Universidad Autónoma Metropolitana
Unidad Azcapotzalco

Doctorado en Ciencias e Ingeniería:
de Materiales

Tesis Doctoral

Medición del transporte ondulatorio en
cavidades caóticas elásticas.

Presenta:

M. en C. Enrique Flores Olmedo

Director:

Dra. Ma. Gabriela Báez Juárez¹

Co-director:

Dr. Moisés Martínez Mares²

1)Profesora Titular, Universidad Autónoma Metropolitana-Azcapotzalco, México D. F.

2)Profesor Titular, Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa, México D. F.

México D.F., Junio 2016

Agradecimientos

Quiero agradecer especialmente a mis padres Enrique y Carmen por enseñarme con su ejemplo a siempre trabajar y esforzarme para alcanzar mis metas, a mis hermanos Ruth, Ilce, Alfredo y Juan Manuel, por su apoyo incondicional e inspiración para salir adelante.

Especialmente quiero agradecer a mis asesores la Dra. Ma. Gabriela Báez Juárez y el Dr. Moisés Martínez Mares, por su paciencia, dedicación, guía y apoyo a lo largo de estos años de trabajo. No encuentro de forma de agradecer al Dr. Rafael A. Méndez Sánchez, por su valiosa ayuda y orientación en todo momento, para la buena realización de este trabajo y sobre todo por su apoyo en los momentos críticos muchas gracias.

Quiero agradecer a los doctores Víctor Domínguez Rocha, Eleuterio Castaño Tostado y Juan Salvador Arellano Peraza por aceptar amablemente ser parte de mis sinodales y por revisar minuciosamente esta tesis, gracias a sus comentarios y correcciones ayudaron a enriquecer y complementar este trabajo.

A mis hermanos académicos Zeus, Filiberto, Arturo tantas aventuras peleas discusiones y tanto tiempo de convivir. Al grupo de ondas y materiales. Al Centro Internacional de Ciencias por el apoyo en diversas reuniones de grupo.

Este trabajo no se habría llevado a cabo sin la beca de CONACYT para los estudios de doctorado, el apoyo de DGAPA-UNAM proyecto PAPIIT IN 103115, proyecto CONACYT 79613 por la compra de un VNA muchas gracias

Resumen

Dada la evidencia teórica y experimental de fluctuaciones de carácter universal en las propiedades de transporte en sistemas cuánticos y cavidades de microondas, en la presente tesis estudiamos el transporte ondulatorio a través de dos cavidades caóticas elásticas. En primer lugar estudiamos teóricamente una guía elástica para ondas flexionales donde se obtienen resultados originales para las frecuencias de apertura de los canales de transmisión. Después se muestra el diseño y la construcción de dos cavidades elásticas: una en forma de billar de Sinaí desimetrizado y otra en forma de un cuarto de estadio de Bunimovich. En este trabajo utilizamos la espectroscopia acústica resonante para medir las propiedades de transmisión de ondas mecánicas flexionales, para caracterizar estas cavidades elásticas caóticas de las que poco se conoce. Los resultados experimentales de la distribución de la transmisión concuerdan con las predicciones teóricas de la teoría de matrices aleatorias. Esto indica que tanto la temperatura como la absorción tienen un efecto despreciable en sistemas elásticos. Este trabajo es una contribución al desarrollo de las investigaciones teóricas y experimentales en sistemas ondulatorios elásticos.

Índice general

1. Introducción	1
2. Marco teórico	7
2.1. Dispersión de ondas flexionales por una cavidad	7
2.2. Ondas flexionales en una guía de ondas elástica	8
2.3. Apertura de los canales de transmisión	12
2.4. La matriz de dispersión S	13
2.5. Propiedades de la matriz S	15
2.5.1. Conservación de flujo	15
2.5.2. Invariancia ante inversión en el tiempo	15
2.6. Distribuciones de la transmisión	16
3. El experimento	19
3.1. Espectroscopia acústica resonante	20
3.2. Diseño y construcción de dos cavidades elásticas caóticas	21
3.2.1. Geometrías clásicamente caóticas	21
3.3. Diseño y fabricación de dos cavidades caóticas	22
3.3.1. Billar de Sinai	22
3.3.2. Estadio de Bunimovich	23
3.4. Construcción de cavidades caóticas	23
3.5. Apertura del sistema	24
3.6. El montaje experimental	26
3.7. Consideraciones a tomar antes de medir	28
3.8. Donde excitar	29
4. Mediciones de la transmisión de ondas mecánicas fuera del plano a través de cavidades caóticas elásticas.	31
4.1. Resultados del Billar de Sinai	32
4.1.1. Distribución de la transmisión en el caso de un canal	36
4.1.2. Histograma para dos canales	40

4.2. Resultados para un cuarto de estadio de Bunimovich	42
4.2.1. Histogramas para un canal de transmisión	45
4.2.2. Histograma para dos canales	46
5. Conclusiones	49
A. Automatización del VNA	51
B. Publicaciones	55

CAPÍTULO 1

Introducción

El estudio de las propiedades de transporte en sistemas coherentes ¹, llamados me-
soscópicos, ha sido de mucho interés en diferentes áreas de la física que van desde el
núcleo atómico hasta las microondas [1]. En particular se ha estudiado el transporte on-
dulatorio en sistemas cuya geometría da lugar a una dinámica clásicamente caótica. El
fenómeno de interferencia de ondas cuánticas o clásicas, conjuntamente con la dinámica
caótica, hace que las propiedades de transporte, como la conductancia en un sistema
electrónico o la transmitancia en un sistema clásico, fluctúen cuando parámetros ex-
ternos sintonizables se modifican. Por ejemplo, en un punto cuántico la conductancia
fluctúa como función de la energía de Fermi, o del número de onda k , como se puede
observar en la figura 1.1. Esta gráfica muestra el comportamiento de la conductancia
de un punto cuántico en forma de “estómago”, tanto en presencia como en ausencia de
un campo magnético externo. Éste es aplicado perpendicularmente al plano del punto
cuántico [2].

Figura 1.1: Fluctuaciones de la conductancia G con respecto al número de onda k (asociado a la energía de Fermi) de los electrones, para dos valores de campo magnético aplicado B . (Figuras tomadas de las referencias [2].)

¹Los fenómenos de transporte coherentes son difíciles de observar debido a varias fuentes de decoherencia como por ejemplo la temperatura.

Figura 1.2: Una cavidad de microondas se puede considerar análoga a un sistema cuántico en el estudio del transporte ondulatorio. A la izquierda se muestran tanto la cavidad como los resultados de las mediciones de la transmisión. A la derecha se muestra un punto cuántico y el resultado de la solución numérica para la conductancia con respecto a un campo magnético externo. (Figura tomada de la referencia [6].)

Los puntos cuánticos al ser sistemas muy pequeños, de alrededor de $1 \mu\text{m}$ de tamaño [3], son dispositivos cuya forma es muy difícil de controlar. Una alternativa para estudiar el transporte ondulatorio son las cavidades bidimensionales de microondas donde se trabajan frecuencias en el intervalo 0.6 GHz a 18 GHz, aproximadamente. Cuando las cavidades son cerradas se pueden determinar las frecuencias de resonancia del sistema [4]; tal es el caso de cavidades caóticas en forma de estadio o billar de Sinai de la referencia [5]. En cavidades abiertas se mide el coeficiente de transmisión como análogo de la conductancia en un punto cuántico [6]. De hecho, existe una relación estrecha entre la conductancia y la transmisión en un sistema cuántico, dada por la fórmula de Landauer [7]. Esta relación se ejemplifica muy bien en la figura 1.2. Se comparan las mediciones de la transmisión, con respecto a la frecuencia, en una cavidad de microondas, con el resultado de la solución numérica de la ecuación de Schrödinger en un punto cuántico, como función de un campo magnético perpendicular al plano del sistema. En ambos casos se tienen fluctuaciones muy similares. En la figura 1.3 se muestra otro ejemplo de las fluctuaciones del coeficiente de transmisión a través de una cavidad de microondas con dinámica clásica caótica, como función de la frecuencia.

Cuando el sistema es caótico, las fluctuaciones dan origen a un estudio estadístico del transporte ondulatorio, que resulta ser de carácter universal [8]. Desde el punto

Figura 1.3: Coeficiente de transmisión a través de una cavidad de microondas caótica como función de la frecuencia. (Figura tomada de la referencia [12].)

de vista teórico se han propuesto modelos que explican el carácter estadístico de las propiedades de transporte en este tipo de sistemas [9, 10]. Sin embargo, estos modelos se desarrollan considerando un sistema a temperatura cero si es cuántico, o sin disipación si describen un sistema ondulatorio clásico. Es de esperar que los resultados teóricos no concuerden con las mediciones experimentales, a menos de que se tome en cuenta el efecto de la temperatura T [11] o la disipación [12], respectivamente, como se observa en las gráficas (a) y (b) de la figura 1.4. Además, existe otro fenómeno que afecta las propiedades de transporte, o más generalmente las de dispersión: los procesos directos del sistema debido a la respuesta rápida que puede ocurrir en él [9]. En el caso de las cavidades de microondas, existe una reflexión directa debido a un acoplamiento imperfecto entre las antenas y la cavidad. Un experimento reciente que detecta estos procesos se reporta en la referencia [13], se observa el efecto del acoplamiento imperfecto en la distribución de los coeficientes de reflexión en cavidades caóticas para frecuencias en el rango de las microondas. El formalismo teórico puede explicar el experimento si se toman en cuenta dichos procesos, además de la absorción [14]. Un valor correcto de la absorción debe tomar en cuenta dichos procesos también [15].

Surge entonces la necesidad de construir sistemas clásicos análogos donde los parámetros externos como la temperatura, la disipación y los procesos directos sean más fáciles de controlar, y que además los experimentos sean de un costo relativamente menor que en el caso de los sistemas cuánticos o de microondas. Una técnica basada en el método de espectroscopia acústica resonante [16], usada para excitar y detectar selectivamente ondas, compresionales, torsionales y flexionales en sistemas elásticos [17], ha sido usada y perfeccionada en múltiples trabajos a nivel licenciatura y maestría, en el Laboratorio

Figura 1.4: (a) Densidad de probabilidad de la conductancia medida en unidades de g , e^2/h , para el caso de un modo abierto a temperatura no nula. (Figura tomada de la referencia [11].) (b) Densidad de probabilidad de la transmitancia a través de una cavidad de microondas, en presencia de disipación. (Figura tomada de la referencia [12].)

de Ondas y Materiales de la Universidad Autónoma Metropolitana, Unidad Azcapotzalco, ofrece una alternativa fiable y económica para estudiar distintos tipos de sistemas elásticos [18, 19, 20, 21, 22].

En la presente Tesis proponemos el diseño y la construcción de dos cavidades elásticas planas, basadas en medio billar de Sinai y un cuarto de estadio de Bunimovich, cuya geometría es clásicamente caótica. Presentamos el estudio experimental del transporte de ondas mecánicas fuera del plano. Se busca comparar los resultados experimentales con la teoría estadística para comprobar la universalidad de las fluctuaciones de la transmisión en sistemas elásticos. Este estudio nos permitirá extender la alternativa del uso de ondas mecánicas en el estudio experimental de sistemas análogos a los cuánticos, electromagnéticos y ópticos.

En el capítulo 2 se obtienen resultados exactos para las frecuencias de apertura de los canales en una guía elástica para ondas fuera del plano, usando la teoría clásica de placas para vibraciones flexionales. Estos resultados son originales. También se construye la matriz de dispersión para ondas elásticas que son dispersadas por cavidades caóticas. Luego se estudia la matriz de dispersión y sus propiedades como son la conservación de flujo y la invariancia ante inversiones en el tiempo. Se revisarán también los resultados de la teoría de matrices aleatorias para las distribuciones de la transmisión en el caso de uno y dos canales abiertos. En el capítulo 3 se describe el método de la espectroscopia acústica resonante, que es el método experimental que se usa para caracterizar las propiedades de los sistemas elásticos. En el mismo capítulo se detalla el

montaje experimental así como el diseño y la construcción de las dos cavidades caóticas. También se analiza la apertura del sistema mediante la construcción de cuñas y absorbedores poliméricos. En el capítulo 4 se muestran los resultados experimentales obtenidos como son la estimación de la frecuencia de apertura de los diferentes canales de transmisión así como su forma a lo ancho de la guía de ondas. Estos resultados se comparan con las predicciones de la teoría clásica de placas del capítulo 2. Se muestran también los resultados del coeficiente de transmisión y las distribuciones de la transmitancia para uno y dos canales. Éstas últimas se comparan con los resultados de la teoría de matrices aleatorias. Finalmente, en el capítulo 5, se dan las conclusiones y perspectivas de este trabajo.

CAPÍTULO 2

Marco teórico

En el presente capítulo se da una reseña de los principales conceptos teóricos que caracterizan a un proceso de dispersión de ondas clásicas en una cavidad elástica conectada a dos guías de ondas. Para ello se obtienen resultados originales de la apertura de los modos para vibraciones flexionales en una guía de ondas elásticas usando la teoría clásica de placas. Se hace, también, un breve resumen de los resultados conocidos de las distribuciones de probabilidad de la transmitancia a través de sistemas ondulatorios con límite de rayos caótico, que arroja la teoría de matrices aleatorias.

— Sección 2.1 —

Dispersión de ondas flexionales por una cavidad

El fenómeno de la dispersión es un tema de gran importancia en muchas ramas de la física. En general un proceso de dispersión ocurre cuando un haz de partículas, o de ondas, sufre una desviación respecto de su dirección inicial de propagación, provocada por la interacción con un blanco dispersor.

De especial interés es la dispersión de ondas clásicas y cuánticas a través de cavidades caóticas ya que, en los últimos 20 años, se ha encontrado que estos sistemas tienen propiedades de universalidad. La universalidad implica que, estadísticamente, las distribuciones de probabilidad se cumplen independientemente de la forma de la cavidad y del tipo de ondas que se están generando. El único requisito para que se cumplan los resultados propuestos por la teoría de matrices aleatorias (RMT) es que la dinámica de rayos en la cavidad sea caótica.

En este trabajo, se usará una guía de ondas elástica a través de la cual se establecen los distintos canales de propagación de ondas flexionales. Estas ondas son dispersadas por una cavidad, también elástica, que se inserta entre dos guías de ondas semi-infinitas, como se muestra en la figura 2.1. A través de una de éstas guías se hacen incidir ondas que, al llegar a la cavidad, son dispersadas por ésta, es decir, la cavidad es el blanco

Figura 2.1: Dos guías de ondas semi-infinitas conectadas a una cavidad caótica.

dispersor. En el proceso de dispersión, una parte de las ondas entra a la cavidad y se refleja sobre la guía donde las ondas inciden (onda reflejada); otra parte después de entrar a la cavidad, eventualmente sale en la otra guía; a esta onda la llamaremos la onda transmitida. La herramienta desarrollada para entender el resultado de un proceso de dispersión, es conocido como el formalismo de la matriz de dispersión o matriz S [23, 24, 25]. A continuación tomamos este formalismo para ondas fuera del plano en cavidades elásticas en dos dimensiones.

Sección 2.2

Ondas flexionales en una guía de ondas elástica

A bajas frecuencias la ecuación de movimiento de la amplitud de la onda flexional $u_z(x, y; t)$, en una placa delgada uniforme, viene dada por una ecuación diferencial de cuarto orden, conocida como ecuación de Kirchhoff-Love [26], o teoría clásica de placas, la cual tiene la siguiente forma para una placa uniforme:

$$D\nabla^4 u_z(x, y; t) + \rho h \frac{\partial^2 u_z(x, y; t)}{\partial t^2} = 0. \quad (2.1)$$

Aquí ρ es la densidad del material y

$$D = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu)}, \quad (2.2)$$

es la rigidez flexional de la placa dada en función de su espesor h , el módulo de Young E y el coeficiente de Poisson ν .

Para obtener los modos de transmisión en una guía de ondas elástica de ancho W , como la de la figura 2.2, proponemos una solución separable en una onda plana $e^{i(kx - \omega t)}$ en la dirección x y una función $w(y)$:

$$u_z(x, y; t) = w(y)e^{i(kx - \omega t)}. \quad (2.3)$$

Figura 2.2: Placa delgada.

donde k es en número de onda y ω la frecuencia angular. Así tenemos que

$$\nabla^4 u_z = k^4 w(y) e^{i(kx - \omega t)} - 2k^2 \frac{d^2 w(y)}{dy^2} e^{i(kx - \omega t)} + \frac{d^4 w(y)}{dy^4} e^{i(kx - \omega t)}, \quad (2.4)$$

y

$$\frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = -\omega^2 w(y) e^{i(kx - \omega t)}. \quad (2.5)$$

Sustituyendo las ecuaciones (2.4) y (2.5) en la ecuación (2.1) obtenemos

$$\frac{d^4 w(y)}{dy^4} e^{i(kx - \omega t)} - 2k^2 \frac{d^2 w(y)}{dy^2} e^{i(kx - \omega t)} + \left(k^4 - \frac{\rho h \omega^2}{D} \right) w(y) e^{i(kx - \omega t)} = 0. \quad (2.6)$$

Haciendo $K^4 = \rho h \omega^2 / D$, la ecuación, (2.6) puede escribirse como

$$\frac{d^4 w(y)}{dy^4} - 2k^2 \frac{d^2 w(y)}{dy^2} + w(y)(k^4 - K^4) = 0. \quad (2.7)$$

La frecuencia a la cual abren los canales corresponde a una propagación nula en la dirección x es decir cuando $k = 0$. Con esto la ecuación anterior se convierte en

$$\frac{d^4 w(y)}{dy^4} - K^4 w(y) = 0. \quad (2.8)$$

Las soluciones de esta ecuación pueden obtenerse por separado, para las soluciones simétricas y para las soluciones antisimétricas de la siguiente manera:

$$w_n^s(y) = a \cosh(K_n y) + b \cos(K_n y), \quad (2.9)$$

y

$$w_n^a(y) = a' \sinh(K_n y) + b' \sin(K_n y), \quad (2.10)$$

donde los subíndices “s” y “a” indican una solución simétrica o antisimétrica, respectivamente.

Aplicando condiciones de frontera libre y evaluando en las orillas de la guía tenemos

$$\frac{d^2 w_n(y)}{dy^2} \Big|_{y=\pm W/2} = 0 \quad \text{y} \quad \frac{d^3 w_n(y)}{dy^3} \Big|_{y=\pm W/2} = 0$$

Para la parte simétrica las ecuaciones anteriores dan

$$\left. \frac{d^2 w_n(y)}{dy^2} \right|_{y=W/2} = aK^2 \cosh \left(K_n \frac{W}{2} \right) - bK^2 \cos \left(K_n \frac{W}{2} \right) = 0, \quad (2.11)$$

y

$$\left. \frac{d^3 w_n(y)}{dy^3} \right|_{y=W/2} = aK^3 \sinh \left(K_n \frac{W}{2} \right) + bK^3 \sin \left(K_n \frac{W}{2} \right) = 0, \quad (2.12)$$

es decir

$$\mathbb{P} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = 0 \quad (2.13)$$

donde

$$\mathbb{P} = \begin{pmatrix} \cosh \left(K_n \frac{W}{2} \right) & -\cos \left(K_n \frac{W}{2} \right) \\ \sinh \left(K_n \frac{W}{2} \right) & \sin \left(K_n \frac{W}{2} \right) \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

La ecuación (2.13) tiene soluciones no triviales cuando el determinante de $\mathbb{P}$ se anula, es decir,

$$\det(\mathbb{P}(K_n)) = 0. \quad (2.15)$$

Esto da

$$\sin \left(K_n \frac{W}{2} \right) + \tanh \left(K_n \frac{W}{2} \right) \cos \left(K_n \frac{W}{2} \right) = 0. \quad (2.16)$$

Con un análisis similar tenemos para la parte antisimétrica,

$$\left. \frac{d^2 w_n(y)}{dy^2} \right|_{y=W/2} = a'K^2 \sinh \left(K_n \frac{W}{2} \right) - b'K^2 \sin \left(K_n \frac{W}{2} \right) = 0, \quad (2.17)$$

y

$$\left. \frac{d^3 w_n(y)}{dy^3} \right|_{y=W/2} = a'K^3 \cosh \left(K_n \frac{W}{2} \right) - b'K^3 \cos \left(K_n \frac{W}{2} \right) = 0. \quad (2.18)$$

Definiendo

$$\mathbb{Q} = \begin{pmatrix} \sinh \left(K_n \frac{W}{2} \right) & -\sin \left(K_n \frac{W}{2} \right) \\ \cosh \left(K_n \frac{W}{2} \right) & -\cos \left(K_n \frac{W}{2} \right) \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Tenemos que las soluciones no triviales del sistema de ecuaciones (2.17) y (2.18) vienen dadas por

$$\det(\mathbb{Q}(K_n)) = 0. \quad (2.20)$$

Esto da

$$\sin\left(K_n \frac{W}{2}\right) - \tanh\left(K_n \frac{W}{2}\right) \cos\left(K_n \frac{W}{2}\right) = 0. \quad (2.21)$$

En la figura 2.3 se muestran las gráficas de los determinantes de las ecuaciones (2.16) y (2.21). En esta figura se pueden observar las raíces de los determinantes, que están dadas por:

Figura 2.3: Determinante de las ecuaciones (2.16) y (2.21).

$$K_n \frac{W}{2} = 0, 0, \frac{3\pi}{4}, \frac{5\pi}{4}, \frac{7\pi}{4}, \frac{9\pi}{4}, \frac{11\pi}{4} \dots \quad (2.22)$$

tenemos

$$K_n = \frac{(2n-1)\pi}{2W} \quad \text{para} \quad n \geq 2. \quad (2.23)$$

Tenemos que $K^4 = \rho h \omega^2 / D$ y $f = \omega / 2\pi$. Finalmente la frecuencia de la apertura de los canales se calcula mediante,

$$f_n = (2n-1)^2 \frac{\pi}{8W^2} \sqrt{\frac{D}{\rho h}}. \quad (2.24)$$

Para calcular las frecuencias de corte se utilizan los valores correspondientes a la aleación 1100-14 del aluminio, $D=1652.19 \frac{\text{kg m}^2}{\text{s}^2}$, $\rho = 2710 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$, $h=6.35 \text{ mm}$ y $W=0.1 \text{ m}$.

Sustituyendo los valores de K_n en los determinantes y resolviendo para b_n y b'_n , tenemos que los canales de transmisión de una guía de ondas elásticas, están dadas por:

$$w_0 = A_1 \quad (2.25)$$

$$w_1 = A'_1 y \quad (2.26)$$

f_n	Frecuencia [Hz]
f_0	0
f_1	0
f_2	3488.1
f_3	9610.2

Tabla 2.1: Frecuencias de corte

$$\begin{aligned}
w_n^{(s)}(y) &= A_n \cos \left[(2n-1) \frac{\pi}{4} \right] \cosh \left[\frac{(2n-1)\pi}{2W} y \right] \\
&+ A_n \cosh \left[(2n-1) \frac{\pi}{4} \right] \cos \left[\frac{(2n-1)\pi}{2W} y \right]
\end{aligned} \tag{2.27}$$

y

$$\begin{aligned}
w_n^{(a)}(y) &= A'_n \cos \left[(2n-1) \frac{\pi}{4} \right] \sinh \left[\frac{(2n-1)\pi}{2W} y \right] \\
&+ A'_n \cosh \left[(2n-1) \frac{\pi}{4} \right] \sin \left[\frac{(2n-1)\pi}{2W} y \right],
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Nótese que w_0 y w_1 son los canales más bajos de transmisión de ondas fuera del plano en la guía de ondas elásticas y corresponden a la flexión blanda y a la torsión de la guía, respectivamente.

Sección 2.3

Apertura de los canales de transmisión

Un canal de transmisión se abre cuando se generan los patrones estacionarios a lo largo del eje y en la guía de ondas. Podríamos decir que el canal de transmisión es la forma en como la onda entra por la guía de ondas a la cavidad. El comportamiento de los patrones estacionarios en lo ancho de la guía de ondas se puede observar en la figura 2.4. Se observa la apertura de tres canales de transmisión o tres estados fundamentales. Para el caso del primer canal de transmisión ($n = 0$) se tiene un comportamiento de subida y bajada con cada golpe, se conoce como el canal constante y abre en 0 Hz. Esto por las condiciones de frontera del sistema que son de extremos libres y el sistema empieza a transmitir desde 0 Hz teóricamente este canal siempre está abierto. En el segundo canal de transmisión ($n = 1$) el comportamiento de la función de onda es diferente, como es de esperarse, se tienen siempre máximos en las orillas de la guía y un nodo en el centro de esta. Este es el primer modo torsional y también empieza a transmitir en 0Hz. Si englobamos los tipos de modos que están fuera del plano podemos encontrar

modos flexionales y torsionales. Por lo tanto debemos de tomar en cuenta también la apertura de los modos torsionales. En el caso del tercer canal de transmisión ($n = 2$) el comportamiento de la onda es con un máximo en el centro de la guía de ondas y dos nodos cerca de los extremos como se puede observar, finalmente se observa el primer canal asimétrico, el cuál según los resultados teóricos aparece a una frecuencia de 9600 Hz.

Figura 2.4: Comportamiento de los canales de transmisión a lo ancho de una guía de ondas de 10 cm. $\varphi_n(y)$ denota al n -ésimo canal de transmisión a lo ancho W de la guía de onda.

Sección 2.4

La matriz de dispersión S

Supongamos que se tiene una cavidad unida a dos guías de ondas de ancho W , como se muestra en la figura 2.5, por las cuales se hacen incidir ondas que llegan hasta la cavidad donde sufren un proceso de dispersión. Si se desprecian las pérdidas en las paredes y se supone una cavidad balística, el problema se puede describir en términos de la matriz de dispersión como sigue.

La solución de la ecuación (2.1) para ondas fuera del plano, en una guía de ondas elástica, con la condición de frontera libre en las orillas, puede escribirse como

$$u_z(x, y) = \sum_n \left[a_n e^{ikx} + b_n e^{-ikx} \right] w_n(y) \quad (2.29)$$

Figura 2.5: Dos guías de onda semi-infinitas de ancho W conectadas a una cavidad caótica. Las ondas entrantes están denotadas por $\vec{a}_n$, $\vec{a}'_n$ y las ondas salientes por $\vec{b}_n$, $\vec{b}'_n$.

Estas soluciones muestran que el comportamiento de la función de onda $u_z(x, y)$ se divide en dos partes uno para el comportamiento en x , correspondiente a $e^{\pm ikx}$ y la correspondiente en y con $w_n(y)$. En otras palabras, la propagación de las ondas ocurre a lo largo del eje x en ambos sentidos y hay un comportamiento de onda estacionaria a lo ancho del canal. Los valores de n en la ecuación anterior son enteros con $n = 0, 1, 2, 3, \dots, N$ y se conocen como modos de propagación o canales de dispersión. Si dividimos la cavidad por zonas podemos escribir la solución para las guías de onda de la siguiente manera:

$$u_n^I(x, y) = \sum_n \left[a_n e^{ikx} + b_n e^{-ikx} \right] w_n(y) \quad (2.30)$$

y

$$u_n^{III}(x, y) = \sum_n \left[b'_n e^{ikx} + a'_n e^{-ikx} \right] w_n(y). \quad (2.31)$$

El problema de dispersión puede describirse por medio de la matriz S , que relaciona las amplitudes de las ondas entrantes denotadas por los vectores a y a' , con entradas a_n y a'_n mientras que las salientes son denotadas por b y b' con entradas b_n y b'_n . Por definición la matriz S tiene la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} b \\ b' \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} a \\ a' \end{pmatrix}, \quad (2.32)$$

donde S es una matriz de $2N \times 2N$ para cavidades arbitrarias en ausencia de simetría. En general S tiene la siguiente estructura:

$$S = \begin{pmatrix} r & t' \\ t & r' \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

donde r y t son las matrices de reflexión y transmisión respectivamente al incidir por la izquierda; r' y t' son las matrices de reflexión y transmisión al incidir por la derecha.

Figura 2.6: Dos guías de onda conectadas a una cavidad, dentro de ella hay ondas entrantes formando los vectores $\vec{b}^*$, $\vec{b}'^*$ y ondas salientes formando los vectores $\vec{a}^*$, $\vec{a}'^*$

Sección 2.5

Propiedades de la matriz S

Conservación de flujo

La matriz S relaciona las amplitudes de las ondas salientes con la amplitud de las ondas entrantes, una de sus propiedades es la conservación de flujo, la cual indica, que en ausencia de cualquier tipo de simetría en el sistema, la única restricción para la matriz S es que debe de ser unitaria es decir:

$$SS^\dagger = S^\dagger S = I_N \quad (2.34)$$

donde I es la matriz identidad de $N \times N$ y $S^\dagger$ es la matriz transpuesta conjugada de S .

Invariancia ante inversión en el tiempo

En el caso en el que exista una invariancia ante inversión temporal (TRI por sus siglas en inglés), dado que la función de onda $\psi(x, y)$ es solución de la ecuación de onda, $\psi^*(x, y)$ también lo es.

Para la situación física que se muestra en la figura 2.6 la matriz S relaciona las amplitudes de las ondas salientes con las ondas entrantes de la siguiente forma:

$$\begin{pmatrix} a^* \\ a'^* \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} b^* \\ b'^* \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Conjugando la ecuación anterior obtenemos

$$\begin{pmatrix} a \\ a' \end{pmatrix} = S^* \begin{pmatrix} b \\ b' \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Por definición de la matriz S tenemos.

$$\begin{pmatrix} a \\ a' \end{pmatrix} = S^* S \begin{pmatrix} a \\ a' \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

donde $S^* S = I_{2N}$, entonces $S = (S^*)^{-1}$, al ser S una matriz unitaria implica que $S^T = (S^*)^{-1}$ para concluir que:

$$S = S^T, \quad (2.38)$$

la ecuación (2.38) indica que en existencia de una invariancia ante inversión temporal la matriz S es unitaria y simétrica:

$$S = \begin{pmatrix} r & t^T \\ t & r' \end{pmatrix}, \quad (2.39)$$

con

$$t = t'^T$$

$$r' = r'^T$$

Sección 2.6

Distribuciones de la transmisión

El problema de dispersión por una cavidad puede describirse por la matriz S que relaciona las amplitudes de las ondas mecánicas salientes con las entrantes, a partir de la cual podemos construir el coeficiente de transmisión. Las únicas restricciones para la matriz S es que debe ser unitaria debido a la conservación de flujo y que debe ser invariante ante inversiones en el tiempo. Consideremos ahora la distribución de la matriz S para el sistema mostrado en la figura 2.5 para el caso $N = 1$ [24]. En este caso la matriz S de la cavidad elástica balística es de 2×2 y tiene la siguiente estructura:

$$S = \begin{pmatrix} r & t' \\ t & r' \end{pmatrix}. \quad (2.40)$$

Cuando la dinámica clásica dentro de la cavidad es caótica, es apropiado un análisis estadístico del problema. Dicho análisis se realiza en términos de un ensemble de sistemas físicos, descritos matemáticamente por un ensemble de matrices S , dotados con una medida de probabilidad.

La conductancia, o el coeficiente de transmisión, de una cavidad caótica balística depende de una manera muy complicada de la energía de incidencia, así como de la forma de la cavidad. Se ha encontrado que las técnicas de la teoría de matrices aleatorias (por sus siglas en inglés RMT) describe muy bien el transporte electrónico donde se

muestra que la distribución de la conductancia es universal y depende solamente de las propiedades de simetría presentes en el problema.

El modelo que se aplicará para el estudio de las probabilidades de transmisión de ondas elásticas, está basado en los resultados de RMT, que han mostrado muy buenos resultados para el estudio del transporte electrónico. En este trabajo se retoman estos resultados y experimentalmente mostraremos su validez, para las cavidades caóticas elásticas, en el siguiente capítulo. La distribución de la transmisión en este modelo está dada por [1].

$$P(T) = \frac{1}{2\sqrt{T}}. \quad (2.41)$$

Figura 2.7: Distribución de la transmitancia para un canal abierto $N = 1$.

En la figura 2.7 podemos observar la distribución para un canal de transmisión abierto, teniendo como resultado una tendencia del sistema a transmitir poco, ya que la distribución de T está muy cargada hacia el cero. Esto se debe a la interferencia constructiva de las trayectorias con sus inversas temporales (localización débil).

El modelo estadístico aplicado para dos canales de transmisión abiertos es resultado de la teoría de matrices aleatorias RMT al igual que para el caso de un canal de transmisión. La distribución de la transmisión está gobernada mediante la siguiente expresión [1].

$$P(T) = \begin{cases} \frac{3}{2}T; & 0 < T < 1 \\ \frac{3}{2}(T - 2\sqrt{T-1}); & 1 < T < 2 \end{cases} \quad (2.42)$$

Como se puede observar en la figura 2.8 la distribución está cargada al centro para valores de transmitancia igual a la unidad. Esto porque al existir dos canales de trans-

misión, la energía dentro del sistema aumenta y hace que la guía de ondas se levante un poco lo que implica que las amplitudes de la transmisión aumenten.

Figura 2.8: Distribución de la transmitancia para $N = 2$.

CAPÍTULO 3

El experimento

En este capítulo se describe detalladamente el diseño y la construcción de dos cavidades elásticas caóticas que se usarán para medir la transmisión de ondas fuera del plano. Se describe también la espectroscopia acústica resonante que es el método utilizado en este trabajo. Luego se da una descripción del montaje experimental y de todas las partes que lo componen. Finalmente se muestra la apertura del sistema mediante la construcción de cuñas y absorbedores poliméricos que son necesarios para reducir las reflexiones indeseables de ondas elásticas fuera del plano.

Tal como se ha mostrado para el caso de transporte de ondas electromagnéticas a través de cavidades de microondas y así como en transporte de electrones a través de puntos cuánticos, el objetivo principal de este trabajo es mostrar la universalidad de la transmisión de ondas mecánicas en cavidades caóticas elásticas. Estas propiedades universales surgen como resultado de un análisis estadístico de las fluctuaciones de la transmisión en cada uno de estos procesos de dispersión independientemente de la naturaleza del sistema ondulatorio y de sus escalas. Por lo anterior, resulta natural preguntarse por la validez de estos resultados en sistemas elásticos análogos.

Para cumplir el objetivo anterior es necesario medir el transporte de ondas mecánicas a través de, al menos, dos cavidades caóticas elásticas, ya que esperamos que las fluctuaciones de la transmisión no dependan de la geometría de la cavidad mientras estas sean caóticas. Así, los dos sistemas elásticos que usaremos en esta investigación experimental son: una cavidad elástica con forma a billar de Sinai y otra con forma de estadio de Bunimovich, cuyas geometrías representan caos clásico [27].

Cabe señalar que el estudio experimental de ondas elásticas es altamente complejo debido a la naturaleza tensorial de las mismas, sin mencionar los acoplamientos entre ellas [28] y las conversiones de un tipo de ondas a otro. Sin embargo, varios de estos retos experimentales han sido exitosamente resueltos usando el método de espectroscopia acústica resonante, el cual explicamos en la siguiente sección. En este trabajo usamos este método para la generación de ondas flexionales y la detección de su transmisión a

Figura 3.1: a) Amplitud de la señal transmitida: $A(f)$, b) Desfasamiento de la señal transmitida: $\theta(f)$, ambas como función de la frecuencia. c) Resonancias complejas en el plano de Argand

través de las cavidades elásticas antes mencionadas.

Sección 3.1

Espectroscopia acústica resonante

El término “espectro” fue acuñado por Isaac Newton en el siglo XVII para definir el fenómeno de descomposición de la luz blanca, por un prisma, en los colores que la componen. Una de las áreas de investigación que más ha aprovechado las técnicas de espectroscopia es la física atómica para estudiar la estructura de los átomos y las moléculas, así como la composición química de sustancias. Esta técnica se basa en la emisión y o absorción de energías discretas del sistema, debidas a las transiciones de los electrones de los átomos entre sus distintos orbitales energéticos. Actualmente, esta herramienta se ha diversificado ampliamente para estudiar sistemas ondulatorios, en general, mediante la dispersión de ondas de distinta naturaleza por objetos. Así, se ha estudiado la dispersión de ondas por cavidades de microondas y puntos cuánticos, entre otros sistemas.

El método de espectroscopia acústica resonante se utiliza principalmente en las regiones sónicas y ultrasónicas. Se caracteriza por ser un método no destructivo y no requiere una preparación previa de la muestra bajo estudio. Este método ha sido utilizado para medir y monitorear el progreso de las reacciones químicas, por ejemplo, el fraguado del concreto y para la medición del volumen en coloides en un medio dispersivo, entre muchas otras aplicaciones. En la parte elástica este método se ha utilizado en múltiples trabajos en el Instituto de ciencias físicas de la UNAM [29, 30, 31] con muy buenos resultados, donde estudian principalmente resonancias en sistemas unidimensionales y en sistemas estructurados [32, 33].

Como resultado de la espectroscopia acústica resonante se tienen dos gráficas típicas que resumen la señal transmitida como función de la frecuencia. En la figura 3.1 se

muestran, la amplitud como la fase de la señal transmitida a través del sistema bajo estudio y que, de alguna manera, caracteriza a éste. La información de ambas gráficas resume la naturaleza compleja de la transmisión medida a través del sistema. Esto es, $T(f) = A(f)e^{i\theta(f)}$.

Sección 3.2

Diseño y construcción de dos cavidades elásticas caóticas

Geometrías clásicamente caóticas

El diseño de las cavidades juega un papel fundamental en el desarrollo de este trabajo. Ambas cavidades deben ser balísticas, esto es, el camino libre medio debe ser mucho mayor que las dimensiones de la cavidad. Asimismo, la geometría de dichos sistemas debe introducir caos clásico. Recordemos que, en un sistema caótico, pequeños cambios en las condiciones iniciales de una partícula generan trayectorias muy diferentes después de cierto tiempo, lo cual se conoce como alta sensibilidad a las condiciones iniciales del sistema. El Billar de Sinai y el estadio de Bunimovich son dos geometrías bien conocidas usadas ampliamente y estudiadas por ser caóticas. Es por lo anterior que elegimos estas dos geometrías para darle forma a cada una de las dos cavidades elásticas que estudiaremos y cuyas propiedades de transmisión serán comparadas entre sí para determinar si existe un comportamiento universal de las mismas.

Figura 3.2: A la izquierda se muestra la geometría del estadio de Bunimovich, mientras que a la derecha se muestra la geometría del billar de Sinai, (imágenes tomadas de la referencia [27])

En la Figura 3.2 se muestran las dos geometrías caóticas elegidas. Se puede ver que el estadio de Bunimovich está formado por dos semicírculos de radio r unidos por dos segmentos rectos de longitud d . El billar de Sinai por su parte está formado por la región limitada entre el perímetro de un cuadrado de lado L y el de un círculo de radio R dentro del primero. Estos sistemas presentan una dinámica caótica de rayos, caracterizada por un coeficiente de Lyapunov positivo.

Sección 3.3

Diseño y fabricación de dos cavidades caóticas

En el diseño de las cavidades, se usó medio billar de Sinai asimétrico y un cuarto de estadio de Bunimovich. Las dimensiones de las cavidades diseñadas permiten el establecimiento de ondas propagantes en el intervalo de frecuencias audibles, que va de 100Hz a 20KHz. Se colocaron a cada cavidad, dos guías de ondas que permiten medir la transmisión a través de las mismas de un extremo a otro de la cavidad. Una guía de onda permitirá establecer los distintos canales elásticos y enviarlos hacia la cavidad y la segunda guía permitirá medir la transmisión.

Billar de Sinai

En la primera cavidad elástica basada en el billar de Sinai, se eliminaron todas la simetrías de la geometría original para evitar que resultados de subespacios se mezclen. Es por esto que la geometría final para el diseño de nuestra primera cavidad corresponde a medio billar de Sinai donde el semicírculo ya no está centrado, como en el sistema original. Adicionalmente este billar ha sido conectado con dos guías. La posición de estas últimas será elegido para reducir en lo posible la transmisión directa.

Según se muestra en la figura 3.3, cada una de las guías de onda conectadas a la cavidad elástica corresponden a un fleje con las dimensiones $x \gg y$ tal que la propagación de las ondas sea a lo largo del eje x , mientras que los patrones estacionarios o canales establecidos sean sobre el eje y ancho de la guía W . En el diseño $W = 10$ cm fue elegida para que los primeros patrones estacionarios ocurran en un rango de frecuencias de 20Hz a 20kHz. Este ancho de banda corresponde al intervalo de frecuencias audible en el que trabaja el amplificador de audio usado en el montaje experimental.

Figura 3.3: Diseño de medio billar de Sinai asimétrico: la longitud de la guía es $c=100$ cm, ancho $W=10$ cm. Al final de las guías hay una cuña con una longitud $e=30$ cm. Las dimensiones de la cavidad so: altura $b=50$ cm; largo $a=80$ cm y medio círculo de diámetro $d=40$ cm. La distancia $f=10$ cm.

Por su parte las dimensiones de la cavidad indicadas en la figura 3.3 fueron elegidas para garantizar una cavidad elástica balística, esto es, la longitud de onda de los canales establecidos en la guía deben ser mucho menores que las dimensiones de la cavidad. La anchura de la cavidad debe de ser de tal forma que entren por lo menos 3 longitudes de onda para uno o dos canales abiertos. Entonces la relación entre el ancho de la guía de ondas W y el ancho de la cavidad debe de ser de por lo menos 1:3 así el sistema diseñado para el medio billar de Sinai queda según la figura 3.3.

Estadio de Bunimovich

En el segundo sistema diseñado, también hemos eliminado todas las simetrías, lo cual redujo la geometría a un cuarto de estadio de Bunimovich. Está cavidad debe de cumplir con las mismas especificaciones indicadas en el billar de Sinai. Las dimensiones de las guías de onda conectadas a esta cavidad son iguales que en el primer sistema, para poder trabajar en el mismo rango de frecuencias audible y que la apertura de los canales en la guía de ondas sean similares en ambos experimentos. El diseño final de un cuarto de estadio de Bunimovich se muestra en la figura 3.4. A diferencia de la cavidad tipo Sinai en este diseño las dos guías de ondas no están alineadas esto es con la finalidad de evitar los procesos directos en esta geometría, otra diferencia notable es que la cavidad es un poco más grande y por lo tanto más pesada que el sistema basado en el billar de Sinai.

Figura 3.4: Se muestra el diseño de un cuarto de estadio de Bunimovich: la longitud de la guía es $c=100\text{cm}$ y su ancho $W=10\text{cm}$. Se realizó una cuña con una longitud $e=30\text{cm}$ en ambas guías. La altura de la cavidad es $b=60\text{cm}$ su largo $a=30\text{cm}$ y un cuarto de círculo de radio $d=60\text{cm}$.

Sección 3.4

Construcción de cavidades caóticas

Una vez diseñadas las geometrías y determinadas las dimensiones de las dos cavidades elásticas fue posible su fabricación a partir de placas de aluminio 1100-14 de

3.05m $\times$ 1.20m con un grosor de 1/4" de pulgada (0.635 cm) que existen en el mercado. Se eligió el aluminio para la fabricación de los sistemas ya que es un material paramagnético, lo cuál es requisito para que los transductores electromagnéticos acústicos del montaje experimental puedan funcionar adecuadamente. Otros materiales paramagnéticos para la fabricación de dichos sistemas son cobre, latón y oro, entre otros. Sin embargo el aluminio es de uso común, existe en el mercado en diversas presentaciones. Además es relativamente económico y fácil de maquinar. El corte de la placa, según cada una de las geometrías diseñadas en las figuras 3.3 y 3.4, fue realizado por una empresa privada con agua y arena a presión (sandblast) con la finalidad de tener un corte limpio y exacto en cuanto a dimensiones y ángulos. Los sistema fabricados se muestra en la figura 3.5.

Figura 3.5: Dos cavidades elásticas fabricadas en aluminio 1100-14. A la izquierda tenemos medio billar de Sinai asimétrico. A la derecha tenemos un cuarto de estadio de Bunimovich.

Sección 3.5

Apertura del sistema

En el diseño de las dos cavidades elásticas caóticas de la sección anterior se incluyeron dos guías de onda conectadas a cada cavidad. Estas guías tienen la función de controlar los primeros canales de transmisión de las ondas flexionales a través de la guía, así como el establecimiento de las señales y correspondiente detección en cada guía.

El objeto de la cuña, en los extremos de cada guía, forma parte de un mecanismo pasivo de absorción de las ondas elásticas. Es importante eliminar en lo posible las ondas reflejadas en los extremos de la guía que favorecen el establecimiento de patrones estacionarios característicos de sistemas cerrados. El diseño de una cuña en el extremo

de una guía de ondas fue propuesto en un trabajo antecesor a éste para simular en el laboratorio un sistema abierto a partir un sistema cerrado [19]. En esta referencia se mostró que las ondas viajeras, a lo largo de la guía, a altas frecuencias pueden ser atrapadas usando la geometría tipo cuña usadas en nuestros diseños. Dichas ondas, que obedecen la dinámica de rayos, quedan atrapadas en la cuña, como se observa en la figura 3.6. Posteriormente, la energía de estas ondas, es disipada usando materiales poliméricos absorbedores alrededor de la cuña.

Una vez eliminadas las ondas reflejadas en los extremos de ambas guías de onda, mediante el sistema de absorción pasiva, cada guía se comporta como una guía de ondas semi-infinita. Es decir, las ondas que se alejan de la cavidad no regresan, pues los efectos de frontera de las guías han sido eliminados. Podemos decir ahora que el sistema esta abierto (es infinito) y estamos listos para estudiar la transmisión a través de la cavidad elástica. Recordemos que esta transmisión viene en patrones estacionarios establecidos a lo largo del eje y , llamados canales de transmisión. Las ondas flexionales son generadas en una de las guías y la transmisión de las mismas es detectada en la otra guía de ondas después de pasar a través de la cavidad elástica.

Figura 3.6: Una vez que las ondas elásticas son atrapadas en la cuña, el absorbente polimérico las atenúa. El efecto resultante es la disminución de los patrones estacionarios no deseados, a lo largo de la guía (eje x).

El corte realizado sobre cada guía para generar la geometría de cuña se realizó con una fresadora. El ancho de cada guía de ondas fue de 10 cm y el ángulo agudo de la cuña en el extremo fue de 18.4° como se puede observar en la figura 3.7.

Por último, en adición a la geometría tipo cuña, los extremos de cada guía de ondas se forraron con material polimérico absorbente. Esta es la descripción del mecanismo

pasivo de absorción, que usamos para abrir las cavidades elásticas fabricadas. Con esto podemos medir transporte de ondas mecánicas fuera del plano, a través de cada uno de los sistemas diseñados. Ambas guías, conectadas a la cavidad, tienen la función principal de abrir el sistema.

Figura 3.7: Geometría tipo cuña sobre una guía de ondas elástica, para simular guías de ondas semi-infinitas.

Sección 3.6

El montaje experimental

Para caracterizar sistemas elásticos por espectroscopia acústica resonante utilizamos el montaje experimental que se muestra en la figura 3.8. Este montaje ha sido desarrollado, usado y optimizado a lo largo de varias investigaciones experimentales previas [16, 18, 19, 20], dentro de nuestro grupo de investigación, con resultados muy exitosos. El montaje experimental está automatizado y consiste en: una estación de trabajo (1), encargada de controlar un Vector Network Analyzer (VNA) mediante una tarjeta GPIB-USB, para la adquisición de los datos experimentales. EL VNA, Anritsu Modelo MS4630B (2), es el encargado de generar y enviar señales senoidales en un intervalo de frecuencias especificado por la computadora (dentro del rango audible). Un amplificador de sonido, Cerwin-Vega CV-900 (3), incrementa la amplitud de la señal generada por el VNA y la envía a un transductor electromagnético acústico (EMAT pos sus siglas en inglés) (6). Éste, a su vez, funciona como excitador de ondas elásticas fuera del plano en una de la guía de ondas conectada al sistema. Estas ondas viajan hacia la cavidad (4). Un segundo EMAT, de dimensiones menores (7), se utiliza como detector sobre la segunda guía de ondas conectada al sistema, detectando la transmisión de la onda al otro extremo del sistema. La medición de la señal de respuesta del sistema registrada en

Figura 3.8: Sistema de medición: Computadora (1), Vector Network Analyzer (2), Amplificador de audio (3), Excitador (6), Detector (7), Sistema bajo estudio (4), Apertura del sistema (5).

(7) regresa al VNA para su registro y comparación con la señal original de excitación. Finalmente se observa la geometría tipo cuña y el absorbedor polimérico sobre ambos extremos de las guías de ondas (5).

Una computadora controla el experimento a través de un programa en LabView (ver apéndice A), en el cual se introducen los parámetros relevantes: la frecuencias inicial y final del intervalo barrido; el tiempo real de barrido de intervalo de frecuencias seleccionado y las cantidades que se deben medir: amplitud, $A(f)$ y fase $\theta(f)$. Estos parámetros son registrados por el VNA para generar una señal sinusoidal en el rango de frecuencias indicado. Posteriormente dicha señal es amplificada y enviada al EMAT excitador en la configuración de la referencia[jsv2010]. Este último genera las ondas elásticas transversales, fuera del plano, en una de las guías de ondas conectada a la cavidad. Estas ondas mecánicas viajan a lo largo de la guía y una parte de ellas entra a la cavidad. El EMAT detector en la misma configuración que el excitador mide la señal transmitida a través de la cavidad a la salida de ésta (sobre la segunda guía de ondas). En el montaje experimental figura 3.8 se puede observar a ambos EMATs (6,7) colocados sobre cada guía de ondas, a cierta distancia de la cavidad. La señal registrada por el detector se envía al VNA donde es comparada con la señal de referencia. Las medidas registradas se almacenan en la computadora para su posterior análisis.

Consideraciones a tomar antes de medir

Antes de llevar a cabo las mediciones de la transmisión a través de las cavidades elásticas fabricadas, es necesario tomar en cuenta algunos aspectos técnicos necesarios para garantizar la medición correcta de la transmisión de ondas mecánicas a través de estos sistemas. En primer lugar cada sistema consiste en la cavidad y dos guías de ondas conectadas, cuyas dimensiones son muy grandes y un peso total del sistema de (15kg). Este robusto sistema debe ser suspendido en un plano horizontal con hilos de nailon sujetos a diversos arreglos de soportes. Es importante planear un arreglo de soportes que garantice el mínimo contacto con el sistema elástico para evitar alterar sus propiedades ondulatorias. Todo el sistema tiene que estar bien nivelado en un plano horizontal, para que no existan vibraciones no deseadas que alteren las mediciones. El sistema se montó sobre cuatro soportes con hilos de nailon: dos en cada guía de ondas, dos más en las esquinas de la cavidad. Los hilos en los soportes quedan cruzados con la finalidad de hacer el menor contacto posible con el sistema. Al ser cruzados los hilos, estos solo tocan al sistema en 2 puntos y no en toda una línea sobre el largo de 10cm como se observa en la figura 3.9. Después de suspender el sistema hay que asegurarse, usando un nivel de burbuja que todo el sistema se encuentra en el plano horizontal.

Figura 3.9: a) Montaje de la placa sobre dos hilos de nailon se observa que la placa esta montada sobre una linea. b) La placa montada sobre hilos cruzados se observan sólo dos puntos de contacto.

Donde excitar

De acuerdo al comportamiento de los canales que se esperan en la guía de ondas podemos notar que el modo constante siempre esta abierto, es de longitud de onda infinita por lo tanto no se muestran nodos y siempre estará presente durante toda la medición. Para el caso del segundo canal en el que se muestra un nodo en el centro de la guía de ondas se puede esperar que, si se excita en el centro, este canal no se excitara y solamente se tendrá transmisión para un canal abierto. Para el caso del tercer canal de transmisión si se excita en un extremo de la guía de onda podría tener un nodo y no se excitaría este canal pero sí el segundo. Por lo tanto en ese intervalo de frecuencias se puede realizar la estadística para dos canales de transmisión. Este fenómeno se puede observar en las gráficas de la figura 3.10 donde se muestran los espectros para diferentes puntos de excitación.

En la figura 3.10 se observan los espectros al excitar en dos puntos diferentes poniéndole las etiquetas de E9, que es excitando en un extremo de la guía de ondas (línea continua) y E5 para la excitación en el centro de la guía (líneas punteadas). La transmisión se toma detectando en tres puntos diferentes D1 y D9 para los extremos y D5 para el centro de la guía de onda. Se puede observar, para el caso de las líneas punteadas, la presencia de un pico en la frecuencia de 3400 Hz. Este pico muestra la apertura de un canal de transmisión $n = 2$ ya que este canal tiene amplitud máxima en el centro de la guía, fenómeno que no se observa en las líneas continuas. Esto muestra que al excitar en distintos puntos a lo ancho de la guía se da preferencia a distintos canales de transmisión.

Figura 3.10: Espectro en dos puntos de medición diferentes.

CAPÍTULO 4

Mediciones de la transmisión de ondas mecánicas fuera del plano a través de cavidades caóticas elásticas.

En el presente capítulo se muestran los resultados obtenidos al medir la transmisión de ondas flexionales en cavidades caóticas elásticas, se analizan los espectros para buscar de forma experimental la apertura de los canales de transmisión. Se comparan las distribuciones de la transmisión experimentales con los resultados de la teoría de matrices aleatorias (RMT) para uno y dos canales abiertos. Una vez encontradas las frecuencias de apertura de los canales se compara con los resultados teóricos del capítulo 2 para poder concluir si las fluctuaciones de la transmisión tienen carácter universal.

En los dos sistemas diseñados se busca medir la transmisión de las ondas elásticas y obtener sus distribuciones de probabilidad para posteriormente compararlas y determinar si se cumple que las fluctuaciones de la transmisión tienen forma universal es decir: es independiente de la geometría siempre y cuando sea geométricamente caótica, es algo que se ha mostrado en ciertos sistemas mesoscópicos, billares cuánticos y cavidades de microondas.

Se espera que los comportamientos de la apertura de los canales puedan ser visibles al medir la función de onda a lo ancho de la guía de onda con el método de espectroscopia acústica resonante. Este resultado nos podrá dar una noción experimental del valor de las frecuencias para apertura de los canales y nos podría indicar el intervalo de frecuencias para la realización de los histogramas de probabilidad para uno y dos canales abiertos.

Resultados del Billar de Sinai

Las primeras mediciones realizadas en esta cavidad fueron para tratar de identificar la apertura de los canales de transmisión más bajos sobre la guía y las frecuencias a las que está ocurre. Este resultado es importante para seleccionar un intervalo de frecuencias en el cuál la distribución de la transmisión se ajuste al modelo teórico de un canal de transmisión abierto y otro intervalo de frecuencias el cuál se ajuste al modelo para dos canales de transmisión abiertos.

En la figura 4.1 se muestra la medida de la transmisión de ondas mecánicas fuera del plano a través de la cavidad elástica en dos posiciones distintas sobre el ancho de la guía: una en el centro (en negro) y otra en un extremo (color rojo). Se espera observar un cambio de amplitud que indique la apertura del segundo canal de transmisión al comparar las señales medidas en un extremo al cuál llamaremos 9 y el del centro al que llamaremos 5.

Figura 4.1: Espectro de la transmitancia, como función de la frecuencia en dos puntos de medición diferentes.

En la figura 4.1 la línea en color rojo asociada a la medida en un extremo de la guía, muestra amplitudes muy grandes que son de esperarse dadas las condiciones de frontera de extremos libres. Por su parte en la línea de color negro, asociada a la medida en el centro de la guía predominan las amplitudes pequeñas. Sin embargo, en la gráfica al rededor de la frecuencia $f = 3500$ Hz la señal en color negro supera a la señal en rojo de manera notable. Este hecho manifiesta la apertura del canal correspondiente a $N=2$ cuyo patrón estacionario tiene un máximo en el centro de la guía y vibra con menor amplitud en ambos extremos de la guía ver figura 2.4. Otro hecho notable en la gráfica

Figura 4.2: Posiciones para excitación y detección para identificar la apertura de los canales de transmisión.

es que la transmisión promedio después de la frecuencia de apertura de este canal creció con respecto al valor promedio antes de la frecuencia de apertura. Un análisis cuidadoso de datos muestra que la apertura de este canal ocurre en $f = 3345$ Hz, la cuál usaremos en adelante para identificar este hecho.

El siguiente paso consistió en realizar un conjunto de medidas de la transmisión a lo ancho de la guía de onda para confirmar el perfil del patrón estacionario del canal que se abrió en $f = 3345$ Hz y así verificar que canal se abrió. Para realizar el barrido en frecuencia correspondiente se midió la señal en 9 posiciones a lo ancho de la guía, a 40 cm de la cavidad. Estas fueron etiquetadas con los números 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 como se muestra en la figura 4.2. El 5 corresponde al centro de la guía de onda, mientras que 1 y 9 corresponden a los extremos de la misma. El EMAT excitador está colocado en el centro de la guía de onda también a 40 cm de la cavidad. El intervalo de frecuencias barrido fue de 3280 a 3400 Hz.

Como se puede observar en la figura 4.3 efectivamente se abre el canal, $n = 2$. Es muy claro como existe un máximo en el centro de la guía, dos nodos y dos máximos más en los extremos. En la gráfica se muestra en el eje x la posición en los 9 puntos diferentes, en el eje y tenemos un barrido en frecuencia de 3280 a 3400 Hz y finalmente en el eje z tenemos la intensidad al cuadrado. El comportamiento es muy claro, se observa el máximo en el centro de la guía de onda, dos nodos y dos máximos más en los extremos, este canal corresponde al primer canal simétrico de acuerdo al modelo teórico estudiado en el capítulo 2 donde se calculó una frecuencia de apertura para este canal en una frecuencia de 3488.1 Hz con un error del 4.1 %.

De acuerdo a la teoría establecida en el capítulo 2, aún faltan dos canales de transmisión que se encuentran en frecuencias más bajas que corresponde al primer canal constante y el primer canal torsional que deben de abrir a una frecuencia de 0 Hz. Se realiza un barrido similar en 9 puntos diferentes pero ahora con una frecuencia inicial de 100 Hz que es la frecuencia más baja a la cual pueden medir nuestros equipos.

Los resultados se muestran en la figura 4.4, donde se observa un canal de transmisión

Figura 4.3: Intensidad (T) como función de la posición y la frecuencia, se puede observar que el primer canal es simétrico.

en una frecuencia aproximada a 600 Hz, se ve claramente un nodo en el centro y dos máximos en los extremos que es el comportamiento que se espera para el modo torsional unidimensional. Este canal empieza a transmitir desde una frecuencia de 0 Hz pero se hace presente para una frecuencia de 600 Hz.

Figura 4.4: Intensidad como función de la frecuencia y de la posición para el primer modo torsional unidimensional.

En la figura 4.5 se hace presente el modo constante en una frecuencia cercana a 700 Hz. Hay que recordar que de acuerdo a la teoría establecida al igual que el modo torsional el modo constante empieza a transmitir a una frecuencia de 0 Hz y siempre está presente durante todo el barrido. Prueba de esto son los dos modos que aparecen en la misma gráfica. Estos modos corresponden a la suma del modo constante y el modo torsional.

Figura 4.5: Intensidad como función de la frecuencia y de la posición para el modo constante.

Finalmente se realiza el barrido para encontrar el primer canal asimétrico. Éste es un poco más complicado de medir por las frecuencias en las cuales la teoría desarrollada en este trabajo, propone aparecerán y se espera la apertura de éste a una frecuencia de 9610 Hz. Esta frecuencia es difícil de trabajar por que la velocidad de las ondas flexionales aumentan en función de la frecuencia y la longitud de onda también disminuye para frecuencias elevadas y la impedancia aumenta en frecuencias elevadas. Este resultado sería un extra para este trabajo y el principal objetivo es comprobar la teoría establecida en el capítulo 2. Así se tendrían resultados experimentales para el canal constante, el canal torsional unidimensional, el primer canal simétrico y el primer canal anti-simétrico.

Para encontrar la apertura experimental del primer canal anti-simétrico se realiza un barrido a lo ancho de la guía de onda en 20 puntos diferentes, es decir cada medio centímetro con la finalidad de tener una mayor resolución de datos experimentales que permitan observar con claridad la apertura de este canal de transmisión.

Figura 4.6: Intensidad como función de la frecuencia y de la posición. Se puede observar la apertura del canal anti-simétrico.

Se encontró la apertura del primer canal anti-simétrico en una frecuencia de 9763 Hz. Se observan con claridad tres nodos y cuatro máximos a lo ancho de la guía de onda, el resultado se puede observar en la figura 4.6.

Se lograron medir cuatro canales predichos por la teoría que corresponden al canal constante figura 4.5, torsional figura 4.4, simétrico figura 4.3 y finalmente el anti-simétrico figura 4.6. Las frecuencias de apertura concuerdan con los resultados teóricos estudiados en el capítulo 2. Se cuenta con otra cavidad basada en un cuarto de estadio de Bunimovich donde se realizará un barrido para comprobar si la apertura de los canales aparecen en las frecuencias que le billar de Sinai. A continuación se estudian los histogramas de la distribución para ver si se ajustan a los resultados obtenidos del modelo de matrices aleatorias (RMT) y concluir si las fluctuaciones de la transmisión son de carácter universal.

Distribución de la transmisión en el caso de un canal

El objetivo principal de este trabajo es estudiar experimentalmente la transmisión de ondas elásticas a través de cavidades caóticas. Se busca comparar los resultados con los ya conocidos para cavidades de microondas y puntos cuánticos para finalmente mostrar que las fluctuaciones de la transmisión son de carácter universal.

Figura 4.7: Se muestran los histogramas obtenidos para cada punto de medición. La línea en color rojo corresponde al modelo para $N=1$; $P(T) = 1/(2\sqrt{T})$.

Los histogramas de la transmisión se realizaron en un intervalo de frecuencias de 100 a 500 Hz donde se espera la transmisión de dos canales abiertos según la teoría del capítulo 2. Cada histograma corresponde al punto de medición donde 5 es la transmisión medida en el centro de la guía de onda, 1 y 9 la transmisión en los extremos. Como se puede observar en la figura 4.7, en todos los casos se tienen muy buenos ajustes al modelo predicho por RMT para un canal de transmisión. Esto es contradictorio ya que la teoría establece que hay dos canales que abren desde cero.

Este resultado puede entenderse si consideramos el punto en el cual se está excitando, ya que al excitar en el centro de la guía de onda se le da preferencia al canal constante ($n = 0$) y el canal torsional ($n = 1$) no se excita debido a que en el centro de la guía

tiene un nodo, esto nos da como resultado tener un intervalo grande de frecuencia en la cual sólo tenemos la transmisión de un canal.

La transmisión que obtuvo el mejor ajuste fue el obtenido en el centro de la guía de ondas etiquetado con el número 5. Por que se mide la transmisión del canal constante y es el mismo a lo ancho de la guía de onda, sin embargo se puede observar un mejor ajuste para el del centro de la guía de onda lo cual es de esperarse pues de acuerdo al comportamiento del canal torsional a lo ancho de la guía de onda en el centro tiene contribución mínima en caso de estar transmitiendo.

Figura 4.8: Se muestran los histogramas obtenidos para una frecuencia de 500 a 1000Hz, 1000-1500Hz, 1500 a 2000Hz y de 2000 a 2500Hz. En color rojo el ajuste del modelo para $N=1$; $P(T) = 1/(2\sqrt{T})$.

A continuación se realizan los histogramas para un rango de frecuencias amplio de los datos obtenidos al medir la transmisión en 5, para observar la evolución de los histogramas de la transmisión en función de la frecuencia, se esperan mejores resultados en este punto ya que en caso de existir más canales abiertos la transmisión en el centro de la guía de onda es menos afectada que en un extremo.

Como se puede observar en la figura 4.8 para un rango de frecuencias de 500 a 1000 Hz aún se tiene un ajuste muy bueno con algunos huecos a la mitad del histograma pero sigue teniendo la tendencia del ajuste al modelo. Para el histograma de 1000 a 1500 Hz ya existe una mayor transmisión de ondas de baja amplitud, es por eso que se ve como si el histograma se moviera hacia la derecha con más barras de transmisión para amplitudes pequeñas. Para el histograma de 1500 a 2000 Hz se observa una distribución más uniforme de ondas, ya no se les da preferencia a las de baja amplitud. También hay un mayor número de ondas transmitidas con amplitud de 0.6. La tendencia al ajuste teórico se pierde. El histograma de 2000 a 2500 Hz tiene una preferencia por la transmisión de ondas de amplitud de 0.3, y se pierde totalmente la tendencia del modelo teórico para un canal de transmisión así que la distribución se empieza a parecer más al modelo para dos canales abiertos.

Estos resultados son interesantes ya que la apertura del segundo canal de transmisión se encuentra en 3345 Hz según los resultados experimentales y los histogramas complementan esta información, ya que en el rango de 2000 a 2500 Hz la tendencia ya se parece más al modelo de dos canales de transmisión. Esto quiere decir que el segundo canal de transmisión aún no se abre pero se está empezando a hacer presente a frecuencias altas pues nos estamos acercando al nivel requerido de energía para la apertura de éste.

Figura 4.9: Histograma de probabilidad, para un canal de transmisión.

Finalmente en la figura 4.9 se muestra el histograma para un canal de transmisión, el intervalo de frecuencias seleccionado fue de 100 a 220 Hz. Se observa un excelente ajuste entre los datos experimentales y el modelo teórico. Estos resultados son excelentes ya que no se tienen tan buenos resultados en los sistemas de microondas y puntos cuánticos, ya que la transmisión de ondas mecánicas a través de sistemas elásticos, no se ve afectada por efectos de temperatura ni acoplamientos imperfectos como ocurre en los otros sistemas mencionados, lo cual a partir del buen ajuste que existe entre los datos experimentales y el modelo teórico muestra indicios de que las fluctuaciones de la transmisión son de carácter universal, también en cavidades elásticas bidimensionales.

Histograma para dos canales

El modelo teórico que se aplica a la distribución de probabilidad para dos canales de transmisión arrojado por RMT indica que el promedio de la transmisión debe de ser igual a 0.8, esto es $\langle T \rangle = 4/5$ que se usa para normalizar los resultados experimentales. El comportamiento de las distribuciones de probabilidad ya se mostró en el capítulo 2.

Figura 4.10: Histogramas de probabilidad de T para diferentes rangos de frecuencia.

Para realizar los histogramas para el segundo canal de transmisión primero se analizaran los datos obtenidos al medir en el centro de la guía de ondas, esto por que ya se mostró en secciones anteriores que el mejor punto para medir los datos anteriores es en el centro de la guía de ondas. También se observo la apertura del canal simétrico para una frecuencia de de 3345 Hz teniendo máximos en el centro de la guía de ondas, por lo tanto se espera exista una buena transmisión de este canal en el centro de la guía de ondas para frecuencias superiores a los 4000 Hz. Se realizaron cortes del espectro cada 500 Hz iniciando en 3 kHz y terminando en 6 kHz. En la figura 4.10 se observan los histogramas. En el corte de 3 a 3.5 kHz se observa el histograma con una tendencia parecida al histograma para un canal de transmisión, para el corte correspondiente de 3.5 a 4 kHz ya se observa una tendencia de los histogramas de probabilidad más acorde para dos canales de transmisión. Para el histograma de 4 a 4.5 kHz los resultados se asemejan más para las distribuciones de dos canales pero se nota un corrimiento hacia la izquierda que puede ser debido a la impedancia del sistema, para el caso de 4.5 a 5 kHz la distribución sigue teniendo la tendencia del modelo teórico pero hay algunos picos que salen del modelo.

Lo siguiente es realizar los histogramas para diferentes intervalos de frecuencias, con la finalidad de encontrar el intervalo más apropiado en el cuál los datos experimentales se ajustan de mejor forma al modelo teórico propuesto por RMT para dos canales de transmisión, de la misma manera que se realizo para el histograma correspondiente a un canal de transmisión abierto.

Figura 4.11: Se muestra el histograma de distribución de la transmisión, para dos canales de transmisión.

En la figura 4.11 se muestra el histograma final de la distribución de la transmisión para el caso de dos canales de transmisión abiertos. La línea en color rojo es el modelo

teórico resultado de la teoría de matrices aleatorias. El rango en el cual se ajustaron mejor los datos experimentales fue de 5500 a 6700 Hz. Se observa una excelente relación entre los datos experimentales y el modelo teórico aplicado. En el inserto se muestra el espectro medido en el intervalo de frecuencias mencionado. Se observa un pico que llega a casi 5 unidades que corresponde a un modo compresional dentro de la placa. Finalmente podemos concluir que estos resultados son de gran relevancia ya que no se han logrado obtener histogramas que se ajusten en forma tan clara al modelo teórico para dos canales de transmisión, para el caso de los puntos cuánticos y para las cavidades de microondas.

Sección 4.2

Resultados para un cuarto de estadio de Bunimovich

La metodología para medir la transmisión para el sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich es la misma que se utilizó para medir la transmisión en el sistema basado en medio billar de Sinai. De igual forma se realizó un barrido a lo ancho de la guía de onda en 9 puntos diferentes, se cambia el sistema el cuál tiene una geometría diferente pero se sigue respetando que sea clásicamente caótica. El sistema y la posición de los absorbedores, el detector y el excitador se muestra en la figura 4.12. Se excita a 40 cm de la cavidad en el centro de la guía de onda y se ponen los absorbedores poliméricos el final de las guías para simular el sistema abierto. Se detecta a una distancia de 40 cm de la cavidad sobre la otra guía de onda en 9 puntos diferentes a lo ancho de la misma. Se buscan los patrones estacionarios que indiquen la presencia de los canales de transmisión y así corroborar los resultados obtenidos en el sistema basado en medio billar de Sinai.

Figura 4.12: Puntos de detección y excitación para el sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich.

En la figura 4.13, tenemos en el eje x la distancia que corresponde a los 9 puntos en los cuales se realizó el barrido a lo ancho de la guía de ondas cada centímetro. En el eje y tenemos el barrido en frecuencia y en eje z la amplitud en unidades arbitrarias. Se muestra el resultado al hacer un barrido de 100 a 140 Hz. Se observa de forma clara la transmisión del canal constante en las frecuencias de 103 y 107 Hz corroborando los resultados teóricos del capítulo 2 en el cual se establece que dicho canal se encuentra abierto desde 0 Hz.

Figura 4.13: Mapeo a lo ancho de la guía de ondas para un rango de frecuencias de 100 a 140 Hz. Resultados de la cavidad basada en un cuarto de estadio de Bunimovich.

El siguiente canal en aparecer es el canal torsional unidimensional en la frecuencia de 520 Hz. Comprobando este resultado con el sistema basado en medio billar de Sinai donde el canal aparece en 580 Hz se tiene un error porcentual del 10.34 %. Se puede observar que a una frecuencia menor de 500 Hz ya esta transmitiendo pero con mucho menor amplitud lo cual indica que también esta abierto a partir de 0 Hz, como se establece en la teoría. Se necesita de suficiente energía y excitar en un extremo de la guía de ondas para poder excitarlo y se pueda establecer el patrón estacionario que se busca en el comportamiento a lo ancho de la guía de ondas. En la figura 4.14 se puede observar este comportamiento.

Se encontró de forma experimental la apertura del segundo canal de transmisión a una frecuencia de 3375 Hz, teóricamente se espera en 3488 Hz teniendo así un porcentaje

Figura 4.14: Comportamiento del canal torsional unidimensional para el sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich.

de error de el 3.23 % siendo un resultado muy bueno. El comportamiento a lo ancho de la guía de onda es similar al encontrado en el billar de Sinai. Este comportamiento se puede observar en la figura 4.15.

Figura 4.15: Primer canal simétrico del sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich.

Histogramas para un canal de transmisión

Figura 4.16: Histogramas a diferentes puntos de medición para el sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich.

En la figura 4.16 se observan los histogramas para diferentes puntos de medición, para un intervalo de 100 a 700 Hz. Todas las medidas experimentales tienen muy buen ajuste al modelo teórico tal como ocurrió en el billar de Sinai. De acuerdo a lo ya revisado en los resultados del billar de Sinai, se espera, que para este sistema tengamos los histogramas para un canal de transmisión, con las mediciones en el centro de la guía de ondas por debajo de la frecuencia de apertura de otro canal de transmisión es decir por frecuencias debajo de 3000 Hz. El comportamiento de los histogramas debe ser de acuerdo al modelo teórico obtenido por RMT dado en la ecuación (2.41).

Para la realización de los histogramas, los datos experimentales se normalizan igualando el promedio a $1/3$ esto es $\langle T \rangle = 1/3$ de acuerdo al modelo teórico [1]. Se analizaron los datos experimentales para cuatro rangos de frecuencias, el primero de 400 a 800 Hz, de 800 a 1200 Hz, de 1200 a 1600 Hz y finalmente de 1600 a 2000 Hz donde se observan muy buenos resultados y donde se espera que solo existe un canal abierto. Los resultados se pueden observar en la figura 4.17.

Figura 4.17: Histogramas a diferentes frecuencias para el sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich.

Se observa en los histogramas una tendencia clara al modelo teórico, teniendo mejores ajustes a bajas frecuencias tal como paso en el billar de Sinai. Este resultado es muy alentador ya que las distribuciones de probabilidad en ambos sistemas son como esperábamos y tiene una clara tendencia a que las fluctuaciones de la transmisión para cavidades caóticas elásticas sean universales.

Histograma para dos canales

Los histogramas para dos canales abiertos se muestran en la figura 4.18. Se puede ver que a medida que nos alejamos de la apertura del canal (3375 Hz), los resultados tienen un mejor acuerdo con la teoría de matrices aleatorias, al igual que ocurrió para el sistema basado en medio billar de Sinai.

En el primer histograma de 3600 a 4000 Hz, se observa como el sistema sigue prefiriendo transmitir señales de baja amplitud es muy claro como el histograma esta

Figura 4.18: Histogramas a diferentes frecuencias para el sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich.

cargado hacia la izquierda. Para frecuencias de 4000 a 4400 Hz el histograma se empieza a cargar un poco hacia la derecha, señal de que el sistema empieza a transmitir señales de mayor amplitud. Conforme se siguen haciendo cortes a diferentes intervalos de frecuencias, es claro como los datos experimentales tienen la tendencia del modelo teórico para dos canales de transmisión abiertos.

Finalmente se realizó el histograma para dos canales de transmisión de los datos obtenidos para un cuarto de estadio de Bunimovich. Este resultado se puede observar en la figura 4.19, se observa un excelente ajuste entre el modelo teórico y los resultados experimentales. El rango de frecuencias es de 4500 a 6500 Hz. Se puede observar un hueco en el centro del histograma esto puede deberse a la impedancia del sistema, si observamos el espectro de 4500 a 5500 Hz hay un intervalo de frecuencias donde la amplitud de la señal en promedio caen en un valor cercano a 0.5 U. Arb esto se refleja en el histograma, donde se observa una barra justo en los valores de 0.5 que sale del

modelo a diferencia del billar de Sinai. Este sistema es más grande y resulta más difícil de medir por eso los resultados no son tan óptimos como en el caso del billar de Sinai, sin embargo los resultados son alentadores.

Figura 4.19: Histogramas correspondiente a dos canales de transmisión abiertos para el sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich.

CAPÍTULO 5

Conclusiones

Se logró encontrar de forma teórica la apertura de los canales de transmisión utilizando la ecuación de Kirchhoff-Love en la cuál se muestra que para la frecuencia cero se tienen dos canales abiertos. Uno corresponde al canal constante conocido como la flexión blanda y otro que es torsional unidimensional. Se encontraron las frecuencias de corte para los canales simétricos y para los canales antisimétricos. Estos resultados son originales ya que no se establece en ninguna teoría la apertura de los dos primeros canales a frecuencia cero.

Experimentalmente se encontró la apertura de los canales, al hacer un barrido con el método de espectroscopia acústica resonante en el ancho de la guía de ondas. El primer canal simétrico se encuentra a una frecuencia de 3345 Hz dándonos un error del 4.1 % en comparación con el modelo teórico. El primer canal antisimétrico se encontró a una frecuencia de 9763 Hz dándonos un error de 1.59 %. En la figura 5.1 se observa un excelente acuerdo entre el modelo teórico y los resultados experimentales. Existen también dos modos entre 630 y 650 Hz que corresponden a la suma del canal constante y el modo torsional.

Al excitar en distintos puntos de la guía de ondas se da preferencia a distintos canales. En el centro se le da preferencia a los simétricos mientras que al excitar en un extremo se le da preferencia a los antisimétricos, debido al comportamiento de los canales a lo ancho de la guía, pues al excitar en un nodo éste no se abre. Por lo tanto podemos tener control sobre que canales excitar, cosa que no sucede en los puntos cuánticos.

De los histogramas de la transmisión podemos concluir que ambos sistemas tienen un excelente acuerdo con los resultados de la teoría de matrices aleatorias tanto para uno y dos canales de transmisión abiertos. Estos resultados son de gran interés ya que no se han logrado resultados tan contundentes en el caso de los puntos cuánticos y de cavidades de microondas. Los resultados son muy buenos por que al ser un sistema grande y trabajar con ondas mecánicas los resultados se ven poco alterados por efectos

Figura 5.1: Comportamiento de los canales en el ancho de la guía de onda. a) Resultados teóricos, b) Resultados experimentales correspondientes a la cavidad basada en medio billar de Sinai. c) Resultados experimentales obtenidos para el sistema basado en un cuarto de estadio de Bunimovich.

de temperatura y la respuesta rápida del sistema como ocurre en los puntos cuánticos y cavidades de microondas.

Finalmente podemos concluir que, de acuerdo con los resultados experimentales obtenidos para cada una de las cavidades, confirmamos se cumple en nuestro caso el carácter universal de las fluctuaciones de la transmisión, para las cavidades estudiadas ya que para ambas cavidades tienen un excelente ajuste al modelo teórico para uno y para dos canales de transmisión. Esto complementa resultados experimentales obtenidos en puntos cuánticos y cavidades de microondas.

APÉNDICE A

Automatización del VNA

Vector Network Analyzer (VNA), Aritsu Modelo MS4630B, es un instrumento que sirve para analizar circuitos electrónicos, tiene una impedancia de entrada de 50Ω y $1M\Omega$ y trabaja en un intervalo de frecuencia de 10Hz a 300MHz con una resolución de 0.01Hz. Este instrumento puede medir amplitud y fase, de una señal. Para guardar los datos se usa un disco Floppy, estos discos ya son difíciles de conseguir y para almacenar los datos se invierte mucho tiempo al hacerlo de forma manual, por lo tanto es necesario reducir el tiempo de mediciones y de almacenamiento de datos con la finalidad de realizar mediciones mas eficientes en cuanto el tiempo de medición, una tarea importante en este trabajo es realizar la automatización del instrumento para reducir tiempos en la toma de datos y el barrido de los sistemas.

Los puertos para comunicación y control de este instrumento son el RS-232 y GPIB. Para la automatización de este equipo se trabajo con el puerto GPIB con una tarjeta GPIB-USB-HS de National Instruments. La computadora de escritorio que se uso tiene un procesador AMD Athlon dual core de 64B a 2.1GHz con 2GB en memoria RAM con Windows 7. El software que se uso fue LabView 2010 SP1 en su versión de 32B.

El programa que se está desarrollando para automatizar las mediciones tiene como finalidad controlar los valores de frecuencia central, ancho, tiempo de barrido, un incremento en la frecuencia central, para realizar varias mediciones en una sola rutina sin la necesidad de parar el programa. El programa registra los datos experimentales de la magnitud y de la fase de la señal de respuesta del sistema elástico, por lo cual el programa gráfica los datos de la magnitud en una pantalla y la fase en otra pantalla como se puede observar en la Figura A.1.

LabVIEW (acrónimo de Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench) es una plataforma y entorno de desarrollo para diseñar sistemas, con un lenguaje de programación visual gráfico conocido como lenguaje G. La programación se divide en dos paneles: uno que es el **panel frontal**, donde se da la interacción con el usuario. Otro panel conocido como **diagrama de bloques** es el programa propiamente

Figura A.1: Panel frontal de Phase.vi.

dicho, donde se define su funcionalidad, aquí se colocan iconos que realizan una determinada función y se interconectan para obtener un programa final conocido como un instrumento virtual (vi), el diagrama de bloques se puede observar en la figura A.2.

En el diagrama de bloques se pueden observar dos estructuras: una es el “for” que es donde se le dan el número de ciclos que tiene que realizar. Esto se realiza con la finalidad de hacer barridos en frecuencia largos y con muchos puntos en las mediciones, ya que el valor máximo de puntos que puede hacer el VNA en una medida es de 1000 puntos. La segunda estructura, en color gris, es una estructura de secuencia, en ella se le indica al programa el orden en el que tiene que realizar las tareas, los iconos de color naranja son indicadores en el panel frontal donde se indican los valores que le enviará al primer instrumento I/O en color azul, como son frecuencia central, span, tiempo de medición y formato de medición. En el instrumento I/O (número 1), están indicados todos los comandos que le tiene que mandar al VNA para poder escribir en él los valores indicados en los iconos. El siguiente paso en la estructura de secuencia tiene el icono de un reloj, éste le indica al instrumento cuanto tiempo tiene que esperar antes de realizar la siguiente tarea. En el siguiente paso se escriben los comandos al VNA para que pueda digitalizar los datos obtenidos y puedan ser escritos en la computadora. El siguiente paso en la estructura es la escritura de los datos en una tabla donde son leídos los valores de fase, amplitud y frecuencia. Finalmente los valores son guardados

Figura A.2: Diagrama de bloques de Phase.vi.

en el cpu de la computadora, y se realiza la gráfica.

¿Cómo funciona el “for”? El usuario en el panel frontal da valores de frecuencia central, de span, tiempo de medición, incremento y número de iteraciones. Estos valores son leídos por el VNA y realiza la tarea programada. El número de iteraciones está totalmente ligada al ciclo for si el valor es igual a 1 entonces solo realiza un barrido. Si el valor es por decir 3, entonces realiza el primer barrido con los valores dados por el usuario, en el segundo barrido el valor del número de iteraciones es 1 y se multiplica por el incremento y se suma a la frecuencia central y así sucesivamente. Para realizar un barrido continuo el valor del span y del incremento tiene que ser el mismo.

APÉNDICE B

Publicaciones

Automatización para la medición del transporte ondulatorio en cavidades elásticas

E. Flores-Olmedo[†], G. Báez[‡]

*Departamento de Ciencias Básicas, Universidad Autónoma Metropolitana-Azcapotzalco,
Av. San Pablo 180, Col. Reynosa Tamaulipas, 02200 Distrito Federal, México*

M. Martínez-Mares^{*}

*Departamento de Física, Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa,
Apartado Postal 55-534, 09340 Distrito Federal, México*

R. A. Méndez-Sánchez[•]

*Instituto de Ciencias Físicas, Universidad Nacional Autónoma de México,
Apartado Postal 48-3, 62251 Cuernavaca, Mor., México*

[†]enrique22809@gmail.com

[‡]gbaez@correo.azc.uam.mx

^{*}moi@xanum.uam.mx

[•]mendez@fis.unam.mx

Resumen

En el presente trabajo desarrollamos un programa sobre el *software LabVIEW* que permite el control de los principales parámetros del equipo de medición de vibraciones mecánicas. Entre los aparatos de medición se encuentra un analizador de redes vectorial que tiene la capacidad de medir magnitud, fase, impedancia y reflexión de ondas, entre otros parámetros. Esta automatización facilita la tarea de guardar la información en forma automática ante un flujo continuo de datos experimentales, tarea difícil de realizar al utilizar manualmente el equipo.

Tópicos Especiales en Física. Encuentro de Estudiantes de Posgrado
editado por V. Domínguez-Rocha, M. Martínez-Mares y A. Macías
Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa

Introducción

Los instrumentos desempeñan un papel importante en toda investigación experimental, por lo que el cuidado y buen funcionamiento del equipo es fundamental para el flujo continuo de datos experimentales. En la física experimental actualmente se utiliza equipo electrónico con muchos parámetros modificables que complican el uso correcto del equipo y sobre todo el análisis de los datos. En el Laboratorio de Ondas y Materiales de la Universidad Autónoma Metropolitana, Unidad Azcapotzalco, se estudian fenómenos relacionados con el transporte ondulatorio en diferentes tipos de sistemas. Un factor en común en los montajes experimentales es el analizador de redes vectorial (VNA por sus siglas en inglés) que tiene la capacidad de medir magnitud, fase, impedancia y reflexión de ondas, entre muchos otros parámetros; su uso es complicado para estudiantes interesados en realizar sus trabajos de tesis.

Existen diferentes *software* especializados para el control y automatización de equipo de laboratorio, entre los cuales podemos encontrar *MyOpenLab* [1], que es un *software* libre escrito en Java (R), dirigido a sistemas analógicos y digitales, entre otras aplicaciones, y permite programación mediante diagramas de flujo, procesamiento de imágenes, robótica (simulación, control y programación), experimentos de física, etc. Dado su constante desarrollo y carácter abierto, su uso se va ampliando permanentemente en distintos campos del control. El proyecto *Comedi* desarrolla controladores de código abierto, herramientas y bibliotecas para la adquisición de datos [2,3]. Los controladores se implementan como un módulo del kernel que utiliza submódulos del sistema operativo Linux para la visualización y el procesamiento de los datos, común para todos los usuarios, y módulos de controladores completos para la entrada y salida de los datos en archivos *tar* o *gz.zip* en Linux, que proporciona una funcionalidad común y módulos de los controladores de bajo nivel para una operación individual [3]. Además de estos *software*, existen otras alternativas con las mismas funcionalidades de instrumentación y controles gráficos accesibles en *Visual Basic*, C++ o con C#.

Otra alternativa es el *software LabVIEW* (acrónimo de *Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench*) [4], que es una plataforma y entorno de desarrollo para diseñar sistemas con un lenguaje de programación visual gráfico [5]. El lenguaje que usa se llama lenguaje G, donde la G simboliza lenguaje gráfico. Este programa fue creado por *National Instruments* (1976), para funcionar en máquinas MAC, mismo que salió al mercado por primera vez en 1986. Ahora está disponible para las plataformas Windows, UNIX, MAC y GNU/Linux. Los programas desarrollados con *LabVIEW* se llaman *Instrumentos Virtuales*, o VIs. Hoy en día se ha expandido ampliamente no sólo al control de todo tipo de electrónica (instrumentación electrónica), sino también a su programación embebida, comunicaciones, matemáticas, etc. Un lema tradicional de *LabVIEW* es: “La potencia está en el software” que, con la aparición de los sistemas multinúcleo, se ha hecho aún más potente. Entre sus objetivos están el reducir el tiempo de desarrollo en aplicaciones de todo tipo (control, diseño) y permitir la entrada a la informática a profesionales de cualquier otro

SCIENTIFIC REPORTS

OPEN

Experimental evidence of coherent transport

E. Flores-Olmedo¹, A. M. Martínez-Argüello², M. Martínez-Mares², G. Báez³, J. A. Franco-Villafañe⁴ & R. A. Méndez-Sánchez⁴

Received: 20 October 2015

Accepted: 04 April 2016

Published: 28 April 2016

Coherent transport phenomena are difficult to observe due to several sources of decoherence. For instance, in the electronic transport through quantum devices the thermal smearing and dephasing, the latter induced by inelastic scattering by phonons or impurities, destroy phase coherence. In other wave systems, the temperature and dephasing may not destroy the coherence and can then be used to observe the underlying wave behaviour of the coherent phenomena. Here, we observe coherent transmission of mechanical waves through a two-dimensional elastic Sinai billiard with two waveguides. The flexural-wave transmission, performed by non-contact means, shows the quantization when a new mode becomes open. These measurements agree with the theoretical predictions of the simplest model highlighting the universal character of the transmission fluctuations.

Decoherence produces drastic effects on the transport properties in both the microscopic and macroscopic domains. It is expected that the electronic transport through clean conductors, ranging from nanometric to micrometric scale, is well described by quantum mechanics at zero temperature. In that situation, the electrons are imagined to propagate freely through the sample keeping phase coherence. Any scattering is triggered by boundaries only, giving rise to quantum interference, which is manifested in the transport properties. For a conductor of irregular shape, or whose shape induces a chaotic dynamic in the limit of ray optics, the conductance shows fluctuations with respect to tuning parameters, such as the magnetic field¹, Fermi energy², and from sample to sample. These fluctuations are expected to be universal and depend only on symmetry, as coherence is preserved.

However, in experiments at finite temperature, the actual conductance fluctuations are found to be non-universal. Thermal smearing and lattice vibrations, which induce inelastic scattering by phonons, among other sources of dephasing, destroy the phase coherence^{1,3}. In this sense, the quantum predictions for the fluctuations of the conductance at zero temperature seem to be inaccessible or at least very difficult to attain at the microscopic scale. Nevertheless, the underlying wave nature of the electrons encourages us to look for undulatory alternatives in which the temperature does not play a significant role. Since the electronic transport can be reduced to a scattering problem, the conductance is proportional to the transmission probability through the sample⁴, classical wave systems are good models to verify the theoretical predictions for coherent transport via the universal fluctuations of the transmission⁵.

The first efforts to demonstrate the universal statistics of transmission through chaotic systems were done in microwave cavities^{6,7}. However, the dissipation and the imperfect coupling that occur in these systems^{8–10} difficult the verification of the predictions for coherent transmission⁹. Only partial and indirect verification has been performed by removing the imperfect coupling effects through a normalization procedure¹¹. These difficulties can be handled in mechanical wave systems¹², since it has been found that the quality factor in these systems is sometimes orders of magnitude higher¹³ than those found in superconducting microwave cavities¹⁴, thus not affecting phase coherence¹⁵.

Here we report on the realization of a two-dimensional elastic cavity with the shape of a non-symmetric, half Sinai billiard, with two waveguides which allows us to measure coherent transmission, as illustrated in Fig. 1. The elastic cavity is constructed on an aluminum plate of thickness h and is open through the different modes

¹Posgrado en Ciencias e Ingeniería, División de Ciencias Básicas e Ingeniería, Universidad Autónoma Metropolitana-Azcapotzalco. Av. San Pablo 180, Col. Reynosa Tamaulipas, 02200 México DF, Mexico. ²Departamento de Física, Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa, Apartado Postal 55-534, 09340 México Distrito Federal, Mexico.

³Departamento de Ciencias Básicas, Universidad Autónoma Metropolitana-Azcapotzalco, Av. San Pablo 180, Col. Reynosa Tamaulipas, 02200 México Distrito Federal, Mexico. ⁴Instituto de Ciencias Físicas, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 48-3, 62210 Cuernavaca Mor., Mexico. Correspondence and requests for materials should be addressed to R.A.M.-S. (email: mendez@icf.unam.mx)

Figure 1. Experimental setup. (a) Workstation (1), vector network analyzer (2), high-fidelity audio amplifier (3), aluminum plate (4), passive vibration isolation systems (5), electromagnetic-acoustic transducers, exciter (6) and detector (7). (b) Schematic drawing of the intensity of the lower flexural channels of a thin elastic waveguide. (c) Mechanical Sinai billiard on the aluminum plate of thickness $h = 6.35$ mm (not shown); the waveguides are of width $W = 10$ cm and the wedges at the end of them are covered by foams to avoid unwanted reflections. The points E1 and E2 (D1 and D2), indicate the used locations of the exciter (detector). Mechanical properties of the aluminum plate: the Young modulus, density, and Poisson's ratio are $E = 71.1$ GPa, $\rho = 2,708$ kg/m³, and $\nu = 0.36$, respectively.

Figure 2. Transmission spectrum. The transmission probability T , in arbitrary units (a.u.), is measured at D1 (black line) and D2 (red line) when the excitation is at E2. Below 3,300 Hz only the mode $n = 1$ is transmitted despite of both modes, $n = 0$ and $n = 1$, are open. Above 3,300 Hz a different behavior is observed, which corresponds to the opening of the mode with $n = 2$.

(or channels) supported by the two waveguides of width W . Flexural vibrations are excited and detected using non-contact electromagnetic-acoustic transducers¹⁶. Direct transmission between both waveguides, one in front of each other, is diminished by locating the semicircle of the Sinai billiard as an obstacle between them. To prevent

Figure 3. Measured modes. Profiles of the transmitting flexural modes. In the upper panel a mode with $n = 1$ is observed at 580 Hz. The middle panel shows a mode with $n = 0$ close to 676.8 Hz. Both modes are present below 3,300 Hz. A mode with $n = 2$ is observed at 3,360 Hz (lower panel). At 640 Hz and 660 Hz mixtures of modes with $n = 0$ and $n = 1$ appear; they show a very small amplitude. The transmission intensities were measured across the width of the waveguide.

wave reflections at the end of the waveguides, passive vibration isolation systems are used; these consist of wedges covered by foam pads.

The experimental setup consists of a workstation that controls a vector network analyzer (VNA) through a GPIB interface (see Fig. 1a). The VNA, Anritsu Model MS4630B, performs an up-chirp within the audible frequency range; a Cerwin-Vega high-fidelity audio amplifier CV-900 intensifies the signal coming from the VNA and sends it to an electromagnetic-acoustic transducer (EMAT). The EMAT, which consists of a coil and a permanent magnet, is located at one lead of the billiard. It excites flexural waves when the dipole moment axis of both the EMAT's coil and permanent magnet coincide with the normal to the plate¹⁷. The flexural waves travel

Figure 4. Transmission distributions. Experimental distributions for the flexural transmission probability T (histograms) show excellent agreement with the predictions of the simplest model of random matrix theory for quantum transport (dashed lines). (a) One-channel case. (b) Two-channels case. Insets: Transmission spectra normalized to the theoretical average in the corresponding frequency window. The histograms do not take into account the high and thin resonances appearing in the insets since they correspond to in-plane modes.

along the elastic waveguide and enter into the thin-plate mechanical billiard, where they are scattered. A second EMAT of smaller dimensions, with the same configuration of coil and permanent magnet as the exciter, located at the opposite waveguide, is used to detect the flexural transmission. The signal measured by the EMAT detector is sent back to the VNA. The passive vibration isolation systems yield very good absorption for frequencies higher than 250 Hz, avoiding in this way undesirable stationary patterns. The low frequency motion for flexural waves in an elastic waveguide with free boundary conditions, is quantized into transverse modes as the wave propagates along the waveguide. The first three modes are sketched in Fig. 1b. In Fig. 1c the dimensions of the billiard and waveguides are depicted, where the points indicate the positions of the exciter (E) on one side of the cavity and the detector (D) on the opposite side. The four possible exciter-detector configurations are: E1-D1, E1-D2, E2-D1, and E2-D2, where E1 and D1 are 1 cm far from the edge of the waveguide, and E2 and D2 are 5 cm far from the edge. These positions are 40 cm away from the cavity.

Figure 2 shows the measured transmission spectrum for two configurations, exciting at the center (E2) and detected at D1 and D2. One can notice that, for frequencies less than 3,300 Hz, the amplitude of the signal at the center of the waveguide (D2) is negligible with respect to that at the edge (D1). This means that although both modes $n = 0$ and $n = 1$ are open mainly the second one is transmitted as can be observed in Fig. 3, where the shapes of the measured modes are shown across the width of the waveguide. Evidence of the opening of the next mode (channel $n = 2$) is observed around 3,300 Hz above which a new plateau appears. This is reminiscent of the quantization of the flexural transmission, being the flexural-wave equivalent of the quantization of the electrical conductance¹⁸. Furthermore, over the smooth part of the transmission, a fluctuating part is observed. These fluctuations are analogous to those appearing in mesoscopic quantum dots² and in microwave cavities^{6,8}.

Since the mode with $n = 1$ is mainly transmitted, the configurations E1-D1 and E1-D2, where the excitation is close to the edge, are the best suited for the statistical analysis of the transmission fluctuations. In Fig. 4 we show the transmission distributions for two frequency ranges. Assuming an ergodic hypothesis we compare the experimental results with the theoretical predictions from the random matrix theory. For frequencies between 110 Hz and 210 Hz, it is mainly the mode $n = 1$ that is transmitted and the corresponding histogram of the transmission has good agreement with the prediction of random matrix theory for the one channel case, $P(T) = 1/(2\sqrt{T})$. For frequencies in the interval 5,540–6,620 Hz, the modes with $n = 1$ and $n = 2$ are open and the experimental distribution also shows a good agreement with the theoretical predictions⁵. These results are very important since they verify for the first time the simplest model for coherent transport by direct measurement of mode-to-mode transmission.

We have presented measurements of the coherent transmission of mechanical waves through a two-dimensional elastic chaotic cavity with two waveguides. We observed the quantization of the flexural transmission that occurs when each new mode opens. The statistics of the transmission agree with the theoretical predictions of the simplest model for coherent transport, something that had not been achieved before despite great efforts in the subject. The transmission distribution for two open channels shows better agreement with the

theory than the one-channel case since there are more resonances within the frequency window. Similar results were observed for different frequency intervals. This demonstrates the universal character of the transmission fluctuations. Although our experimental results are of significance by their own, they open the possibility to verify other transport phenomena without decoherence.

References

- Huibers, A. G. *et al.* Distributions of the Conductance and its Parametric Derivatives in Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1917–1920 (1998).
- Keller, M. W. *et al.* Energy-averaged weak localization in chaotic microcavities. *Phys. Rev. B* **53**, R1693–R1696 (1996).
- Huibers, A. G., Switkes, M., Marcus, C. M., Campman, K. & Gossard, A. C. Dephasing in Open Quantum Dots. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 200–203 (1998).
- Büttiker, M. Symmetry of electrical conduction. *IBM J. Res. Develop.* **32**, 317–334 (1988).
- Baranger, H. U. & Mello, P. A. Mesoscopic Transport through Chaotic Cavities: A Random S-Matrix Theory Approach. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 142–145 (1994).
- Schanze, H., Alves, E. R. P., Lewenkopf, C. H. & Stöckmann, H.-J. Transmission fluctuations in chaotic microwave billiards with and without time-reversal symmetry. *Phys. Rev. E* **64**, 065201(R) (2001).
- Kim, Y.-H., Barth, M., Stöckmann, H.-J. & Bird, J. P. Wave function scarring in open quantum dots: A microwave-billiard analog study. *Phys. Rev. B* **65**, 165317 (2002).
- Méndez-Sánchez, R. A., Kuhl, U., Barth, M., Lewenkopf, C. H. & Stöckmann, H.-J. Distribution of Reflection Coefficients in Absorbing Chaotic Microwave Cavities. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 174102 (2003).
- Schanze, H., Stöckmann, H.-J., Martínez-Mares, M. & Lewenkopf, C. H. Universal transport properties of open microwave cavities with and without time-reversal symmetry. *Phys. Rev. E* **71**, 016223 (2005).
- Ławniczak, M., Bauch, S., Hul, O. & Sirko, L. Experimental investigation of microwave networks simulating quantum chaotic systems: the role of direct processes. *Phys. Scr.* **T147**, 014018 (2012).
- Hemmady, S. *et al.* Universal properties of two-port scattering, impedance, and admittance matrices of wave-chaotic systems. *Phys. Rev. E* **74**, 036213 (2006).
- Lobkis, O. I., Rozhkov, I. S. & Weaver, R. L. Nonexponential Dissipation in a Lossy Elastodynamic Billiard: Comparison with Porter-Thomas and Random Matrix Predictions. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 194101 (2003).
- Martínez-Argüello, A. M., Martínez-Mares, M., Cobián-Suárez, M., Báez, G. & Méndez-Sánchez, R. A. A new Fano resonance in measurement processes. *EPL* **110**, 54003 (2015).
- Søndergaard, N., Guhr, T., Oxborrow, M., Schaadt, K. & Ellegaard, C. Counting function for a sphere of anisotropic quartz. *Phys. Rev. E* **70**, 036206 (2005).
- Gräf, H.-D. *et al.* Distribution of Eigenmodes in a Superconducting Stadium Billiard with Chaotic Dynamics. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1296–1300 (1992).
- Morales, A., Gutiérrez, L. & Flores, J. Improved eddy current driver-detector for elastic vibrations. *Am. J. Phys.* **69**, 517–522 (2001).
- Manzanarez-Martínez, B. *et al.* Flexural vibrations of a rectangular plate for the lower normal modes. *J. Sound Vib.* **329**, 5105–5115 (2010).
- van Wees, B. J. *et al.* Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848–850 (1988).

Acknowledgements

This work was supported by DGAPA-UNAM under project PAPIIT IN103115. E.F.-O. gratefully acknowledges CONACYT for the support grants to pursue his PhD. studies. J.A.F.-V. acknowledge the support of CONACYT under project CB-2010/154586. We acknowledge the kind hospitality of Centro Internacional de Ciencias A. C. and Instituto de Física, Universidad Autónoma de Puebla for group meetings celebrated frequently there. We would like to thank A. Arreola, A. Fernández-Marín, V. Domínguez-Rocha and E. Sadurní for invaluable comments.

Author Contributions

E.F.-O. made the experiment and the Figures 1–3. A.M.M.-A. analyzed the experimental data and performed the statistical distribution for the flexural transmission and compared with the predictions of random matrix theory shown in Figure 4. M.M.-M. supported the interpretation and statistical analysis of experimental data and wrote the main text of the manuscript. G.B. and R.A.M.-S. designed and directed the experiment and wrote parts of the main text. J.A.F.-V. participated in discussions of results and helped improve the manuscript. All authors reviewed the final version of the manuscript.

Additional Information

Competing financial interests: The authors declare no competing financial interests.

How to cite this article: Flores-Olmedo, E. *et al.* Experimental evidence of coherent transport. *Sci. Rep.* **6**, 25157; doi: 10.1038/srep25157 (2016).

This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons license, unless indicated otherwise in the credit line; if the material is not included under the Creative Commons license, users will need to obtain permission from the license holder to reproduce the material. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

Bibliografía

- [1] P. A. Mello y N. Kumar,
Quantum Transport in Mesoscopic Systems: Complexity and Statistical Fluctuations (Oxford University Press, New York, 2004).
- [2] M. Keller, A. Mittal, J. W. Sleight, R. G. Wheeler, D. E. Prober, R. N. Sacks y H. Shtrikmann,
Energy-averaged weak localization in chaotic microcavities,
Phys. Rev. B **53**, R1693 (1996).
- [3] C. M. Marcus, A. J. Rimberg, R. M. Westervelt, P. F. Hopkins y A. C. Gossard,
Conductance fluctuations and chaotic scattering in ballistic microstructures,
Phys. Rev. Lett. **69**, 506 (1992).
- [4] H. Alt, A. Bäcker, C. Dembowski, H.-D. Gräf, R. Hofferbert, H. Rehfeld y A. Richter,
Mode fluctuation distribution for spectra of superconducting microwave billiards,
Phys. Rev. E **58**, 1737 (1998).
- [5] H.-J Stöckmann y J. Stein
“Quantum” chaos in billiards studied by microwave absorption,
Phys. Rev. Lett. **64**, 2215 (1990).
- [6] S. M. Goodnick,
Quantum-Effect and Single-Electron Devices,
IEEE Transactions on Technology **2**, 368 (2003).
- [7] M. Büttiker,
Symmetry of electric conduction,
IBM J. Res. Develop. **32**, 317 (1988).
- [8] O. Bohigas, M. J. Giannoni y C. Schmit,
Characterization of Chaotic Quantum Spectra and Universality of Level Fluctuation Laws,
Phys. Rev. Lett. **52**, 1 (1984).

-
- [9] P. A. Mello y H. U. Baranger,
Interference phenomena in electronic transport through chaotic cavities: an information-theoretic approach,
Waves Random Media **9**, 105 (1999).
- [10] I. H. Chan, R. M. Clarke, C. M. Marcus, K. Campman y A. C. Gossard,
Ballistic Conductance Fluctuations in Shape Space,
Phys. Rev. Lett. **74**, 3876 (1995).
- [11] A. G. Huibers, S. R. Patel, C. M. Marcus, P. W. Brouwer, C. I. Duruöz y J. S. Harris Jr.,
Distributions of the Conductance and its Parametric Derivatives in Quantum Dots,
Phys. Rev. Lett. **81**, 1917 (1998).
- [12] H. Schanze, H.-J. Stöckmann, M. Martínez-Mares y C. H. Lewenkopf,
Universal transport properties of open microwave cavities with and without time-reversal symmetry,
Phys. Rev. E. **71**, 016223 (2005).
- [13] R. A. Méndez-Sánchez, U. Kuhl, M. Barth, C. H. Lewenkopf, and H.-J. Stöckmann,
Distribution of Reflection Coefficients in Absorbing Chaotic Microwave Cavities,
Phys. Rev. Lett. **91**, 174102 (2003).
- [14] U. Kuhl, M. Martínez-Mares, R. A. Méndez-Sánchez y H.-J. Stöckmann,
Direct Processes in Chaotic Microwave Cavities in the Presence of Absorption,
Phys. Rev. Lett. **94**, 144101 (2005).
- [15] G. Báez, M. Martínez-Mares y R. A. Méndez-Sánchez,
Absorption strength in absorbing chaotic cavities,
Phys. Rev. E **78**, 036208 (2008).
- [16] J. A. Franco-Villafañe, E. Flores-Olmedo, G. Baéz, O. Gandarilla-Carrillo y R. A. Méndez-Sánchez,
Acoustic resonance spectroscopy for the advanced undergraduate laboratory,
Eur. J. Phys. **33**, 1761 (2012).
- [17] A. Morales, L. Gutiérrez y J. Flores,
Improved eddy current driver-detector for elastic vibrations,
Am. J. Phys. **69**, 519 (2001).
- [18] IN-PLANE VIBRATIONS OF A RECTANGULAR PLATE: PLANE WAVE EXPANSION MODELLING AND EXPERIMENT:
A. Arreola-Lucas, J. A. Franco-Villafañe, G. Baéz, R. A. Méndez-Sánchez,
Journal of Sound and Vibration 342 (2015) 168–176.

-
- [19] *Scattering of Elastic Waves in a Quasi-one-dimensional Cavity: Theory and Experiment*
G. Báez, M. Cobián-Suárez, A. M. Martínez-Argüello, M. Martínez-Mares, R. A. Méndez-Sánchez,
Acta Physica Plonica A **124**,3 (2013)
- [20] *Electromagnetic prompt response in an elastic wave cavity*
A. M. Martínez-Argüello, M. Martínez-Mares, M. Cobián-Suárez, G. Báez, R. A. Méndez-Sánchez,
EPL, 110 (2015) 54003
- [21] A. M. Martínez-Argüello, M. Martínez-Mares y R. A. Méndez-Sánchez,
A simple model for a cavity with absorption or amplification: a scatterin matrix approach,
AIP Conf. Proc. 1319 (Melville, New York, 2010), p. 90.
- [22] A. M. Martínez-Argüello, R. A. Méndez-Sánchez y M. Martínez-Mares,
Wave systems with direct processes and localized losses or gains: The non-unitary Poisson kernel,
Phys. Rev. E **86**, 016207 (2012).
- [23] H. U. Baranger y P. A. Mello,
Mesoscopic Transport through Chaotic Cavities: A Random S-Matrix Theory Approach,
Phys. Rev. Lett. **73**, 142 (1994).
- [24] P. A. Mello y H. U. Baranger,
Electronic transport through ballistic chaotic cavities: an information theoretic approach,
Physica A **220**, 15 (1995).
- [25] H. U. Baranger y P. A. Mello,
Reflection symmetric ballistic microstructures: Quantum transport properties,
Phys. Rev. B **54**, 14297 (1996).
- [26] M. C. Cross, Ron Lifshitz
Elastic wave transmission at an abrupt junction in a thin plate with application to heat transport and vibrations in mesoscopic systems
Phys. Rev. B. **64**, 085324 (2001).
- [27] E. Arcos, G. Báez, P. A. Cuatláyol, M. L. H. Prian, R. A. Méndez-Sánchez, and H. Hernaández-Saldanña

- Vibrating soap films: An analog for quantum chaos on billiards
Am. J. Phys. **66** 7, (1998)
- [28] K. Graff
Wave Motion in Elastic Solids Dover, New York, 1991
- [29] L. Gutiérrez, A. Díaz-de-Anda, J. Flores, R. A. Méndez-Sánchez, G. Monsivais y A. Morales, *Wannier-Stark Ladders in One-Dimensional Elastic Systems*, Phys. Rev. Lett. **97**, 114301 (2006).
- [30] A. Díaz-de-Anda, A. Pimentel, J. Flores, A. Morales, L. Gutiérrez y R. A. Méndez-Sánchez,
Locally periodic Timoshenko rod: Experiment and theory,
J. Acoust. Soc. Am. **117**, 2814 (2005).
- [31] L. Gutiérrez, A. Díaz-de-Anda, J. Flores, R. A. Méndez-Sánchez, G. Monsivais y A. Morales,
Wannier-Stark Ladders in One-Dimensional Elastic Systems,
Phys. Rev. Lett. **97**, 114301 (2006).
- [32] A. Morales, J. Flores, L. Gutiérrez, and R. A. Méndez-Sánchez,
Compresional and torsional wave amplitudes in rods with periodic structures,
J. Acoust. Soc. Am., **112**, 1 (2002).
- [33] G. Monsivais, R. A. Méndez-Sánchez, A. Díaz-de-Anda, J. Flores, L. Gutiérrez y A. Morales,
Elastic Wannier-Stark ladders in torsional waves,
J. Mech. Mat. Struct. **2**, 1629 (2007)
- [34] K. Schaadt y A. Kudrolli,
Experimental investigation of universal parametric correlators using a vibrating plate,
Phys. Rev. E **60**, R3479 (1999).
- [35] V. Leroy, A. Strybulevyc, J. H. Page y M. G. Scanlon,
Influence of positional correlations on the propagation of waves in a complex medium with polydisperse resonant scatterers,
Phys. Rev. E **83**, 046605 (2011).
- [36] D. J. Griffiths y C. A. Steinke,
Waves in locally periodic media,
Am. J. Phys. **69**, 137 (2001).

-
- [37] M. Sigalas y E. N. Economou,
Elastic waves in plates with periodically placed inclusions,
J. Appl. Phys. **75**, 2845 (1994).
 - [38] P. A. Lee y T. V. Ramakrishnan,
Disordered electronic systems,
Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
 - [39] Y. Alhassid,
The statistical theory of quantum dots,
Rev. Mod. Phys. **72**, 895 (2000).
 - [40] V. A. Gopar, J. A. Méndez-Bermúdez y A. H. Aly,
Effects of Andreev reflection on the conductance of quantum-chaotic dots,
Phys. Rev. B **79**, 245412 (2009).