la transformada de Hilbert entrega la amplitud de la señal. A modo de ilustración, la Figura 3.7 representa la señal recibida, y luego la señal original con su respectiva envolvente. Una vez obtenida la envolvente, se busca el máximo de la envolvente, para guardar el valor de la envolvente y lograr tener suficiente sensibilidad que permita ver pequeños cambios. Por otro lado, esto también permite encontrar el tiempo de recepción, que finalmente podemos

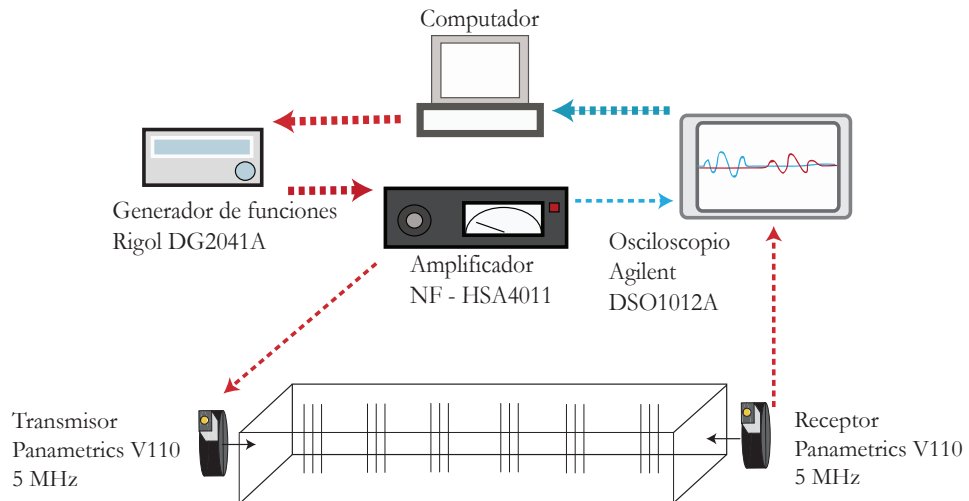


Figura 3.6: Esquema del montaje ex-situ. Se puede observar el flujo del procedimiento siguiendo las líneas roja y azul. La señal es generada por Labview en el computador, luego es enviada al generador de funciones, para finalmente dirigirse hacia el amplificador de potencia, y desde allí llegar al transmisor. Desde ahí, la onda viaja por la muestra hasta llegar al receptor, el cual es conectado con el osciloscopio, en donde se visualiza la onda recibida, y por último, se almacena esta información en el computador.

comparar con el tiempo inicial y así calcular el tiempo de vuelo de la onda.

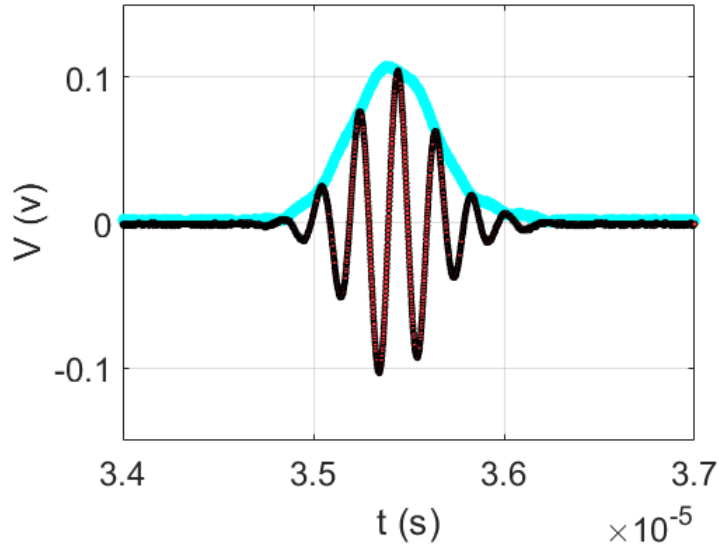


Figura 3.7: Esta imagen representa el pulso gaussiano obtenido por el transductor receptor en color rojo. La curva celeste es su envolvente.

3.2. Medidas In-situ del coeficiente de absorción

En esta sección llevaremos a cabo una descripción de lo llamaremos montaje experimental in-situ. In-situ, como el nombre lo dice, es en el sitio; significa que las medidas buscadas están siendo adquiridas en el momento que el material está siendo deformado. Lo que se busca es obtener la medida, tanto de la velocidad de propagación de las ondas en el material, como de la atenuación la señal en el instante en que el material es deformado. Se busca que el fenómeno sea en todo momento cuasiestático, por lo que la velocidad a la que el material es deformado es muy lenta, siendo ella de 0.01 mm/min. Los elementos para un montaje exitoso no son distintos a los del montaje ex-situ, sino más bien, se agregan nuevos sensores, acorde a las nuevas variables. Para este nuevo escenario es necesaria una máquina de tracción, que es el elemento que va deformando las probetas. Durante un ensayo se necesita cuantificar cuánta es la fuerza aplicada, y además medir la variación de deformación y espesor de la probeta cuando ésta se esta adelgazando producto de la fuerza. Es por esto que se suman tres elementos más a controlar, además del envío y recepción de ondas. Éstos son: la deformación, el espesor, y la fuerza aplicada.

Máquina de tracción y probeta

Las probetas son fabricadas con Aluminio comercial 1110 y cortadas por electroerosión. Éstas cumplen con la norma establecida para este tipo de ensayo (ASTM-E8/E8M [27]). Las Figuras 3.8 y 3.9 dan cuenta de las dimensiones específicas de cada zona de la probeta. Las probetas tienen una cuña triangular de 45 grados en el centro con profundidad de 0.05 mm por lado. Esto es para concentrar los esfuerzos en un lugar conocido, y posicionar ambos pares de transductores a la misma distancia de ese punto. En la Figura 3.10, la probeta

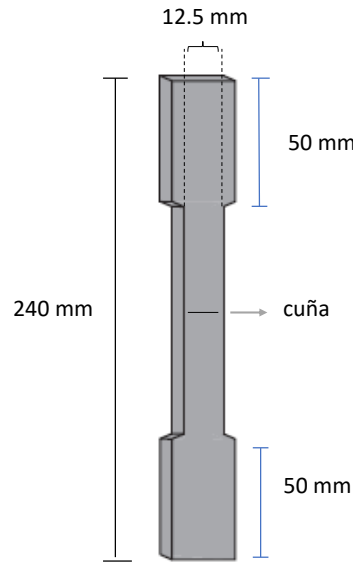


Figura 3.8: Medidas de las probetas de aluminio que fueron cortadas para realizar ensayos de tracción y de relajación.

se encuentra entre dos celdas de carga, las cuales se cierran de forma manual. Una vez posicionada verticalmente la probeta, estas celdas actúan como pinzas que se controlan vía software, y la pinza superior tiene la capacidad de desplazarse verticalmente, traccionando o comprimiendo el material. La pinza inferior debe apretar 3 cm de la probeta y la pinza superior debe tomar la probeta por arriba con 3 cm de superficie de contacto.

La máquina utilizada para los ensayos realizados en esta tesis es de marca Instron, modelo 3369, con capacidad de carga máxima hasta 50 kN, lo que se traduce en una tensión máxima esperada de $\sigma = 420$ MPa en la parte central de las probetas utilizadas. La mordaza superior es la que se desplaza a velocidad constante y va tirando el material durante los ensayos; la mordaza inferior se mantiene fija. Una vez fijados los transductores a la muestra, se procede a alinear la probeta verticalmente entre las mordazas de la máquina de tracción.

Transductores y piezas de acrílico

Los transductores utilizados son los mismos que se utilizaron para las medidas ex-situ (transductores Panametrics V110), pero además se le agregó un par de transductores transversales Panametrics V156, esto a modo de obtener tanto la velocidad longitudinal como la transversal, y así poder comparar sus comportamientos en la misma probeta, que describiremos y estudiaremos más adelante. Si bien los modelos de transductores utilizados son diferentes, éstos tienen las mismas dimensiones, por lo que se fabricaron un par de piezas de acrílico idénticas a las utilizadas en el montaje ex-situ. Los transductores son posicionados a una distancia de 1.5 cm del centro de la muestra. Por lo tanto, tendremos un par de

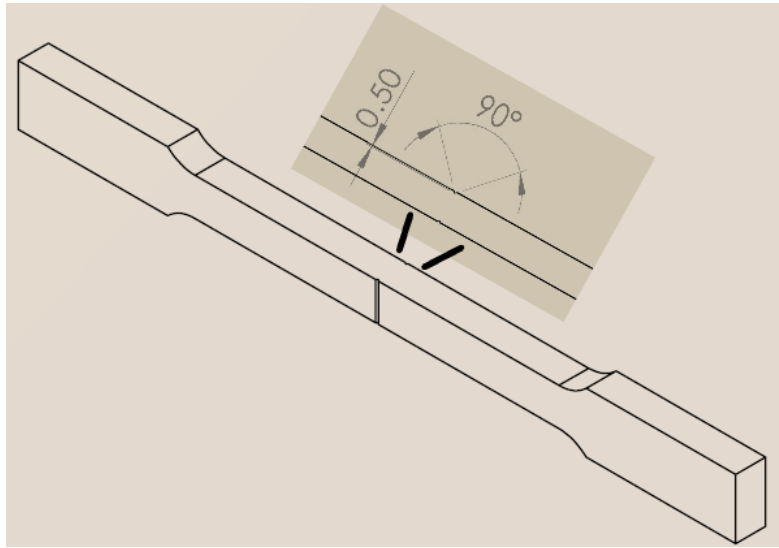


Figura 3.9: En esta imagen se realiza una ampliación en la probeta para reasaltar las medidas de la cuña triangular en el centro.

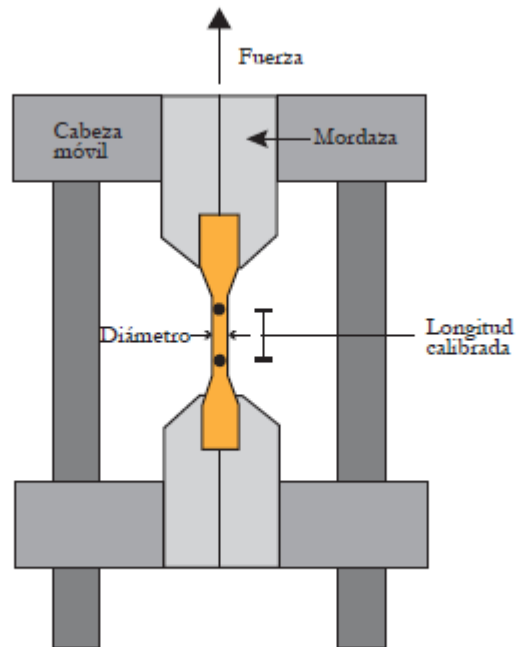


Figura 3.10: Imagen adaptada de [20]. Se muestra el esquema simple del montaje in-situ, en donde se puede ver claramente la probeta en la máquina de tracción.



Figura 3.11: Imagen extraída desde [33] en la cual se puede apreciar modelo del sensor inductivo utilizado en el montaje.

transductores en la parte superior de la probeta y un par inferior, pero ambos a la misma distancia del lugar donde se concentran los esfuerzos, que es donde se realizó la cuña.

Deformación y transductores de desplazamiento

Los sensores utilizados para medir el espesor de la probeta durante la tracción son unos transductores de contacto. En particular, se trabajó con 1 par del modelo Transductor de desplazamiento WI de 5 mm (ver Figura 3.11). Estos transductores necesitan un voltaje de alimentación, el cual es una señal sinusoidal de 3 Vpp de amplitud, con una frecuencia de 4.8 kHz. El voltaje de respuesta de estos transductores permite saber el cambio de espesor mediante el cambio relativo de desplazamiento entre cada par de transductores. Estos sensores son posicionados en la cara trasera de los transductores ultrasónicos. Para sujetar estos sensores se dispone que unos rieles que van atornillados a la mordaza superior de la máquina de tracción, para que se desplacen solidariamente a la mordaza.

Para determinar la deformación local de la probeta en el eje de la tracción, se le adhiere un strain gage, el cual es pegado a ella previo a la tracción. El strain gage tiene 3 mm de largo y un máximo de 3 por ciento de deformación. El strain gage es conectado a un puente de Wheatstone (el cual consiste en un arreglo de cuatro resistencias, en donde 3 son conocidas y el valor de la cuarta resistencia es desconocido). En la Figura 3.12 se puede ver un esquema de funcionamiento de este puente, donde R_x sería la resistencia "variable" que produce el strain gage al deformarse, conociendo el voltaje de alimentación V_1 , se logra obtener el voltaje de respuesta V_2 que representa la variación de deformación en el material. El valor de fabricación de la resistencia utilizada es de 350 Ohms.

3.2.1. Automatización del experimento

Los datos obtenidos a partir de las mediciones del experimento son adquiridos utilizando una tarjeta de conversión analógica-digital National Instruments NI PCI-6381, que asegura una resolución de voltaje de $3.8 \mu V$. Para obtener el voltaje de la deformación se conecta directamente el puente de Wheatstone a la tarjeta de adquisición. También se utiliza un sensor de temperatura Texas Instruments, modelo LM35 con resolución de $0.01 ^\circ C$, que

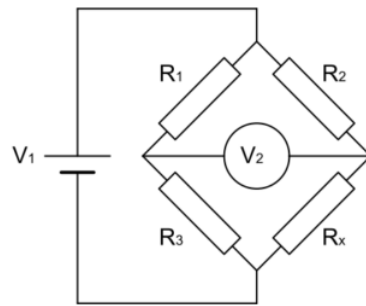


Figura 3.12: Puente de Wheastone utilizado para medir la deformación, siendo V_1 el voltaje que es medido desde una sonda conectada al osciloscopio y que a su vez está conectado al circuito de las demas resistencias, y V_2 el voltaje que registra la tarjeta de adquisición como respuesta a la deformación del material.

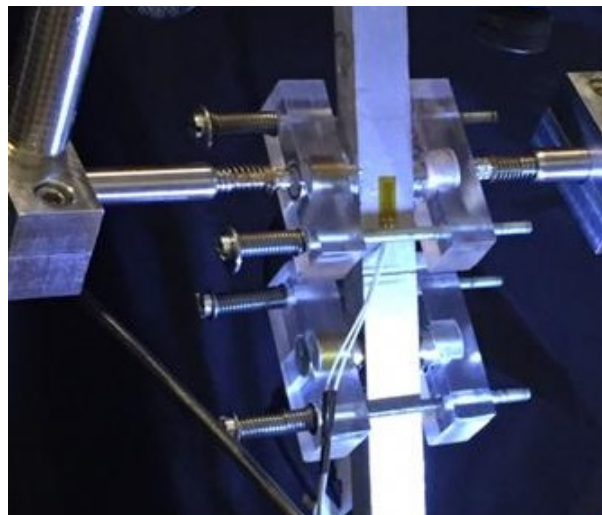


Figura 3.13: Imagen del experimento, con todos los implementos listos para una medición. Se puede ver ambos sensores inductivos, con sus respectivos soportes, solidarios a la celda que tracciona. Los transductores ultrasónicos están siendo apretados con los resortes a la probeta, y la lámina amarilla sobre la probeta es el strain gage.

permite realizar correcciones a las deformaciones calculadas en caso de que haya variación en la temperatura durante el experimento. Para corroborar una buena medición del espesor, se posiciona frente a los transductores una cámara de 3 Mpx, obteniéndose medidas con resoluciones espaciales de $5.7 \mu\text{m}/\text{pixel}$. Para lograr imágenes óptimas con las cuales calcular los cambios de espesor, el área de medición es iluminada por un pequeño arreglo de luces Led, el que otorga contraste y permite una mejor delimitación de los bordes de la probeta. La idea en un principio fue comparar la medida de espesor medida por los transductores inductivos y la cámara.

Por último, es la misma máquina de ensayo de tracción la que proporciona la medición de la carga durante un ensayo de deformación de la probeta.

Las mediciones obtenidas se logran con una sincronización de todos los sensores durante el ensayo de deformación. Los sensores mencionados son los que permiten adquirir las señales acústicas de los transductores, mediciones de temperatura, captura de imágenes, voltajes provenientes del puente de Wheatstone, y voltajes relativos de los sensores de desplazamiento. Lo anterior se realiza por medio de un conector de disparo analógico incluido en la máquina de tracción, que activa la adquisición de datos e imágenes desde el computador por medio de un pulso cuadrado, el cual se sincroniza manualmente con un programa desarrollado en Labview que se encarga del manejo de los diferentes equipos involucrados en la prueba. Los datos son adquiridos cada 5 segundos.

Por otra parte, es necesario considerar ciertas precauciones en el montaje. Se hace imprevisible que los transductores no realicen ningún torque, ni sean afectados por una alguna fuerza externa que los haga rotar. Para evitar esto, las medidas finales se realizaron pegando los transductores a la muestra con silicona de alta temperatura. Para posicionar los transductores ultrasónicos en la probeta, era necesario cubrir el área de contacto del transductor con un gel acoplante, y luego de eso se apretaban los pernos. Una vez fijos los transductores por la presión de los resortes contra la probeta, se procedía a cubrir la zona de contacto entre el transductor y la probeta con silicona. La distancia que separa los transductores emisor y receptor es de 12.5 mm en promedio. Como ya se mencionó anteriormente, la frecuencia utilizada corresponde a una longitud de onda de 1.28 mm, lo que corresponde a una zona de campo cercano que alcanza hasta los 7 mm aproximadamente; por lo que para todos los ensayos no se consideran las interferencias que se producen en el campo cercano.

3.2.2. Análisis de datos

Los datos almacenados por Labview son procesados en el software Matlab, en donde nos interesa ajustar con la mayor precisión posible el valor de cada amplitud recibida. Mediante el uso de la transformada de Hilbert [34], se obtiene la envolvente de señal para luego realizar un suavizado de esta curva, con el fin de encontrar el mejor ajuste posible, dado los ínfimos cambios de espesor a los que está sujeta la probeta. Luego, se obtiene la curva suavizada y se buscan los máximos de estas curvas para obtener tanto la amplitud como el tiempo de vuelo de la onda durante el experimento.

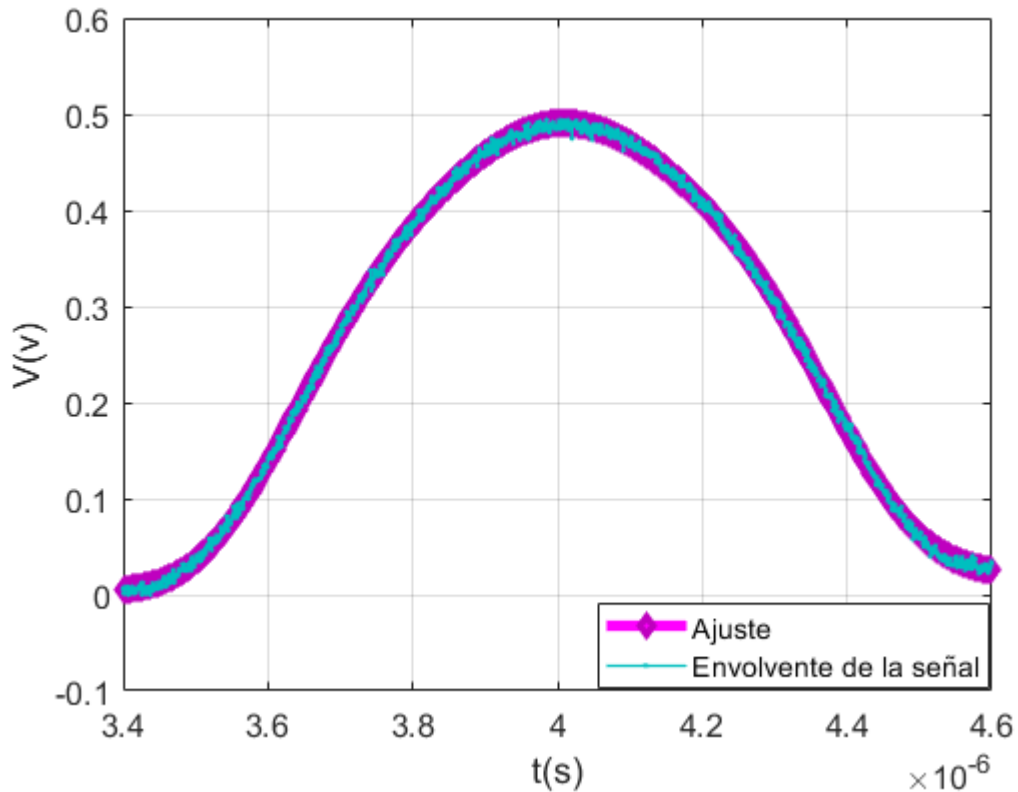


Figura 3.14: Esta imagen es representativa de lo que se realiza con la onda recepcionada. En este caso particular, se puede apreciar el valor absoluto de la transformada de Hilbert de una onda transversal (color celeste) y el ajuste realizado para suavizar dicha curva (color rosado), es importante hacer notar que el grosor de la línea rosada es mayor que el grosor de la línea celeste, solo para hacer notar lo suavizada que queda la curva. Para las medidas in-situ es necesario este tipo de ajuste ya que con lo digitalizada que viene la señal, la envolvente de ella es ruidosa, y esto podría hacernos perder precisión en el cálculo de α_i .

3.2.3. Calibración de los sensores inductivos

Para realizar esta calibración de los sensores inductivos fue necesario utilizar una mesa óptica pequeña, una plataforma con un posicionador micrométrico, y unos pernos para fijar el posicionador a la mesa. Además, en la misma mesa se fija una pared lisa próxima al posicionador micrométrico. Luego, sobre el posicionador se monta uno de los sensores inductivos, y se sujeta con unas pinzas al posicionador, ver Figura 3.15. Antes de que el sensor entre en contacto con la pared, se debe saber cuántos micrómetros avanza la plataforma a medida que se gira la perilla que regula al posicionador. En nuestro montaje, al girar una vuelta el posicionador micrométrico, la plataforma avanza 0.42 mm.

Para esta calibración, lo que se hace es guardar el voltaje de respuesta de los sensores una vez que la superficie donde éstos se encuentran apoyados tiene algún desplazamiento. Para esto, los sensores tienen una señal de entrada sinusoidal de 3 Vpp, y una frecuencia de 4.8 kHz generada por un generador de funciones, marca Agilent modelo A5521, el cual es conectado a un amplificador, para luego desde el amplificador obtener el voltaje de entrada a los sensores inductivos. El voltaje de respuesta es almacenado en el computador, el cual está conectado a la tarjeta de adquisición. Esta información es almacenada en un archivo de texto producido por la automatización en LabView. El canal en la tarjeta de adquisición utilizado se encuentra configurado para guardar el voltaje en modo diferencial, acotando el voltaje máximo y voltaje mínimo de respuesta, siendo el voltaje máximo 1 y voltaje mínimo -1.

A continuación las tablas 3.2 y 3.3 nos muestran los resultados obtenidos.

Desplazamiento (mm)	Voltaje (mV)
0.00	549.2
0.42	480.7
0.84	399.3
1.26	317.1
1.68	235.0
2.10	152.1
2.52	70.0

Tabla 3.2: Tabla de valores del desplazamiento del sensor inductivo izquierdo en función del voltaje registrado

Al realizar el ajuste en cada calibración se tiene una curva $V = a \cdot \Delta x + b$ general, por lo que para diferenciar cada sensor usaremos la siguiente nomenclatura, *sensor 01* es equivalente a V_1 , con sus correspondientes constantes a_1 y b_1 . Lo mismo para el *sensor 02*, el cual corresponderá a la curva V_2 con sus respectivas constantes a_2 y b_2 . De acuerdo al ajuste con un 95 % de confianza se tiene que,

$$a_1 = -0.169 \pm 0.071 \text{ mV/mm}, \quad (3.2)$$

$$b_1 = 0.553 \pm 0.173 \text{ mV}. \quad (3.3)$$

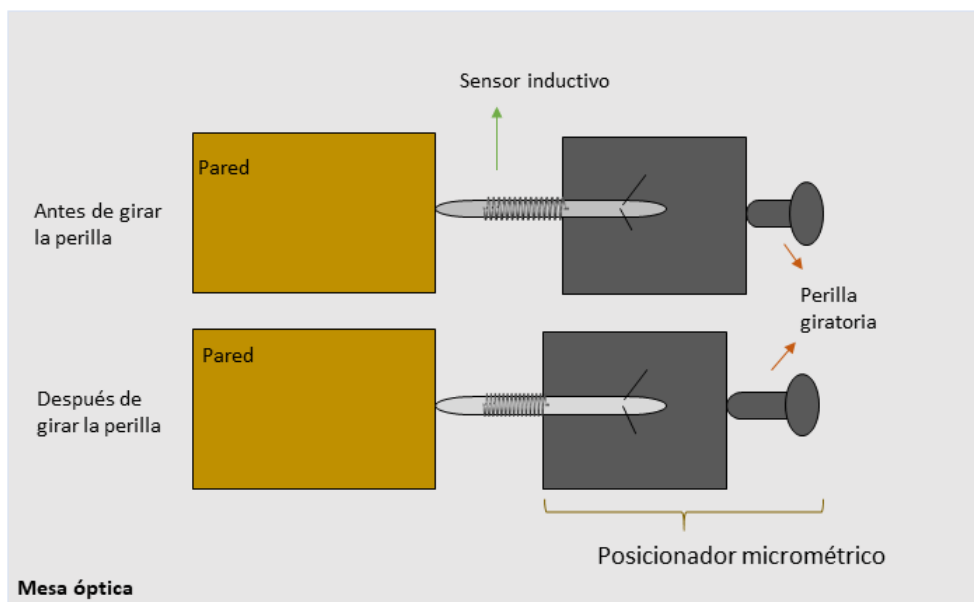


Figura 3.15: Este esquema presenta una vista desde arriba del montaje de calibración, en el cual queda expuesto cada elemento mencionado en el texto principal. Además, muestra el efecto conseguido una vez girada la perilla que controla al posicionador micrométrico.

Desplazamiento (mm)	Voltaje (mV)
0.00	543.0
0.42	504.3
0.84	421.4
1.26	338.4
1.68	255.0
2.10	172.5
2.52	89.0

Tabla 3.3: Tabla de valores del desplazamiento del sensor inductivo derecho en función del voltaje registrado

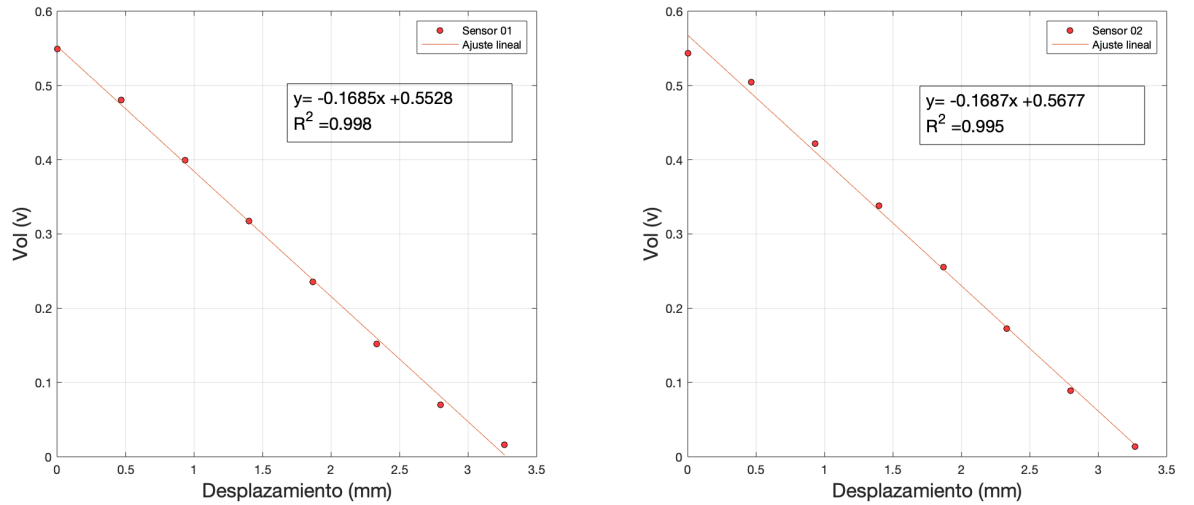


Figura 3.16: Estos gráficos nos entregan el comportamiento de los sensores inductivos y la respectiva calibración para cada uno de ellos. El gráfico de los voltajes que indica el sensor 01 corresponde a la Tabla 3.2 y el gráfico que muestra los valores del sensor 02 corresponde a la Tabla 3.3

Para el *sensor 02* se tiene,

$$a_2 = -0.169 \pm 0.011 \text{ mV/mm} , \quad (3.4)$$

$$b_2 = 0.568 \pm 0.021 \text{ mV} . \quad (3.5)$$

Esto concluye la descripción del montaje experimental.

Capítulo 4

Resultados y Análisis

4.1. Resultados experimentales

En este capítulo se expondrán los resultados obtenidos en esta tesis, como resultado de la metodología expuesta en el capítulo anterior. El objetivo principal es, a partir de los resultados encontrados, validar las relaciones de α y v con Λ mientras el material es deformado. Una vez cumplido el primer objetivo, se busca relacionar/validar la dependencia lineal que existiría entre $\Delta\alpha$ y $\Delta\Lambda L^2$, ambas cantidades son medidas en el experimento. La constante de proporcionalidad entre estas cantidades depende el parámetro de amortiguación B .

Si bien el interés principal de este trabajo es caracterizar el comportamiento del coeficiente de atenuación para el aluminio, una vez obtenido, tanto en el régimen lineal como en el régimen plástico, la pregunta es qué información adicional o complementaria se puede extraer a través de las curvas, que corresponden a dos conjuntos de datos independientes. Esta información extra se relaciona con el parámetro de arrastre B de la dislocación, el cual es relacionado directamente con el cambio de atenuación de la onda y la densidad de dislocaciones generadas en el material.

En la primera sección, 4.1.1, se expondrá el resultado encontrado para las medidas de atenuación en el régimen elástico. En la segunda sección, 4.1.2, se expondrán los resultados encontrados para las medidas de atenuación en el régimen plástico, para distintos grados de deformación del material. Junto con obtener la atenuación en este régimen, se exponen los resultados de las velocidades de propagación de cada onda. Obtenidos los cambios de atenuación y de densidad de dislocaciones, se busca encontrar un valor numérico para el parámetro B . Los resultados expuestos se realizan en función del esfuerzo, el cual viene dado por la relación

$$\sigma = \frac{F}{A}, \quad (4.1)$$

donde F es la fuerza axial que está actuando sobre la probeta y A es el área donde se ejerce esa fuerza.

Una vez presentadas las curvas de cada sección, se presentará una discusión y un análisis

de resultados, lo cual ayudará al lector a entender de la mejor forma posible las conclusiones relacionadas a esta tesis.

4.1.1. Medidas de α_0

Esta sección corresponde a los resultados experimentales obtenidos al realizar las mediciones de forma *ex-situ*. Estas mediciones consisten en guardar la señal de respuesta, la cual irá variando para los distintos largos de los paralelepípedos de aluminio. Con esto, se obtiene el coeficiente de atenuación de las barras no deformadas. Dicho coeficiente es propio del material, al cual llamaremos $\alpha_{0,L}$. El subíndice L hace referencia a que fue medido con ondas longitudinales.

Para iniciar la adquisición de datos, fue necesario crear un pulso sinusoidal de cinco ciclos modulado por una envolvente Gaussiana; este pulso se utilizó como la señal emisora. Luego, para analizar la señal receptora es importante obtener las amplitudes transmitidas en cada barra, descritas en la Figura 3.1. La frecuencia de la señal emisora es de 5 MHz, lo que corresponde a una longitud de onda 1.28 mm aproximadamente. Las barras tienen un largo que permite suponer que las medidas se realizarán lejos del campo cercano, por lo que, se espera un comportamiento con decaimiento exponencial acompañado de un factor $1/l$, que proviene como consecuencia de utilizar un transductor de tamaño finito y que tiene una dirección privilegiada por donde es propagada la onda. Finalmente, el comportamiento esperado se puede expresar como:

$$V_{rec} = A \frac{e^{-\alpha_0 l}}{l}, \quad (4.2)$$

donde V_{rec} corresponde a las amplitudes del voltaje de recepción. El gráfico que se muestra en la Figura 4.1 corresponde al resultado obtenido al graficar las amplitudes recepcionadas versus la longitud de las barras. La línea azul es el ajuste realizado a los datos que tiene relación el modelo esperado, entregando así las constantes A y α_0 . Se determina que este parámetro de atenuación acústica en el régimen lineal del aluminio está dado por

$$\alpha_{0,L} = 0.86 \pm 4.07 \text{ m}^{-1}. \quad (4.3)$$

Como se puede notar, el resultado tiene un margen de error bastante amplio, esto es principalmente atribuible a que los datos no se ajustan bien al modelo propuesto para V_{rec} . En este modelo no se toman en consideración posibles problemas con la geometría de la muestra. El parámetro α_0 inicialmente es muy pequeño, por lo que la obtención de medidas reproducibles fue un gran desafío. Es evidente, que el resultado de α_0 no puede ser negativo. Por otro lado, es necesario recalcar que estos valores dependen de cada material. En nuestro caso, como se ha mencionado anteriormente, se trabajó con aluminio 1100. El resultado encontrado en esta tesis es consistente en orden de magnitud con los resultados previos de la literatura, en el cual estima $\alpha_0 = 0.15 \text{ m}^{-1}$ para una frecuencia de 5 MHz [40].

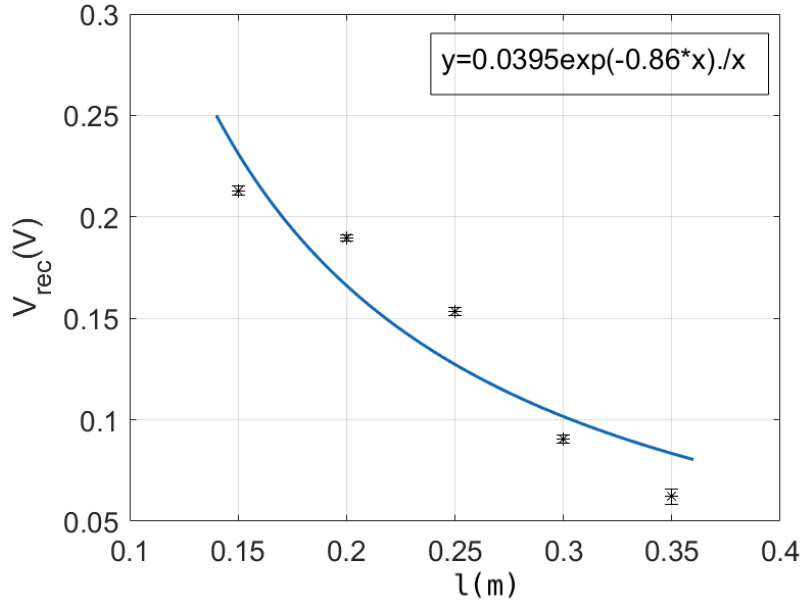


Figura 4.1: V_{rec} versus longitud de las barras l . La curva en azul es el resultado de un ajuste el cual entrega como valor de $\alpha_0 = 0.86 \text{ m}^{-1}$. Cabe decir, que para punto en el gráfico se realizaron cinco mediciones independientes.

4.1.2. Medidas de α in-situ

En esta parte del trabajo presentaremos las medidas in-situ del coeficiente de absorción: los datos de los siguientes gráficos se adquirieron a tiempo real y de forma continua. Para construir estos gráficos notemos que se trabajó en función del esfuerzo, denotado por σ . Para cada ensayo realizado existe la curva esfuerzo-deformación. Para el análisis de α in-situ se debe considerar lo siguiente: la onda recibida es un pulso gaussiano de cinco ciclos, al igual que para las medidas ex-situ, pero para construir una curva continua de α con respecto al esfuerzo, se debe considerar con respecto a una recepción inicial, la cual es nombrada con el subíndice 1, para indicar que es la primera recepción registrada justo cuando comienza la deformación, para los siguientes α_s se tendrá el contador i , para efectos de comparación. Así, definiremos

$$V_{rec1} = Ae^{-\alpha_1 L_1} / L_1, \quad (4.4)$$

$$V_{reci} = Ae^{-\alpha_i L_i} / L_i. \quad (4.5)$$

Despejando α_i queda

$$\ln\left(\frac{V_{rec1} \cdot L_1}{V_{reci} \cdot L_i}\right) + \alpha_1 L_1 = \alpha_i L_i \quad (4.6)$$

Como se puede ver en la ecuación (4.6) α_i queda en función de datos conocidos en el experimento, a excepción de α_1 que es la atenuación inicial que tiene el material (previo a deformación), es por esto la importancia de encontrar α_0 en la sección anterior.

Se exponen cuatro conjuntos de datos para una misma probeta, la cual fue sometida a tracciones elásticas y plásticas. En primer lugar, mostraremos los gráficos obtenidos desde la tracción elástica de la probeta.

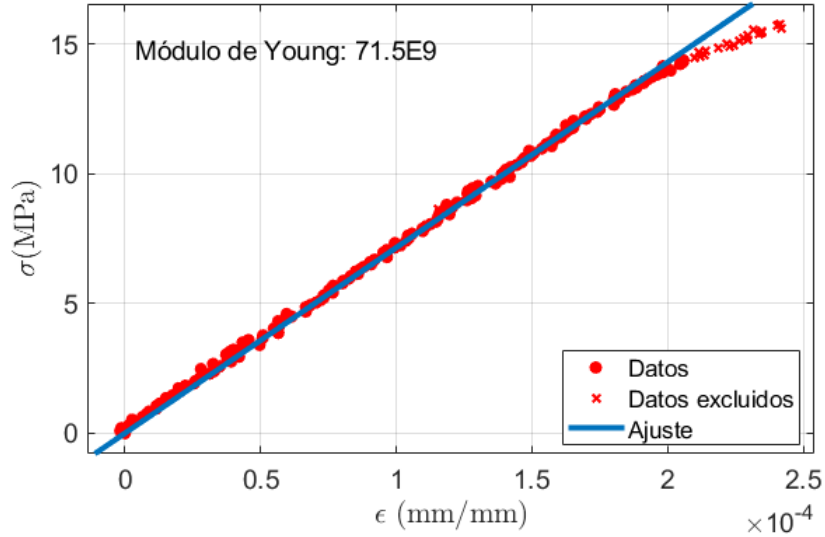


Figura 4.2: Gráfico esfuerzo versus deformación de la zona elástica, EZ01. Como se puede ver, se obtiene el módulo de Young a partir de la pendiente obtenida con el ajuste. El módulo de Young estimado es 71.5 ± 0.1 GPa, con $R^2 = 0.995$. Dicho valor es el esperado para el aluminio. La deformación se realiza con la máquina de tracción que se utiliza en todo el experimento.

Zona elástica

Los resultados presentados en esta sección corresponden a los datos del ensayo nombrado EZ01, estos datos contienen las medidas realizadas tanto de la deformación de la probeta, como el esfuerzo a la que fue sometida durante todo el ensayo. En este experimento se exploró la zona elástica de la muestra, por lo que el esfuerzo producido en la probeta llega hasta 15 MPa aproximadamente.

En la Figura 4.2 se muestra el gráfico del esfuerzo versus la deformación de la probeta de aluminio. De esta curva se puede corroborar la relación lineal que existe entre la deformación y el esfuerzo en esta zona. Como resultado de esta curva se puede extraer el módulo de Young a partir de la pendiente del gráfico. El módulo de Young que entrega al ajuste lineal es 71.5 ± 0.1 GPa, lo que es consistente con lo tabulado para el Aluminio comercial 1100 (69 GPa) y tiene un error relativo del 3% aproximadamente. Luego, para las medidas de atenuación in-situ se fija su valor inicial en $0.86 \pm 4.07 \text{ m}^{-1}$, el cual es el valor encontrado para el aluminio sin dislocaciones. Como se puede ver, la incerteza asociada a la medida es bastante alta, lo que se puede deber a que para cada medición había que desmontar todo y volver a aplicar acoplante, el cual es un factor importante a considerar cuando se mide atenuación. Ahora, una vez que se consideran los resultados de atenuación in-situ en la zona elástica, se puede decir que cualquier variación encontrada en esta zona es sólo parte de su incerteza.

En la Figura 4.3 se puede observar el coeficiente de absorción acústico medido para ondas transversales y ondas longitudinales (de izquierda a derecha). Debido a que el esfuerzo aplicado en esta probeta está por debajo del necesario para generar dislocaciones, las medidas muestran

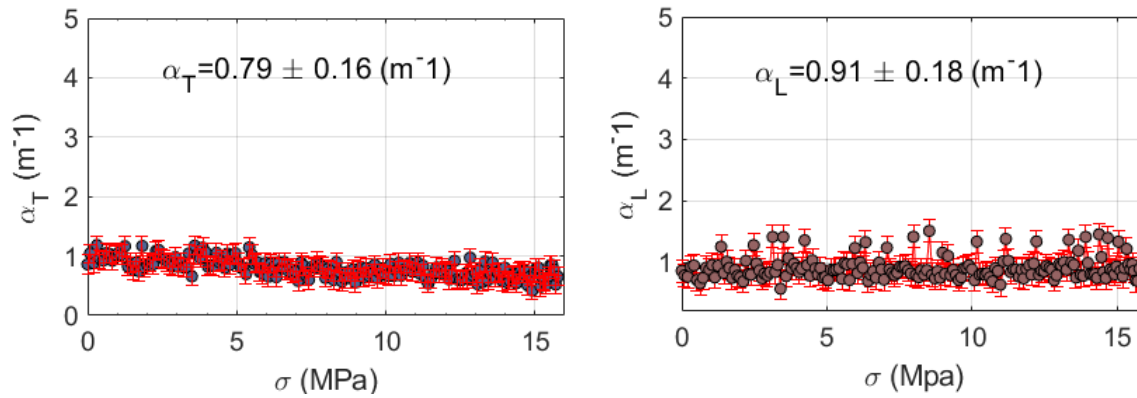


Figura 4.3: Coeficientes de atenuación medidos en la zonas elásticas del aluminio. Cabe señalar que $\alpha_{0,T}$ es considerado como el mismo que $\alpha_{0,L}$, es decir, 0.86 m^{-1} . Es por esto que ambos oscilan en torno al mismo valor.

un comportamiento constante.

Zona elástica no lineal

En esta sección se exponen los resultados obtenidos a partir de las tracciones realizadas a una probeta de aluminio desde la zona elástica hasta la zona elástica no-lineal. Los resultados que se presentan son realizados para una única probeta, que se tracciona y relaja cíclicamente.

Las curvas que se muestran a continuación son presentadas con la notación PZ0X, donde X es el contador de ciclos de tracción, a los cuales es sometida la probeta. Esto quiere decir que X toma los valores (1, 2 o más) según correspondan al ciclo de tracción que se está mostrando en los gráficos. Luego de cada tracción la probeta se relaja a velocidad constante hasta llegar a fuerza de tracción cero.

En la Figura 4.4 se puede notar el comportamiento del esfuerzo en función de la deformación del ensayo PZ01. En esta curva es donde se puede apreciar el cambio de comportamiento, de la zona elástica hasta una zona elástica no lineal.

Además del yield stress, existe otro punto crítico, el cual es el último punto de resistencia antes de la fractura, este punto se conoce como UTS (Ultimate Tensile Strength) y en esta tesis, se utiliza como punto de referencia para mencionar el % de deformación a la que se llegó con la tracción.

La Figura 4.5 representa el comportamiento del coeficiente de atenuación acústica (para ondas longitudinales y transversales) versus el esfuerzo realizado para la tracción PZ01. Debido a la baja deformación en el material en este ensayo, la atenuación en el material varía, pero no lo suficiente para distinguirlas de su error.

La Figura 4.6 representa el comportamiento de la velocidad de propagación de la onda transversal y longitudinal. En ambas curvas se pueden ver variaciones, pero cada una es del

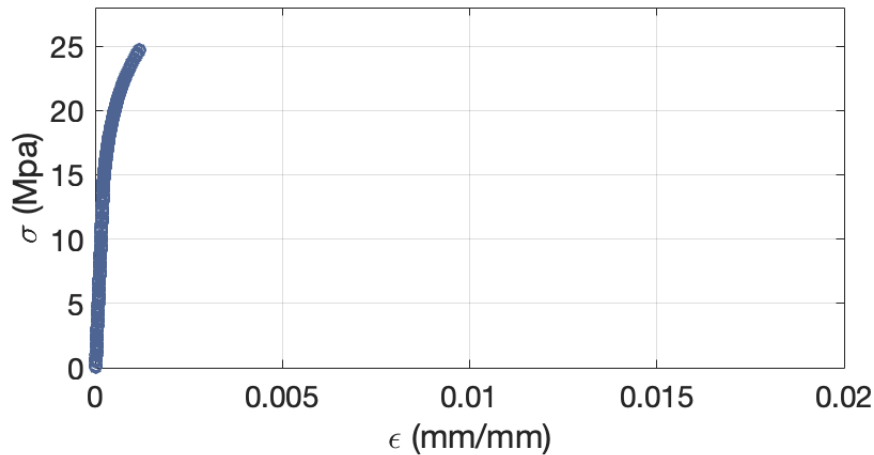


Figura 4.4: Curva esfuerzo deformación para la tracción PZ01, para una deformación del aluminio en un 35% con respecto al UTS.

orden del 0.03% de la medida, por lo que realmente no se pueden distinguir del error. Se analiza qué ocurre en la tracción PZ01. Como está descrito más arriba, en esta tracción se llegó a un 35% de deformación con respecto al UTS. Este ensayo de tracción comenzó en la zona elástica, avanzando hasta una zona elástica no-lineal alcanzando una deformación $\varepsilon = 1.2 \cdot 10^{-3}$ mm/mm. La teoría plantea que cuando ocurra una deformación plástica se debiesen notar cambios en la velocidad y atenuación de la onda. Como se puede ver en los gráficos 4.5 y 4.6 no es posible ver cambios significativos en estos parámetros. En el caso de la velocidad transversal, ésta tuvo una variación de 0.03% con respecto a la velocidad inicial; para la velocidad longitudinal se tiene una variación porcentual de 0.02% con respecto a la velocidad inicial.

Los cambios tanto de la velocidad como de atenuación acústica son demasiado pequeños, por lo que se confirma que en este ensayo no se generan dislocaciones.

Desde la Figura 4.7 en adelante se comienzan a ver los resultados de la primera tracción de la probeta hasta la zona plástica. Este ensayo es llamado PZ02.

El esfuerzo de fluencia encontrado para en el ensayo PZ02 es $\sigma_y = 27.7$ MPa. Se puede ver que la deformación alcanzada es $\varepsilon = 1.4 \cdot 10^{-2}$ mm/mm, la cual es tres veces mayor a la deformación alcanzada para el ensayo PZ01. En esta tracción se traccionó hasta un 60% de deformación con respecto al UTS del aluminio. En este ensayo se pueden observar los resultados presentados en las Figuras 4.8 y 4.9.

En la Figura 4.8 se pueden apreciar las medidas de atenuación acústica obtenidas en este ensayo. En estas curvas se puede ver que el coeficiente de atenuación acústica posee una clara tendencia a incrementar luego de pasar por el esfuerzo de fluencia. En esta Figura (4.8) se puede ver el gráfico de atenuación versus esfuerzo en escala semilog, el cual indica el comportamiento del coeficiente de absorción acústico mientras el material está siendo deformado. Se puede ver un cambio de un factor 9 aproximadamente para este parámetro.

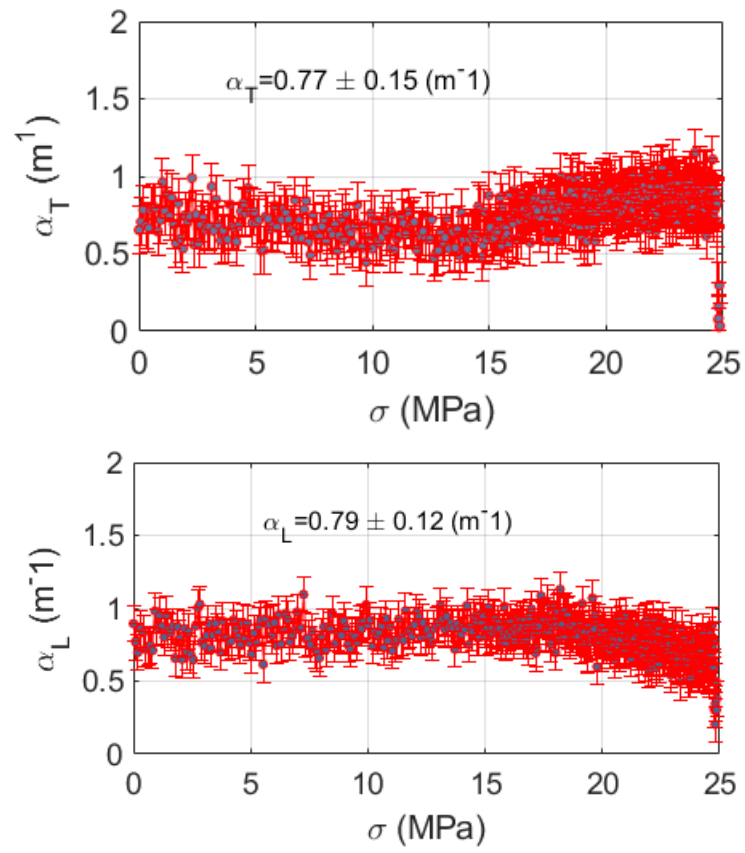


Figura 4.5: Atenuación versus esfuerzo. Estos gráficos muestran los cambios de la atenuación en la tracción PZ01.

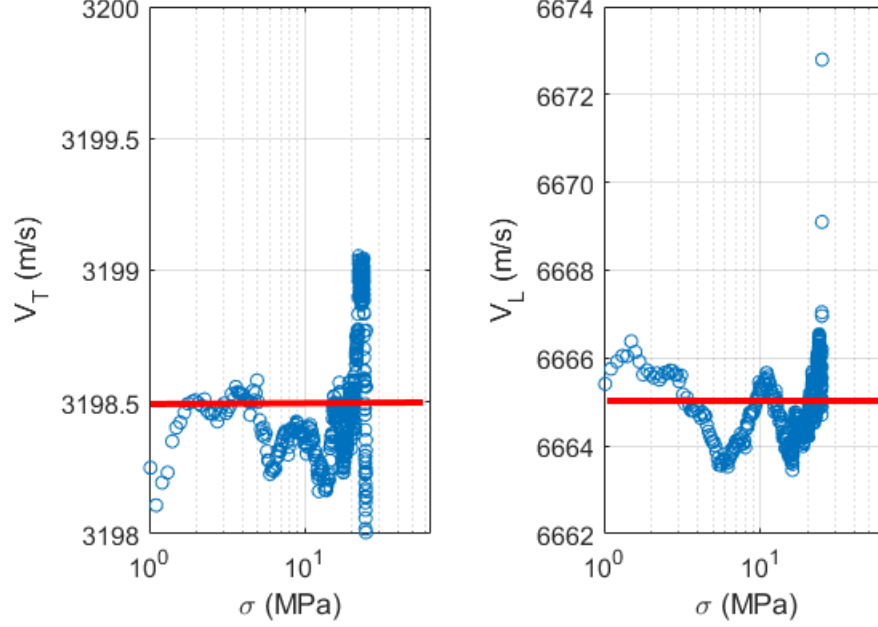


Figura 4.6: Velocidad de propagación versus esfuerzo en escala semilog. Estos gráficos muestran el comportamiento de la velocidad longitudinal y transversal en la tracción PZ01. Siendo $v_T = 3198.5 \pm 0.3$ m/s y $v_L = 6664.9 \pm 0.8$ m/s.

En ambos gráficos se asume que parten desde el último α medido en PZ01. En la figura 4.9 se muestran los cambios de velocidades, tanto de ondas transversales como longitudinales. El cambio de velocidad transversal (y longitudinal) es del orden de 0.1% (respectivamente 0.3%). Las oscilaciones que se ven en esta figura corresponden a parte del errores sistemáticos del posicionamiento de los transductores. Estos resultados muestran que la atenuación es más sensible a la formación de dislocaciones que la velocidad de propagación.

En la Figura 4.10 se pueden ver los cambios de la densidad de dislocaciones en función del esfuerzo. La densidad de dislocaciones se calcula a partir de los cambios de la v_L y v_T respectivamente, utilizando las ecuaciones (2.31) y (2.33) descritas en el capítulo 2. Al comparar ambos gráficos se puede apreciar que difieren en un factor ≈ 8.7 entre ellas. Este resultado no es lo que se esperaba, ya que si bien, los cambios de dislocaciones apuntan con qué tipo de onda fueron medidos, la variable física detrás es un promedio de densidad de dislocaciones en todas las direcciones en la probeta, por lo que el valor de la densidad de dislocaciones debiese ser igual independiente del tipo de ondas con el cual se mida. La teoría con la que se compara los datos establece que el cambio relativo de velocidad de propagación transversal debiese ser tres veces más grande que el cambio porcentual de velocidad de propagación longitudinal,

$$\frac{\Delta v_T}{v_T} \approx 3 \frac{\Delta v_L}{v_L}, \quad (4.7)$$

Finalmente, desde la Figura 4.11 comienzan los gráficos que corresponden a los datos obtenidos en el ensayo PZ03. A partir de ésta misma figura se puede ver la relación esfuerzo deformación para este ensayo. En esta ocasión el ensayo alcanza una deformación mayor a la de PZ02. La Figura 4.12 corresponde a los resultados del coeficiente de atenuación acústica

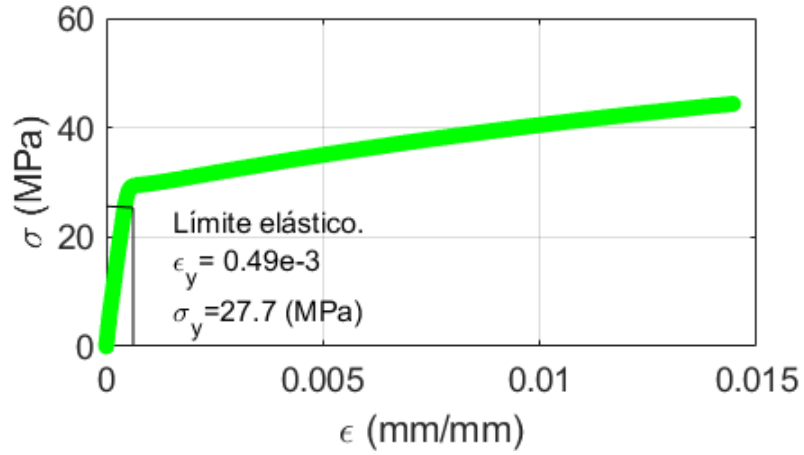


Figura 4.7: Curva esfuerzo deformación para la tracción plástica PZ02. El límite elástico toma el valor de esfuerzo $\sigma_y = 27.7 \pm 0.4$ MPa.

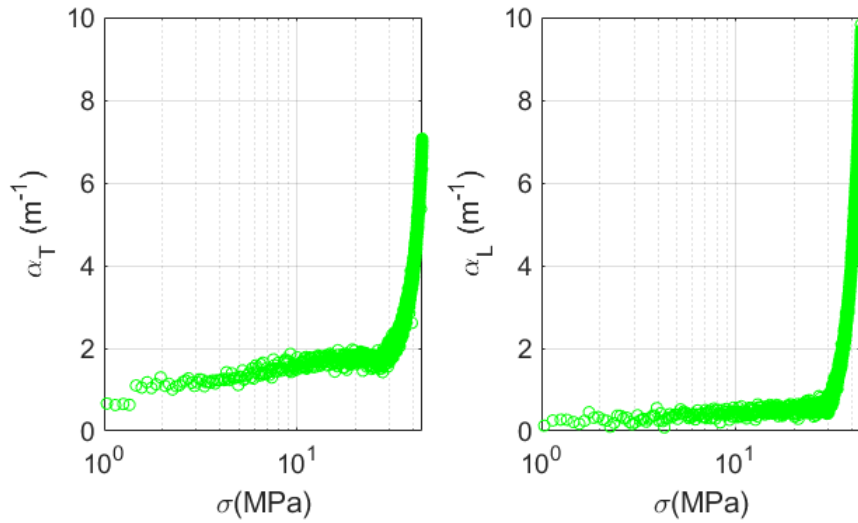


Figura 4.8: Gráfico de atenuación acústica versus esfuerzo en escala semilog, para la tracción PZ02.

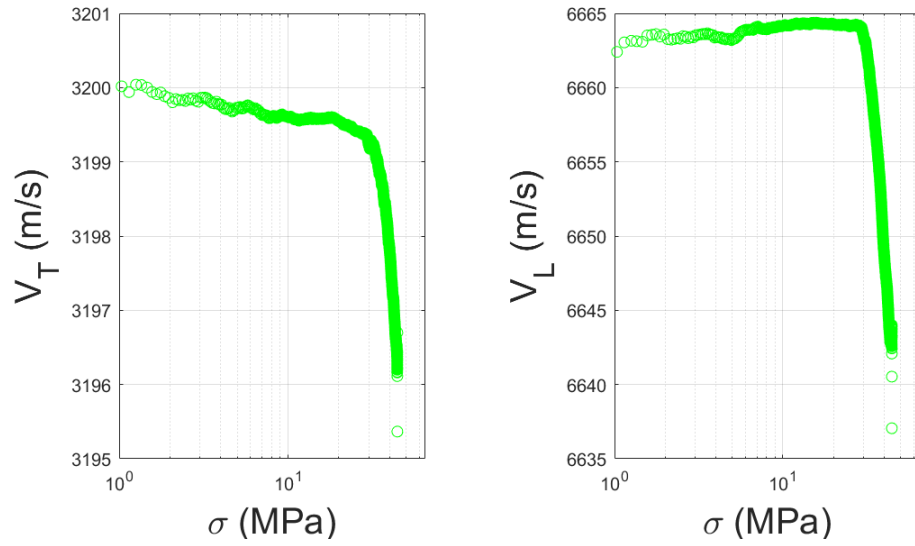


Figura 4.9: Gráfico de las velocidades versus esfuerzo en escala semilog, para la tracción PZ02.

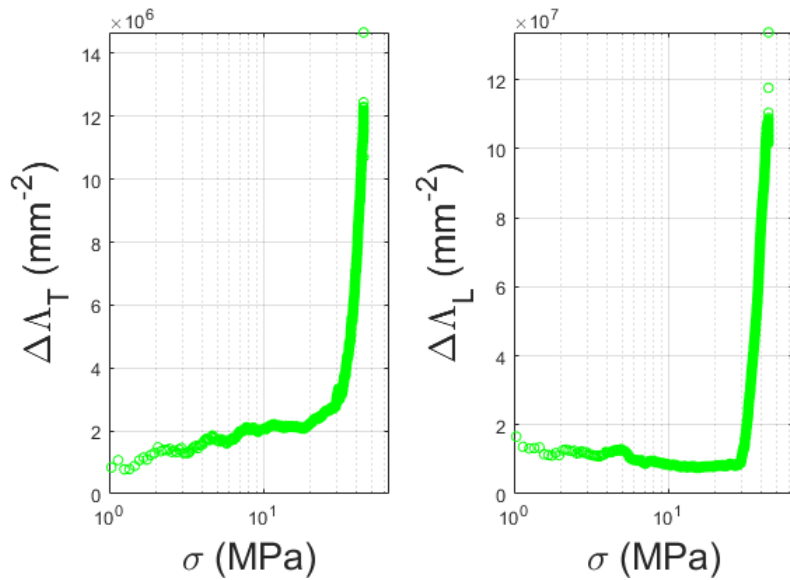


Figura 4.10: Gráficos que muestran el cambio de densidad de dislocaciones en función del esfuerzo en escala semilog. El subíndice T/L de los cambios de densidad indica si fueron medidos con ondas transversales o con ondas longitudinales.

para una mayor deformación. Como es visible, α presenta un incremento aún mayor que en PZ02. Luego, la Figura 4.13 muestra el comportamiento de la velocidad, la cual decrece luego de pasar por el esfuerzo de fluencia.

Se continúa con las medidas del ensayo PZ03. Se analiza la Figura 4.11: como se puede apreciar la curva esfuerzo deformación para la misma probeta. En esta ocasión se llegó hasta el 70% de deformación con respecto al UTS, y además alcanza el valor de $\varepsilon = 1.9 \cdot 10^{-2}$ mm/mm. En este ensayo el esfuerzo de fluencia se encuentra en 50.5 MPa, el cual es un poco más alto que en PZ02, esto se debe al fenómeno de endurecimiento del material, debido a que ya se generaron dislocaciones en el ensayo anterior, éstas mismas se oponen a la generación de nuevas dislocaciones, siendo requerido un esfuerzo mayor para generar nuevas dislocaciones. También se alcanzó una mayor deformación que en PZ02.

Para la Figura 4.12 se tiene que la atenuación acústica comienza a aumentar de forma sostenida durante la tracción cuando sobrepasa el límite elástico. Para ambos gráficos se considera como α_0 el último valor encontrado de α en la tracción PZ02. Para la atenuación acústica medida con ondas transversas se tiene que α aumenta en un factor 5 con respecto a la última medida de PZ02, en cambio para la atenuación medida con ondas longitudinales aumenta en un factor 3.7 aproximadamente. Ahora, si comparamos los α_s finales de la tracción PZ03 y los comparamos con el α_0 real (original), se puede ver que este parámetro cambia hasta en un factor 45 en la medida transversal y un factor 42 en la medida longitudinal.

Para el gráfico de velocidades en la Figura 4.13 se tiene que los cambios de velocidad son de 0.3% para ambas velocidades. Comparando estas medidas con las realizadas en PZ02, se puede ver que los cambios con ondas longitudinales se mantienen constantes. En cambio, las medidas transversales sí aumentaron, esto es consistente con que α_T también aumentó más que α_L . Si bien hubo un mayor aumento en el cambio relativo de velocidad transversal, este cambio no logra ser mayor que el cambio relativo de la velocidad longitudinal, por lo que el cambio de densidad de dislocaciones longitudinal y transversal no es el mismo.

En el apéndice de esta tesis se pueden encontrar datos de otra probeta para el mismo tipo de ensayo, y se puede ver que los valores del cambio de la densidad de dislocaciones son compatibles con los encontrados para el ensayo PZ03.

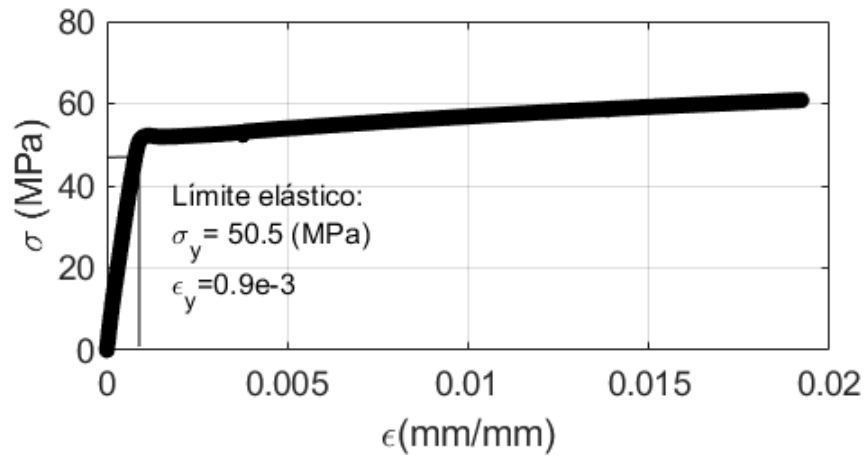


Figura 4.11: Curva esfuerzo deformación para PZ03. Se puede ver el esfuerzo de fluencia encontrado para este ensayo, el cual corresponde a $\sigma_y = 50.5 \pm 0.4$ MPa.

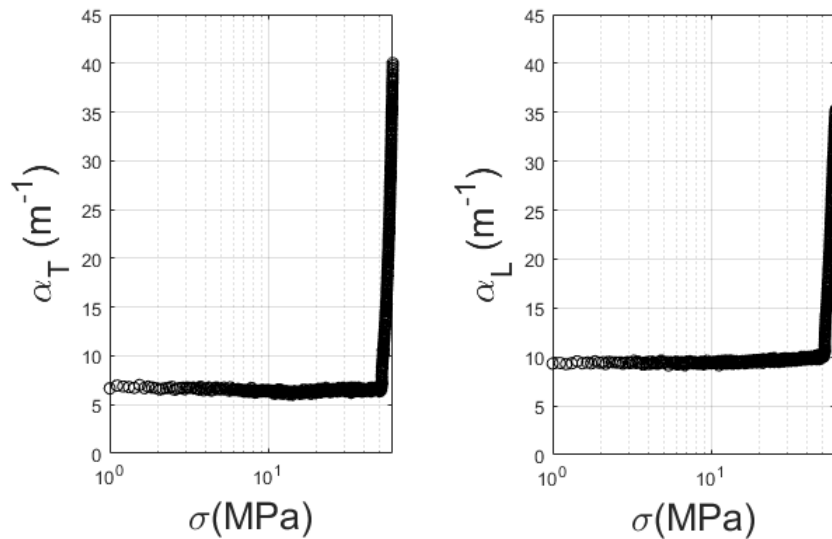


Figura 4.12: Gráficos de atenuación acústica versus esfuerzo en escala semilog. Estos gráficos fueron obtenidos con los datos adquiridos de la tracción PZ03.

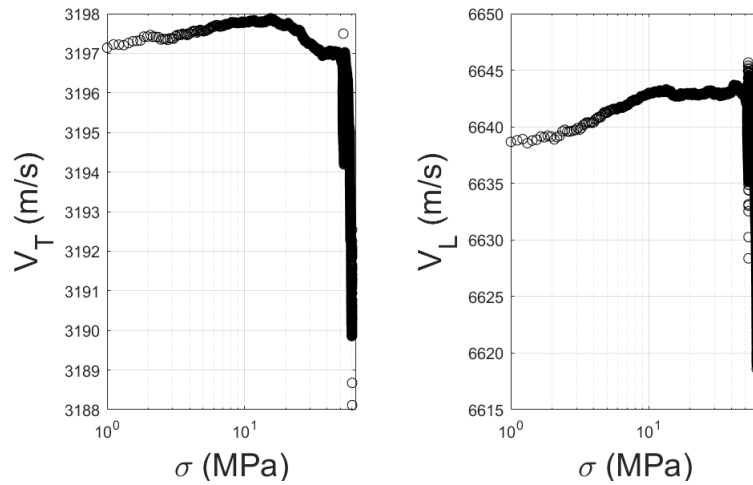


Figura 4.13: Gráficos de velocidades de onda versus esfuerzo en escala semilog. Estos gráficos fueron obtenidos con los datos adquiridos de la tracción PZ03. A diferencia del ensayo PZ02, estos gráficos presentan oscilaciones, las cuales se deben a fallas técnicas de la máquina, la cual se detuvo por unos segundos durante el experimento, al detenerse la máquina, por defecto comienza un proceso de relajación de las mordazas, lo que se traduce en que la probeta no está siendo adelgazada sino que aumenta su espesor.

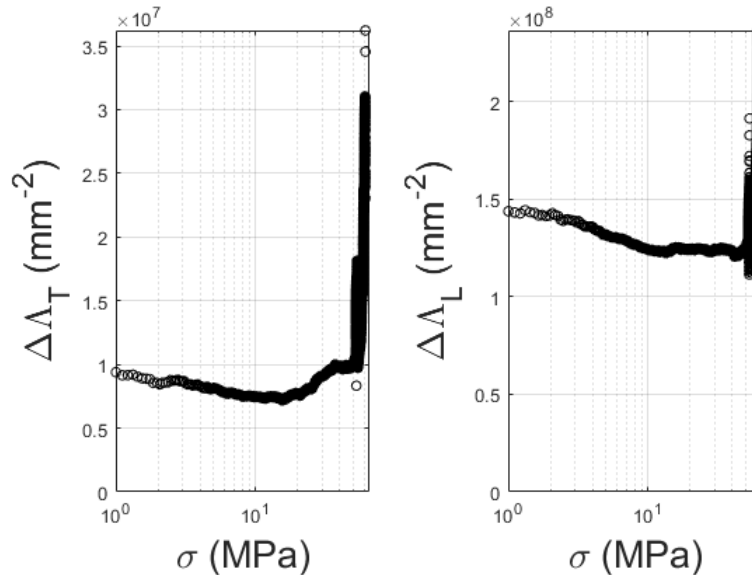


Figura 4.14: Gráficos que muestran el cambio de densidad de dislocaciones en función del esfuerzo en escala semilog. El subíndice T/L de los cambios de densidad indica si fueron medidos con ondas transversales o con ondas longitudinales.

Parámetro de atenuación B

En esta sección se presenta uno de los resultados más importantes de esta tesis, el cual tiene relación con el parámetro B . En la literatura no existe mucha información sobre este parámetro. En los siguientes artículos se pueden encontrar estudios sobre B [12, 45]. Este parámetro se ha estudiado mayoritariamente de forma teórica y/o numérica; la escasa actividad experimental puede ser un indicador de la dificultad de medir este parámetro. Esta investigación ha dado como fruto tener una medida aproximada de este parámetro de amortiguación, el cual en parte caracteriza las dislocaciones generadas debido a los ensayos de tracción.

Resumiendo, en la sección anterior se presentaron los resultados de los cambios de velocidad de las ondas acústicas, tanto longitudinales como transversales. Junto con estas mediciones se mostró como resultado el comportamiento del coeficiente acústico para ondas longitudinales y transversales.

A partir de la teoría propuesta en [15], se espera que el cambio de velocidad de las ondas sea proporcional a el cambio de densidad de dislocaciones por un factor L^2 , donde L queda como un parámetro constante para realizar el análisis de datos. Para el cambio de atenuación acústica, se espera que ésta sea proporcional al cambio de densidad de dislocaciones por un factor L^4 .

Los resultados obtenidos para verificar la dependencia entre el cambio de atenuación y el cambio de densidad de dislocaciones se muestran en las Figuras 4.15 y 4.16. La Figura 4.15 expone los resultados del ensayo PZ02 y la figura 4.16 exhibe los resultados del ensayo de tracción PZ03. Ambos gráficos presentan una tendencia lineal, una más ruidosa que en la otra.

Una vez verificada la relación lineal, desde las pendientes de estas curvas se puede calcular el parámetro B . Para comparar los datos experimentales con la teoría se deben recordar las fórmulas (4.8) y (4.9), dadas por

$$B = \frac{\pi^2 \Gamma v_T r_\Lambda}{\omega^2 L^2} \frac{\Delta \alpha_T}{|\Delta v_T / v_T|}, \quad (4.8)$$

$$B = \frac{\pi^2 \Gamma v_L r_\Lambda}{\omega^2 L^2} \frac{\Delta \alpha_L}{|\Delta v_L / v_L|}. \quad (4.9)$$

En esta parte se tendrá en consideración el factor Γ con la definición que aparece en [18]

$$\Gamma = \frac{\rho v_T^2 b^2}{4\pi} \ln(\delta / \delta_0), \quad (4.10)$$

donde δ y δ_0 son cut-offs externos e internos. Típicamente se puede encontrar Γ de forma simplificada como

$$\Gamma = b^2 \rho v_T^2, \quad (4.11)$$

es decir, la expresión (4.11) se obtiene aproximando

$$\frac{\ln(\delta / \delta_0)}{4\pi} \approx 1. \quad (4.12)$$

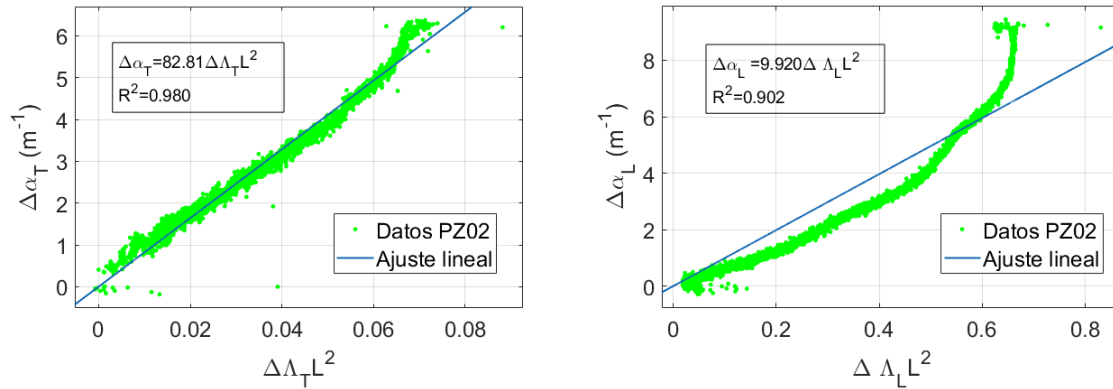


Figura 4.15: Gráfico del cambio de atenuación acústica versus el cambio de dislocaciones por L^2 . Se ajusta una función lineal para los datos del ensayo de tracción PZ02. El ajuste representa una función $\Delta\alpha_i = m_i \cdot \Delta\Lambda L^2$, donde m_i es la pendiente de cada gráfico. Para el gráfico de la izquierda se tiene $m_T = 82.81 \pm 0.17 \text{ m}^{-1}$, y para el gráfico de la derecha se tiene $m_L = 9.92 \pm 0.06 \text{ m}^{-1}$. Los ajustes tanto para m_L como m_T fueron realizados con un 95% de confianza.

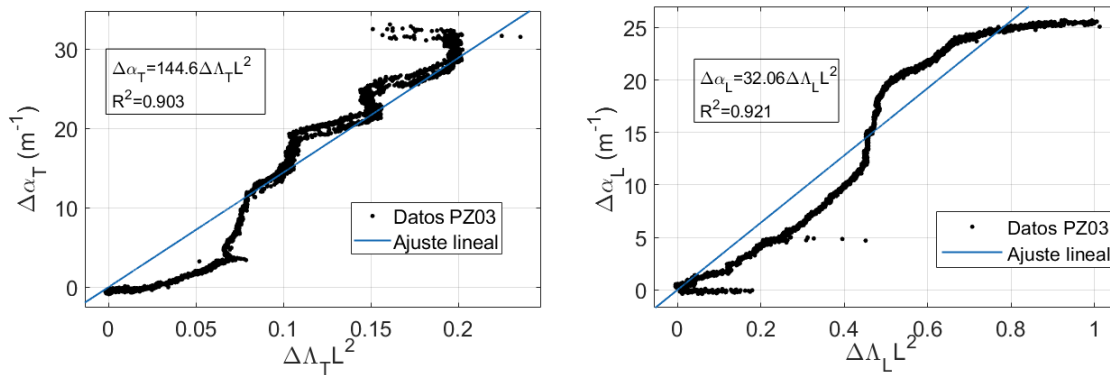


Figura 4.16: Gráfico del cambio de atenuación acústica versus el cambio de dislocaciones por L^2 . Se ajusta una función lineal para los datos del ensayo de tracción PZ03. El ajuste nos entrega las siguientes pendientes $m_T = 144.6 \pm 0.75 \text{ m}^{-1}$, y para el gráfico de la derecha se tiene $m_L = 32.06 \pm 0.13 \text{ m}^{-1}$. Los ajustes tanto para m_L como m_T fueron realizados con un 95% de confianza.

Variable	Valor	Unidades
γ	2.0828 ± 0.0002	.
Γ	2.3	kg · nm/s ²
b	0.2863	nm
ω	$10^7\pi$	rad/s
v_T	3199.5 ± 0.2	m/s
v_L	6664.0 ± 0.5	m/s
ρ	2710	kg/m ³
L	80	nm

Tabla 4.1: Valores aproximados para el aluminio 1100. Algunos valores son medidos y otros rescatados por tabla. Los parámetros γ , v_T y v_L fueron medidos experimentalmente en este trabajo, otros parámetros como b , y L que son valores particulares para el aluminio, son extraídos de [21]. Los parámetros Γ y ω son propios del experimento, y finalmente ρ se puede encontrar en [41] o cualquier otra referencia ya que es un valor tabulado para el aluminio.

Esta aproximación es útil para comparar cualitativamente estos términos y estimar un orden de magnitud, pero debe considerarse seriamente para encontrar un valor para B , que es sensible a los factores que acompañan a la expresión (4.10). Teniendo en consideración que es una aproximación, se puede decir que existe una incerteza con el valor Γ que se utiliza en los cálculos. En la tabla 4.1 el valor calculado para Γ es asumiendo la aproximación (4.12). Más adelante se discutirá qué pasa con el resultado de B si no usamos esta aproximación.

Los valores de L y b se extraen del artículo Salinas et al 2017 [21]. En dicho artículo se trabajó con el mismo tipo de aluminio y se deformó la probeta en las mismas condiciones que en los ensayos descritos en esta tesis, a excepción de que en ese trabajo la probeta no tenía una cuña en el centro, lo cual hacía imposible saber dónde el material fracturará. En ese trabajo se logró caracterizar la probeta con XRD (para obtener Λ) y TEM (para obtener L).

Una vez conocidos los valores de b y L , a continuación se presentan las expresiones finales con las que se determinará B :

$$\Delta\alpha_T = \frac{8}{5\pi^6} \frac{B\omega^2 L^2}{\Gamma v_T r_\Lambda} (\Delta\Lambda_T L^2), \quad (4.13)$$

$$\Delta\alpha_L = \frac{32}{15\pi^6} \frac{B\omega^2 L^2}{\Gamma \gamma^2 v_L r_\Lambda} (\Delta\Lambda_L L^2), \quad (4.14)$$

que representan una relación lineal entre el cambio de atenuación $\Delta\alpha$ y el cambio en la densidad de dislocaciones $\Delta\Lambda$. Las Figuras 4.15 y 4.16 muestran los resultados obtenidos experimentalmente para estas dos cantidades (el cambio en la densidad de dislocaciones es obtenido desde el cambio en la velocidad de propagación de las ondas acústicas (2.31), (2.33)), donde se realiza un ajuste lineal. Finalmente, después de calcular B a partir de las pendientes de las Figuras 4.15 y 4.16, y comparando con expresiones (4.13) y (4.14), se obtienen las Tablas 4.2 y 4.3, en las cuales se puede ver el valor de B encontrado para cada conjunto de datos, simplificando $\Gamma = \rho b^2 v_T^2$, y además tomando los casos extremos de los valores que podría tomar r_Λ . En estas tablas se presentan los resultados con las incertezas debido a las cantidades medidas experimentalmente (cambios de atenuación y de velocidad, así como la

velocidad de propagación de las ondas en el material no deformado), pero sin incluir incertezas en los parámetros que componen el modelo que se usa para analizar los datos (L , δ/δ_0 , b , etc.).

Parámetro de amortiguación	$r_\Lambda = 1$	$r_\Lambda = 1/2$
B_T	$0.058 \pm 0.003 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.029 \pm 0.002 \text{ Pa} \cdot \text{s}$
B_L	$0.047 \pm 0.002 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.024 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$

Tabla 4.2: Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en los gráficos de la Figura 4.15. Recordemos que el valor teórico de B es $0.98 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ [32].

Para el parámetro B la discusión se centrará en entender el por qué los resultados de esta tesis no son del todo consistentes con los valores esperados según estudios teóricos de este parámetro. En particular, en la Tabla 2.1 se pueden ver valores de B para distintos materiales y para dos expresiones teóricas distintas y a temperatura ambiente, donde genéricamente $B \sim 1 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. Esto difiere en aproximadamente 2 órdenes de magnitud con el valor encontrado experimentalmente en esta tesis.

Por otra parte, como se puede ver en la literatura [43], existen experimentos para bajas temperaturas en donde el parámetro B toma valores cercanos a $1.40 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ para el aluminio. Para experimentos realizados en cobre en [12] se tiene que B varía entre $1 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ y $8 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. Además de experimentos, recientemente hay simulaciones [45] en donde se calcula el parámetro B para distintos materiales, con resultados en el orden de $1 \cdot 10^{-5}$ a $1 \cdot 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$.

La aproximación considerada en (4.11) se puede modificar considerando otros valores para los cut-off internos y externos (valores más cercanos al experimento), ya que extremando los valores de estos parámetros, lo que está dentro del logaritmo podría resultar 100, quedando $\ln(100) \approx 4.5$, y por lo tanto

$$\frac{\ln(\delta/\delta_0)}{4\pi} \approx \frac{1}{3}. \quad (4.15)$$

La expresión (4.15) es asumiendo una caso bien extremo en donde el cuociente entre los cut-off es 100. De cualquier manera, notamos que este cuociente podría ser más pequeño. Asumiendo esta nueva aproximación, los valores de B cambian, quedando lo expuesto en las tablas 4.4 y 4.5.

Al observar las tablas 4.4 y 4.5 se puede ver que si bien el valor de B no llega a $\approx 10^{-4} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, sí va haciéndose más pequeño. Si empujásemos δ/δ_0 hacia un valor $\mathcal{O}(10)$, el valor de B disminuiría, acercándose más a las predicciones numéricas/teóricas. Por lo tanto, pareciera

Parámetro de amortiguación	$r_\Lambda = 1$	$r_\Lambda = 1/2$
B_T	$0.101 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.051 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$
B_L	$0.152 \pm 0.003 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.076 \pm 0.002 \text{ Pa} \cdot \text{s}$

Tabla 4.3: Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en los gráficos de la Figura 4.16.

Parámetro de amortiguación	$r_\Lambda = 1$	$r_\Lambda = 1/2$
B_T	$0.019 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.010 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$
B_L	$0.016 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.008 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$

Tabla 4.4: Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en los gráficos de la Figura 4.15 y utilizando la aproximación de (4.15).

Parámetro de amortiguación	$r_\Lambda = 1$	$r_\Lambda = 1/2$
B_T	$0.034 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.017 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$
B_L	$0.051 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.025 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$

Tabla 4.5: Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en los gráficos de la Figura 4.16 y utilizando la aproximación de (4.15).

que un mejor entendimiento teórico de los orígenes de los cut-offs sería de gran ayuda para determinar definitivamente las implicancias de las mediciones presentadas en este trabajo.

También es importante hacer notar que, si bien las densidades de dislocaciones inferidas mediante ondas transversales y longitudinales no son las mismas para la tracción PZ02 ni para PZ03, los valores de B_L y B_T son parecidos. Se considera L constante, ya que siguiendo el razonamiento de [46], para el régimen de bajas frecuencias la dependencia del modelo en el largo de las dislocaciones está bien aproximada por el largo promedio de las mismas, sin efectos observables debido a la distribución de largos, dado que tanto la longitud de onda de la onda de sonido es mucho más grande que cualquier L , y también a que la frecuencia de la onda es mucho más baja que las frecuencias de resonancia de la dislocación. Por supuesto, el resultado es sensible a dicho largo promedio L , y distintos valores de este parámetro determinarían distintos valores para B .

En cuanto a los resultados presentados para cada ensayo, se puede ver en la Figura 4.17 que para PZ02, los valores de B_T y B_L difieren muy poco y se ajustan bastante bien a una recta por la mayor parte de la tracción. Esto es algo esperado, ya que dada la teoría que se utiliza para el análisis de datos, este parámetro es constante. Para los resultados encontrados para PZ03, se puede ver de la Figura 4.17 que éstos tienen mayor diferencia entre ellos. Se atribuye esta diferencia a que para esa tracción el material ya se encuentra muy deformado, y es posible que las pendientes encontradas en la Figura 4.16 no sean la mejor descripción de B , pues la relación entre las cantidades $\Delta\alpha$ y $\Delta\Lambda$ no es tan bien descrita por una recta como en el caso del ensayo PZ02.

Con respecto a la diferencia encontrada en los valores de B entre los distintos ensayos PZ02 y PZ03, esto se podría deber a que la deformación para PZ03 es demasiado alta y probablemente algunas de las suposiciones teóricas del modelo ya no se estarían cumpliendo. Uno de los supuestos que podrían estar fallando cuando la probeta está muy deformada, es, por ejemplo, que la dislocación sólo interactúa con el medio y no con otras dislocaciones: al encontrarse el material extremadamente deformado, existe una posibilidad que las dislocaciones se encuentren muy cerca unas de otras.

Por otra parte, una idea que surge del por qué B_L y B_T podrían ser diferentes desde los factores experimentales es que estos parámetros son obtenidos y analizados utilizando

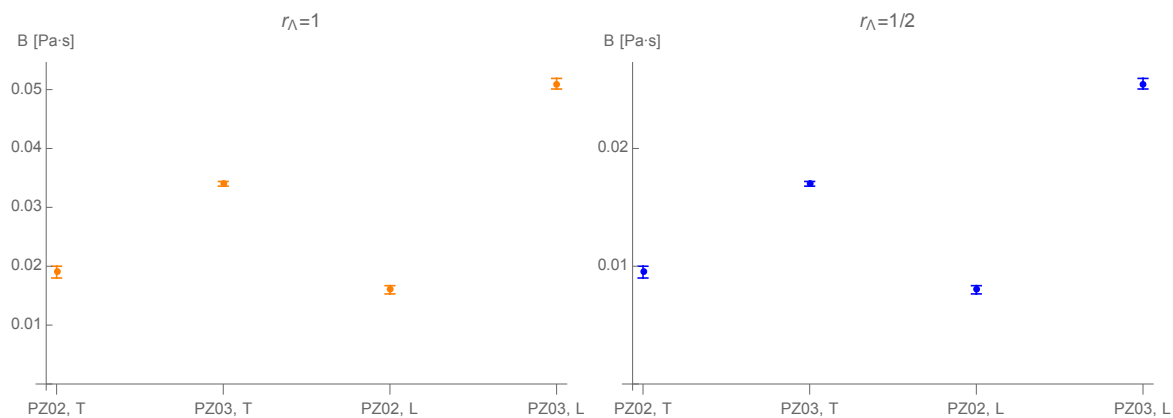


Figura 4.17: Las figuras presentan un resumen de los valores encontrados para B de las tablas 4.4 y 4.5.

el mismo espesor de la probeta, el cual sólo fue medido en la zona de los transductores longitudinales debido a complicaciones con el montaje. Si bien se tienen todas las condiciones de simetría para que el espesor a ambos lados de la cuña cambie de igual manera, no se puede asegurar que la medida de espesor sea exactamente la misma a ambos costados si es que ésta hubiese sido efectuada en tiempo real. Así, sería relevante para experimentos futuros obtener las medidas de espesor simultáneamente en las regiones de la probeta donde se coloca cada par de transductores, para así descartar o cuantificar esta posibilidad.

Como cierre de esta sección, consideramos la variedad de resultados que existen para el parámetro B , y cómo calza el valor encontrado en esta tesis en este contexto. Como se puede ver en la literatura posterior a los estudios iniciales de Eshelby y Leibfried, desde hace varias décadas existen estudios teóricos y experimentales de B desde distintas perspectivas, con resultados a través de varios órdenes de magnitud (por ejemplo, ver [47]). Algunos trabajos se enfocan principalmente en los efectos térmicos en las muestras, es decir, en la dependencia de sus propiedades con la temperatura. Otros trabajos estudian directamente la velocidad de la dislocación y su relación con el parámetro B . Lo cierto es que aún no existe un consenso categórico en el valor de B para el aluminio de tal manera que sea posible tabularlo y usarlo como referencia, ya que cada configuración de estudio es distinta y los resultados dependen de cómo se describan las interacciones de las dislocaciones, y por tanto los distintos esquemas de aproximaciones para inferir B desde los datos o desde los supuestos teóricos naturalmente generan distintos valores. Como referencia de estas fluctuaciones, los trabajos presentados en [47] difieren en alrededor de 2 órdenes de magnitud entre ellos, por lo que el valor encontrado en esta tesis, siendo de mayor magnitud que la mayoría de los valores para B que se han reportado, agrega un nuevo valor a la discusión, con un análisis y medidas distintas.

Conclusión

La investigación desarrollada en esta tesis ha producido resultados interesantes y novedosos con respecto a las referencias presentadas sobre el tema. Nuestro primer objetivo fue realizar una medida del coeficiente de atenuación acústico en el régimen elástico. La idea esencialmente se basa en lograr esta medida con métodos acústicos. En particular, se trabajó con la transmisión de ondas a través del material. Si bien este fue el principal objetivo del trabajo, durante este proceso fue necesario crear un protocolo y diseño de montaje experimental para lograr medidas reproducibles, por lo que, además de medir el coeficiente de atenuación acústico en el régimen lineal, este estudio ex-situ tuvo como ganancia notar todas las dificultades que podrían surgir en las mediciones in-situ, y los cuidados a tener para que las medidas sean reproducibles en ambos regímenes. Por otro lado, el error asociado a estas medidas es bastante grande y se puede deber a múltiples factores, algunos más simples que otros. Uno de ellos puede ser como interactúan el acoplante, el transductor y la transmisión de la onda [42]. Esto puede corresponder a que para cada repetición de la medida fue necesario desarmar todo el montaje experimental y volver a estructurarlo, la cantidad de acoplante y la posición de los transductores fue diferente en cada muestra, a pesar de minimizar las diferencias. Otro factor importante a considerar es el modelo propuesto para el análisis de datos. El modelo utilizado corresponde a un decaimiento exponencial acompañado de un factor del inverso de la distancia recorrida por el pulso, que respectivamente dan cuenta de la absorción de energía en el medio y del tamaño finito del transductor (que modifica la forma de la amplitud de la onda con dicho factor del inverso de la distancia). Este modelo contiene algunos supuestos, como que la onda se propague en un medio infinito, y que ésta sea continuamente emitida. La geometría de las muestras utilizadas intenta ser lo más amplia posible, pero sigue teniendo bordes, lugares donde la onda podría rebotar o refractar de una manera que resulta difícil caracterizar. La forma de la onda utilizada es un pulso Gaussiano y no una onda continua, por lo que seguramente habría que hacer un estudio más minucioso de como se propaga la onda en esa geometría.

Se concluye que la medida de atenuación realizada ex-situ es consistente con lo esperado, es decir, es un valor muy pequeño que requiere una alta precisión para poder ser medido. Además, al comparar el orden de magnitud con lo registrado en el artículo [40], el cual indica un valor de $\alpha_0 = 0.15 \text{ m}^{-1}$ para el aluminio, se puede notar que el resultado es consistente con el esperado.

El segundo objetivo de este trabajo fue medir el coeficiente de atenuación acústico α en el régimen plástico del material, ya que según la literatura, es en esta zona donde se crean y proliferan dislocaciones. Junto con las medidas de α in-situ, también existió un objetivo

secundario, el cual fue medir el cambio relativo de la velocidad de propagación de la onda, ya que al igual que el cambio de atenuación acústico, ambos parámetros son directamente proporcionales a la densidad de dislocaciones del medio Λ en el modelo que utilizamos para analizar los datos. Se concluye que tanto el objetivo principal como el objetivo secundario fueron completados con éxito, ya que dichas medidas fueron obtenidas exitosamente, y los resultados para ambos parámetros cumplen con lo esperado: al analizar conjuntamente el cambio de velocidad y de la atenuación, se encuentra que satisfacen una relación aproximadamente lineal entre ellos, en acuerdo con la predicción teórica de que ambos cambios son directamente proporcionales a la densidad de dislocaciones en la muestra.

Sin embargo, como se pudo ver en el capítulo 4, los cambios de velocidades no se ajustan del todo a como lo predice la teoría, en particular en la relación entre los cambios de velocidad de propagación de ondas longitudinales y transversas. Esto puede tener varias fuentes. Primero, existe una dependencia de cómo fueron tratadas las probetas previamente: puede ser que en el momento de fabricación éstas fuesen solidificadas con más dislocaciones hacia una dirección que la otra, definiendo una dirección privilegiada para el material y la posterior proliferación de dislocaciones in-situ. Segundo, algo que se debe considerar es que la probeta en estos experimentos es deformada con una fuerza que actúa en solo una dirección, por lo que esto también podría generar más dislocaciones en una dirección que en la otra. Esto se puede considerar como una limitación de la técnica, ya que no es posible saber la cantidad de dislocaciones que hay en una dirección o en la otra. Para tener ciertas certezas sobre esto, tendría que haber un tratamiento con TEM (transmisión microscópica electrónica) sobre la probeta deformada.

Por último, el objetivo final de esta investigación fue lograr una medida del parámetro B a partir de las medidas de cambio de atenuación, y de los cambios relativos de velocidad de propagación de la onda transmitida por el medio. Para lograr este objetivo fue necesario asumir un largo característico L de 80 nm, el cual fue extraído del artículo [21]. Este valor se asumió como un valor constante de las todas las dislocaciones en el material. Esto, nuevamente, es una limitación de la técnica, ya que las expresiones teóricas relacionan B con L , y L no es un valor medible sólo acústicamente, por lo que se necesita de otro método para obtener un valor promedio de L dentro de la muestra y confirmar que el modelo con $L = 80$ nm es la descripción adecuada.

Desde el capítulo 4, en la subsección del parámetro B , se pueden concluir varias cosas. Primero, el parámetro B mantiene una relación lineal entre los cambios de velocidad y de atenuación, lo que es esperable teóricamente. Sin embargo, el parámetro B no se mantiene constante en los distintos ensayos PZ02 y PZ03, en los cuales se llega a la deformación plástica. Por otra parte, si bien se puede apreciar una dependencia aproximadamente lineal entre los cambios de velocidad (densidad de dislocaciones) y atenuación por la mayor parte del ensayo PZ02, para las tracciones en que se llega a una deformación mayor, es decir, PZ03 y el que se discute en el Apéndice, la pendiente que determina B es considerablemente más ruidosa que la del ensayo con menor deformación (PZ02). Estas dos observaciones se pueden deber a que, al estar cerca de la fractura del material, parte de las aproximaciones realizadas ya no son válidas.

Segundo, comparando con el valor teórico de B para el aluminio (que es del orden de $1 \cdot 10^{-4}$

Pa · s), hay una diferencia de cerca de dos órdenes de magnitud con los valores registrados en las Tablas 4.2 ($B_T = 0.029$ Pa · s, $B_L = 0.024$ Pa · s) y 4.3 ($B_T = 0.075$ Pa · s, $B_L = 0.05$ Pa · s). Sin embargo, si se consideran algunos pequeños cambios en las aproximaciones, se obtienen los resultados de las Tablas 4.4 y 4.5, lo que mejora el resultado de B haciéndolo más pequeño, que es lo que espera que sea este parámetro. Se concluye que el resultado de B que se inclina por la mejor aproximación, y que se ajusta mejor a los datos, son los de la Tabla 4.4 en la columna que corresponde a $r_\Lambda = 1/2$ ($B_T = 0.010$ Pa · s, $B_L = 0.008$ Pa · s), en donde B se diferencia por más de un orden de magnitud con el valor teórico. Esto probablemente se podría justificar pensando en que no se está tomando en cuenta las posibles contribuciones de otros defectos o dinámicas de las dislocaciones que podrían afectar los resultados obtenidos en los cambios de atenuación, o que los parámetros del modelo sean elegidos de otra manera (para lo cual sería deseable examinar microscópicamente las muestras y verificar el largo promedio de las dislocaciones).

Se concluye que la medida de este parámetro es satisfactoria, ya que a pesar de los diferentes valores que pueda tener para cada tracción, se puede ver que este parámetro es el casi el mismo (valor medido) tanto para ondas longitudinales y ondas transversales en cada tracción. Por otro lado, los resultados muestran que al aumentar el esfuerzo y la deformación, la curva $\Delta\alpha$ vs $\Delta\Lambda L^2$ se comporta mucho más ruidosa, pero aún así es posible obtener desde el ajuste un B consistente con el encontrado para otros esfuerzos. Se debe notar, de cualquier manera, que se observa un aumento en el parámetro B en el ensayo con mayor deformación con respecto al de menor deformación.

Con miras al futuro, esta investigación se puede complementar con más medidas del mismo aluminio, pero no en tracciones cíclicas, sino realizando una sola tracción hasta la fractura del material, para así poder comparar estos resultados con los obtenidos en esta tesis. Otra cosa podría ser realizar los mismos experimentos, pero con distintos materiales, ya sea cobre, acero, u otros, para estudiar si las mismas relaciones verificadas en este trabajo se cumplen de la misma manera. Además, quedó como trabajo pendiente estudiar la atenuación con un modelo un poco más enfocado a la geometría que se está utilizando en este tipo de ensayos.

Independientemente de con qué ondas se realice el experimento de medida de atenuación acústica, también se propone la tarea, para futuros proyectos, de fabricar un montaje experimental que no permita la rotación de los transductores, ya que una gran parte del tiempo utilizado en este trabajo fue invertido en descubrir la mejor manera de medir para evitar la rotación de los sensores y así obtener medidas reproducibles.

Bibliografía

- [1] <https://www.lifeder.com/estructura-cristalina/>
- [2] L. Kinsler. Fundamentals of Acoustics. Wiley, 4th edition, **1999**.
- [3] C. Boyer and U. Merzbach. A History of Mathematics. Wiley, p. 55. **1991**.
- [4] <https://www.olympus-ims.com/es/ndt-tutorials/flaw-detection/wave-propagation/>
- [5] Pierce, Allan D. . Acoustics : an introduction to its physical principles and applications. Woodbury, N.Y. *Acoustical Society of America*. **1989 ed.**
- [6] A. V. Granato and K. Lücke, Theory of Mechanical Damping Due to Dislocations. *J. Appl. Phys.* 27, 583, **1956**.
- [7] A. V. Granato and K. Lücke, J. Application of Dislocation Theory to Internal Friction Phenomena at High Frequencies. *Appl. Phys.* 27, 789 , **1956**.
- [8] K. Lücke and A. V. Granato, Simplified theory of dislocation damping including point-defect drag. I. Theory of drag by equidistant point defects *Phys. Rev. B* 24, 6991 , **1981**.
- [9] Mason, W.J.; McSkimin, H.J. Attenuation and scattering of high frequency sound waves in metals and glasses. *Journal of the Acoustical Society of America*, **1947**.
- [10] Papadakis, E.P. Ultrasonic Attenuation and velocity in SAE 52100 steel quenched from various temperatures. *Met. Trans.* 1, 1053–1057. **1970**,
- [11] Hikata, A.; Truell, R. Frequency dependence of ultrasonic attenuation and velocity on plastic deformation. *J. Appl. Phys.*, 28, 522–523 **1957**.
- [12] G.A. Alers, D.O. Thompson Dislocation Contributions to the Modulus and Damping in Copper at Megacycle Frequencies. *Journal of Applied Physics* 32, 283 **1961**.
- [13] A. Maurel, V. Pagneux, F. Barra and F. Lund, Wave propagation through a random array of pinned dislocation. *Phys.Rev. B* **72**, 174111, **2005**.
- [14] A. Maurel, V. Pagneux, F. Barra, and F. Lund. Wave propagation through a random array of pinned dislocations: velocity change and attenuation in a generalized granato

- and lücke theory. *Physical review B*, **72** :174111, **2005**.
- [15] F. Lund. Normal modes and acoustic properties of an elastic solid with line defects. *Physical review B*, 91:094102, **2015**.
- [16] A. A. Caru. Caracterización acústica de materiales. Tesis Magíster, Universidad Austral de Chile, **2007**.
- [17] M. T. Cerda. Estudio sobre la densidad de dislocaciones y constantes elásticas en aluminio policristalino mediante espectroscopía de resonancia ultrasónica. Tesis de Magíster, Universidad de Chile, **2009**.
- [18] Mujica, M. T. Cerda, R. Espinoza, J. Lisoni, and F. Lund. Ultrasound as a probe of dislocation density in aluminum. *Acta materialia*, 60:5828–5837, **2012**.
- [19] C. A. Espinoza. Caracterización de densidad de dislocaciones mediante espectroscopía de resonancia ultrasónica no lineal. Tesis de Magíster, Universidad de Chile, **2013**.
- [20] C. A. Espinoza. Propagación de ondas acústicas en medios con defectos lineales. PhD. thesis, Universidad de Chile, **2019**.
- [21] Salinas, V.; Aguilar, C.; Espinoza-González, R.; Lund, F.; Mujica, N. In situ monitoring of dislocation proliferation during plastic deformation using ultrasound. *Int. J. Plast.* 97, 178–193, **2017**.
- [22] D. Hull and D. J. Bacon, *Introduction to Dislocations*, 5th edition (Elsevier, **2011**).
- [23] D. Askeland and P. Phulé. Ciencia e ingeniería de los materiales. THOMSON, 4th edition, **2006**.
- [24] B. Gurrutxaga-Lerma, D. S. Balint, D. Dini, and A. P. Sutton. The mechanism governing the activation of dislocation sources in aluminum at different strain rates. *Journal of mechanics and physics of solids*, (84):273:292, **2015**.
- [25] R. M. Christensen. Observations on the definition of yield stress. *Acta mechanica*, 196:239–244, **2008**.
- [26] C. Hellier. Handbook of Nondestructive Evaluation. McGraw-Hill, **2003**.
- [27] ASTM. Standard test methods for tension testing of metallic materials. active standard ASTM E8/E8M. Technical report, ASTM International, West Conshohocken, PA, **2016**
- [28] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. Theory of Elasticity. Elsevier, **1986**.
- [29] W. P. Mason. Handbook of Acoustic properties of Solids. Columbia. *J. Acoust. Soc. Am.*, 19, 464–473. **1947**.
- [30] J.D Eshelby. Dislocations as a cause of mechanical damping in metals. Proc.Roy.Soc. (London), A197, 396 **1949**.

- [31] G. Leibfried, Über den Einfluß thermisch angeregter Schallwellen auf die plastische Deformation, *Z Physik*, 127, 344-356 **1950**.
- [32] Warren P. Mason, Physical acoustics and the properties of solids. Princeton, N.J., Van Nostrand. **1958**.
- [33] <https://www.hbm.com/es/3060/transductor-de-desplazamiento-inductivo-con-palpador-miniatura/>
- [34] <https://es.mathworks.com/help/signal/ref/hilbert.html>.
- [35] Ono, K. A Comprehensive Report on Ultrasonic Attenuation of Engineering Materials, Including Metals, Ceramics, Polymers, Fiber-Reinforced Composites, Wood, and Rocks. *Appl. Sci.* **2020**, 10, 2230.
- [36] Williams, D.B., Carter, C.B. Transmission Electron Microscopy. Springer, US. **2009**
- [37] M. Berke and H. Krautkramer. Nondestructive Material Testing with Ultrasonics. Krautkramer GmbH and Co. .
- [38] William J. Bottega. Engineering vibrations, *Second Edition* **2013**.
- [39] Rose, J.L. Ultrasonic Waves in Solid Media; Cambridge University Press: Cambridge, UK; 476p. **1999**
- [40] Akira Hikata, Rohn Truell, Andrew Granato, Bruce Chick, and Kurt Lucke. Sensitivity of Ultrasonic Attenuation and Velocity Changes to Plastic Deformation and Recovery in Aluminum. *Journal of Applied Physics* 27, 396 **1956**.
- [41] Sears, Z.Y, Física Universitaria, Vol 2, **2007**.
- [42] Martin Treiber. Jin-Yeon Kim Laurence J. Jacobs, and Jianmin Qu. Correction for partial reflection in ultrasonic attenuation measurements using contact transducers. *The Journal of the Acoustical Society of America* 125, 2946 **2009**.
- [43] Akira Hikata, R. A. Johnson and C. Elbaum Interaction of Dislocations with Electrons and with Phonons. *Phys. Rev. B* 2, 4856, **1970**.
- [44] Kanji Ono, Review on Structural Health Evaluation with Acoustic Emission. *Appl. Sci.* 8(6), 958 **2018**.
- [45] Daniel N. Blaschke, Velocity dependent dislocation drag from phonon wind and crystal geometry. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 124, 24-35, **2019**.
- [46] Ernesto Bianchi, Valentina M. Giordano, and Fernando Lund. *Phys. Rev. B* 101, 174311, **2020**
- [47] V. R. Parameswaran, N. Urabe, and J. Weertman. *Journal of Applied Physics* 43, 2982, **1972**

Apéndice A

Otros datos

Este apartado de la tesis es para mostrar datos útiles para discutir sobre los resultados oficiales. Los datos presentados a continuación corresponden a la tracción de una probeta de aluminio, extraídas desde la misma plancha de aluminio que la probeta presentada en el capítulo de resultados. Ambas muestras fueron cortadas y tratadas de la misma manera.

En la Figura A.1 se puede ver la curva esfuerzo deformación, en la cual se indica el límite elástico de esta tracción. Se puede apreciar que, en este ensayo, el material ya se encuentra deformado, ya que el límite elástico es ubicado en un valor de esfuerzo más alto que el de un material que no ha sido previamente deformado. Esto es debido al fenómeno de endurecimiento del material. La deformación alcanza el valor de 0.01 antes de fracturar el material.

En la Figura A.2 se encuentran los gráficos que representan el comportamiento de las velocidades en esta tracción. Se puede notar que la variación de la velocidad transversal en la zona elástica es aproximadamente de 1.5 m/s, que en variación porcentual es 0.031. Por otro lado, la velocidad longitudinal presenta una variación de 10 m/s, de lo cual se obtiene una variación porcentual de 0.14. Esta variación es casi 3 veces más que la variación en la velocidad transversal, por lo cual se puede pensar que pudo haber algún movimiento/rotación de los transductores longitudinales durante la tracción. Dada la imprecisión de las medidas de los transductores longitudinales en la zona elástica de la tracción, se utilizan los datos de las medidas obtenidas a partir de los transductores transversales para poder comparar con los resultados mostrados en el capítulo 4.

Parámetro de amortiguación	$r_{\Lambda} = 1$	$r_{\Lambda} = 1/2$
B_T	$0.086 \pm 0.002 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.043 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$
B_L	$0.054 \pm 0.002 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	$0.027 \pm 0.001 \text{ Pa} \cdot \text{s}$

Tabla A.1: Valores del parámetro B obtenidos experimentalmente a partir de los datos presentados en este anexo, utilizando la aproximación $\Gamma \approx \rho b^2 v_T^2$.

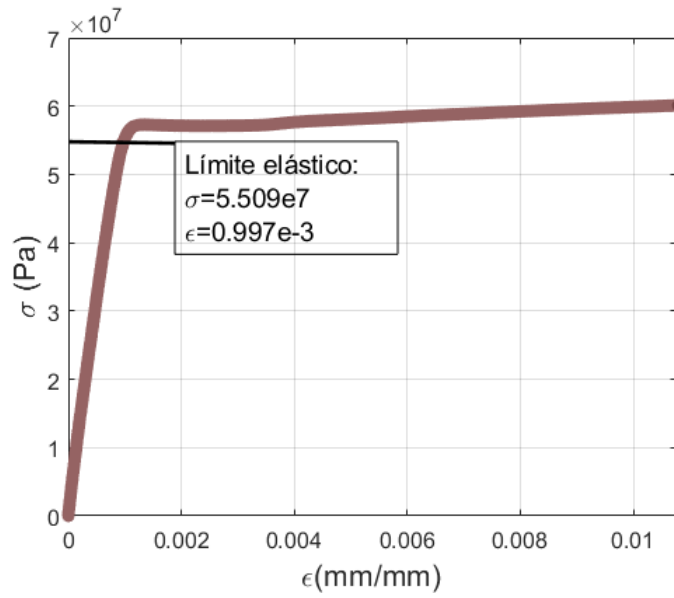


Figura A.1: Curva esfuerzo-deformación de datos anexados.

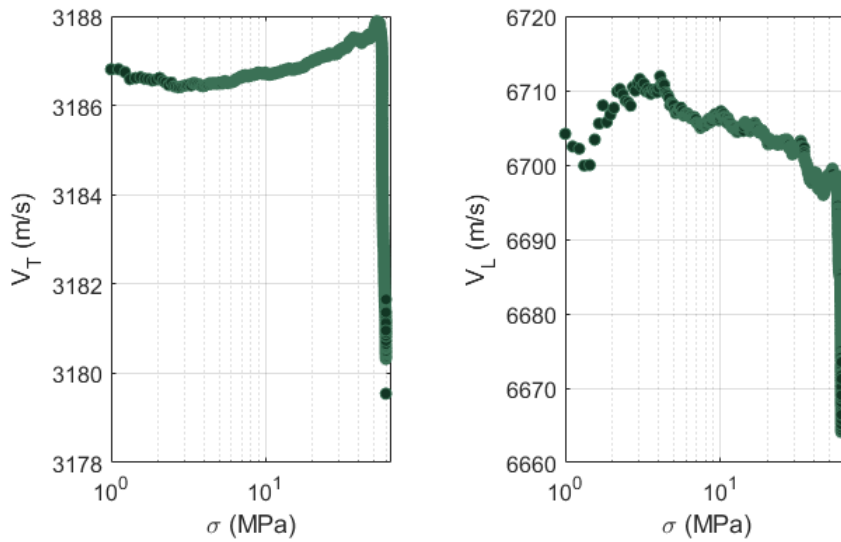


Figura A.2: Gráfico de velocidades versus esfuerzo en escala logarítmica.

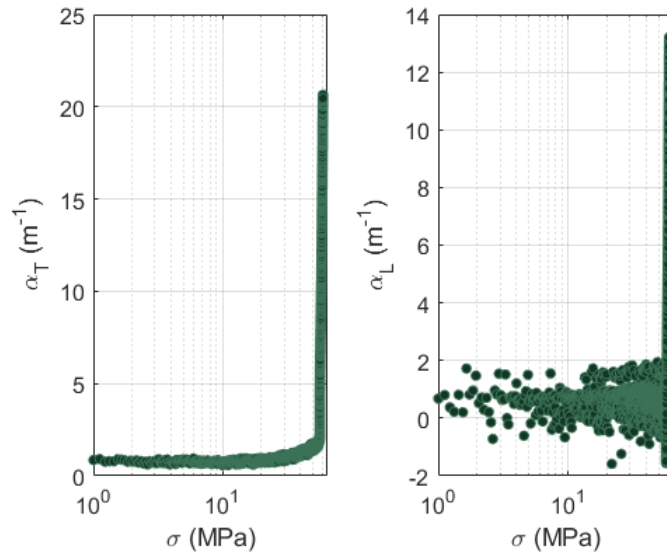


Figura A.3: Gráfico de atenuación versus esfuerzo en escala logarítmica. Se puede ver que en ambos gráficos el valor inicial se centra en la atenuación original del material (sin deformar), el cual es de 0.86 m^{-1} . Se asume ese valor de modo arbitrario ya que este valor pudo ser otro, debido a que la probeta fue traccionada previamente.

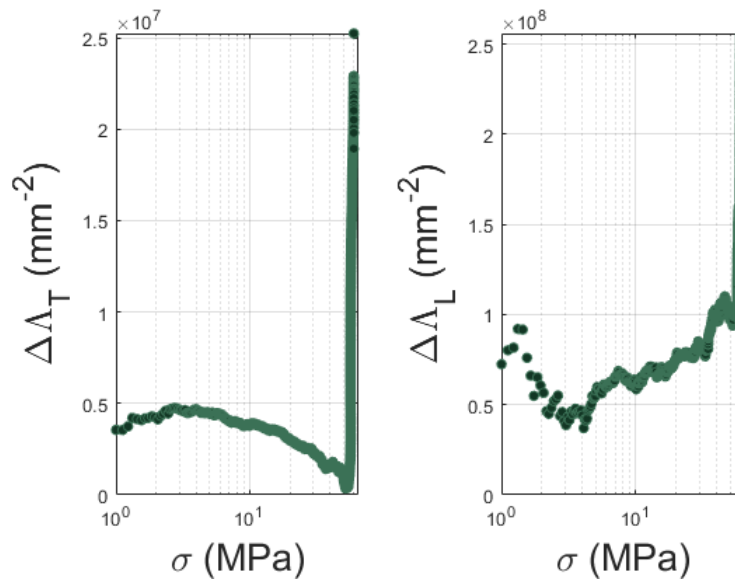


Figura A.4: Gráfico del cambio de densidad de dislocaciones versus esfuerzo en escala logarítmica. Como este gráfico está directamente relacionado con el cambio de velocidad, es de esperar que la curva de cambio de densidad de dislocaciones se vea igual de inestable y ruidosa para $\Delta\Lambda_L$.

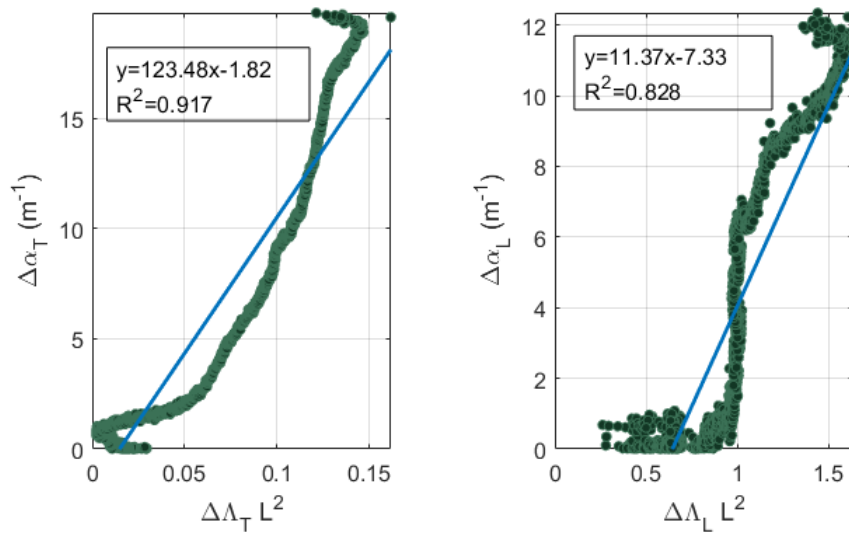


Figura A.5: Gráfico de cambios de atenuación acústica versus el cambio de densidad de dislocaciones por L^2 . Se realiza un ajuste lineal para encontrar el valor de la pendiente, la cual es proporcional al parámetro B del experimento. El gráfico de la izquierda posee una pendiente de $m_T = 123.48 \pm 1.20 \text{ m}^{-1}$ con su respectiva incerteza, y el gráfico de la derecha tiene una pendiente de $m_L = 11.37 \pm 0.17 \text{ m}^{-1}$, también con su respectiva incerteza.