

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS
INGENIERÍA FÍSICA



**Modelización acústica de un conducto volcánico: ruptura de
membranas elásticas en una cavidad cilíndrica.**

Brayan Antonio Álvarez Berroeta

Profesor Guía: Dr. Francisco Melo Hurtado

Trabajo de titulación para optar al título de
Ingeniero Físico.

Santiago - Chile

Octubre 2013

**Modelización acústica de un conducto volcánico: ruptura de
membranas elásticas en una cavidad cilíndrica.**

Trabajo de graduación presentado a la Facultad de Ciencia, en
cumplimiento parcial de los requerimientos exigidos para optar al título
de Ingeniero Físico

Universidad de Santiago de Chile

Santiago - Chile

Octubre 2013

Modelización acústica de un conducto volcánico: ruptura de membranas elásticas en una cavidad cilíndrica.

Brayan Antonio Álvarez Berroeta

Este trabajo de Graduación fue elaborado bajo la supervisión del profesor guía Dr. Francisco Melo Hurtado del Departamento de Física de la Universidad de Santiago de Chile, y ha sido aprobado por los miembros de la comisión calificadora, de candidato, Dr. Ricardo Pesse Lohr y Dr. Beldor Galaz Donoso.

.....

Dr. Ricardo Pesse Lohr
Miembro Comisión Calificadora

.....

Dr. Belfor Galaz Donoso
Miembro Comisión Calificadora

.....

Dr. Francisco Melo Hurtado
Profesor Guía

.....

Dra. Yolanda Vargas Hernández
Directora Departamento de Física

Dedicatoria

A mi familia.

"La ignorancia afirma o niega rotundamente; la ciencia duda."

Voltaire.

Agradecimientos

En primer lugar deseo agradecer profundamente a mi tutor, el Dr. Francisco Melo Hurtado por la gran confianza, paciencia y apoyo que me brindo desde el primer momento, para la propuesta, el desarrollo y la conclusión de este trabajo. Gracias por su apoyo, sus sabios y pertinentes consejos, las multiples enseñanzas que me dio durante mi formación así como la libertad que me permitio tomar para la elaboración de este trabajo de investigación. Aprovecho también de dar gracias a cada persona que colaboró con su aporte desinteresado durante el desarrollo de esta investigación, en especial a Valérie Vidal y Leonardo Caballero, por siempre en deuda

Brayan Álvarez B.

Índice general

Resumen	7
0.1. Aspectos generales.	8
1. Teoría Acústica	11
1.1. Frecuencia de resonancia de un tubo abierto en un extremo.	11
2. Método Experimental	14
2.1. Resonancia y Tubo de acrílico	15
2.1.1. Montaje experimental	15
2.2. Ruptura de latex.	16
2.2.1. Montaje experimental.	18
2.3. Tiempo de Ruptura	22
2.3.1. Montaje experimental.	23

3. Desarrollo Experimental	24
3.1. Frecuencia de resonancia de un tubo abierto en un extremo.	25
3.2. Ruptura de Membranas.	26
3.2.1. Calibración del sensor de Fuerza	28
3.2.2. Señal Acústica y Señal de Presión.	31
3.2.3. Radiación de un pistón	34
3.2.4. Evolución de Fundamental y Armónicos	39
3.2.5. Presión inicial y Primera radiación	40
3.2.6. Evolución de la señal acústica a distintas sobrepresiones	43
3.2.7. Emisión Acústica	44
3.3. Tiempo de Ruptura	53
4. Conclusión	57
A. Fondo Teórico	59
A.1. La perfecta cavidad resonante	59
A.2. Efectos de la radiación en el extremo abierto.	62
A.2.1. Frecuencias resonantes	62
A.2.2. Amortiguación de los modos resonantes	63

A.2.3. Campo de presión	63
B. Radiación en el extremo abierto.	65
B.0.4. Regiones de campo cercano-campo lejano.	66
B.0.5. Estructura espacial de la onda radiada.	66
B.0.6. Impedancia de salida.	67
B.0.7. Coeficiente de transmisión.	68
Bibliografía	69

Resumen

Por años los vulcanólogos han registrado las señales acústicas y sísmicas asociadas con la eclosión de burbujas gigantes, la motivación de este estudio es que dichas señales son posibles herramientas de análisis y proporcionan información útil para entender el proceso físico de las explosiones volcánicas.

El objetivo de esta investigación es intentar entender la física que gobierna al fenómeno de eclosión de burbujas dentro de una cavidad. Para lo cual se lleva a cabo experimentos de ruptura controlada de membranas, las cuales sometidas a una sobrepresión se hacen estallar dentro un tubo delgado. Se adquiere las señales acústicas radiadas hacia afuera de cavidad y se mide la presión al interior de la cavidad.

Este estudio tiene potenciales implicaciones en el entendimiento del proceso de ruptura de grandes burbujas en volcanes. A partir de los resultados experimentales, se puede afirmar que el contenido espectral de las señales acústicas da información directa de la geometría de la cavidad. La radiación del sistema es como la radiación de un pistón. Además cuando la sobrepresión a la que somete las membranas supera la presión exterior de la cavidad, hay un cambio en el régimen de comportamiento de las señales acústicas y de presión.

Introducción

0.1. Aspectos generales.

El sonido producido por la apertura rápida de una cavidad a sobrepresión o bajopresión es un fenómeno común. Se puede encontrar en muchas situaciones, desde la vida cotidiana a sistemas naturales de gran escala. Uno de los más conocidos ejemplos es sin duda el característico “pop” de sonido cuando se abre una botella de champagne: la presión dentro de la botella, inicialmente mayor que la presión atmosférica, desciende cuando el corcho es liberado. Excitado por el cambio repentino de la presión, el volumen libre cerca del cuello de botella resuena.

En adición, la sobrepresión inicial es debido a una gran cantidad de gas disuelto en el líquido, el cual, una vez que la presión ha disminuido, se escapa del sistema, como burbujas de champán: al escuchar cuidadosamente a un vaso lleno de champán (o cualquier líquido “burbujeando”), se puede oír el suave sonido de aparición generado por cada estallido de burbuja en el superficie del líquido. En este último caso, los resonadores son las burbujas en sí mismas.

Uno puede preguntarse acerca de las características de la emisión de sonido, lo que

es relevante en varias situaciones prácticas. Por ejemplo, el estallido de burbujas cerradas se puede observar en la cocina, en agua hirviendo o cocinando salsa.[1]

Los volcanes son los sistemas naturales a gran escala quienes exhiben un fenómeno muy similar; una gran cantidad de gas disuelto es liberado mientras la lava sube por el conducto magmático; el estallido de las grandes burbujas de gas a veces es observado en la superficie de los lagos de lava o en los respiraderos. Las características de la señal acústica proporcionan piezas útiles de información sobre la geometría del sistema o la dinámica, los geofísicos durante mucho tiempo grabado el sonido producido por los volcanes.[2]



Figura 1: Volcán Villarrica en actividad volcánica usual.

Chile es un país de gran actividad volcánica, de hecho en nuestro país hay más de 2000 volcanes, de los cuales 500 registran algún grado de actividad. Según expertos, se estima que 42 de estos volcanes puedan entrar en proceso eruptivo en un futuro inmediato, otros 16 en los próximos nueve mil años y otros 20 en varias decenas de miles de años más.[3]

Las explosiones volcánicas generan ondas sísmicas y acústicas, que se propagan en tierra y en atmósfera respectivamente, ambas señales son una posible herramienta de

análisis que pueden dar pistas sobre el proceso del origen de las explosiones volcánicas; es sorprendente la cantidad de información extraída por los vulcanólogos, donde a partir de la señal acústica pueden obtener conocimiento de las propiedades reológicas del volcán.

Por tal es fundamental entender el proceso físico que gobierna estos fenómenos descritos, para lo cual se fabrica y diseña un montaje en condiciones de laboratorio, donde se llevan a cabo una serie de experimentos de ruptura controlada de membranas delgadas, las que sometidas a diferentes sobrepresiones y ubicadas en diferentes posiciones dentro de un tubo, intentan replicar a las burbujas gigantes estallando dentro del conducto magmático de un volcán.

El análisis de las señales acústicas asociadas a la ruptura da información para un profundo entendimiento del fenómeno físico. Existen solo unos pocos experimentos en laboratorio dedicados a la caracterización de la acústica del estallido de burbujas en condiciones que son relevantes para la vulcanología. Si bien, el proceso dinámico de la ruptura de una burbuja en un volcán es mucho más complejo que las señales estudiadas, este estudio tiene potenciales implicaciones en el entendimiento del proceso de ruptura de grandes burbujas en volcanes.

Primero se presenta la teoría acústica y física necesaria para entender varios de los conceptos y procesos involucrados en este estudio, para luego continuar con el detalle del montaje propuesto y del procedimiento experimental llevado a cabo, dando énfasis en los resultados experimentales obtenidos de analizar las señales adquiridas y por último finalizar con las conclusiones y desafíos por delante de este trabajo. Para dar completitud teórica se incorpora un anexo con mayor profundización en la ecuaciones y terminos que rigen la caracterización acústica del problema en estudio.

Capítulo 1

Teoría Acústica

1.1. Frecuencia de resonancia de un tubo abierto en un extremo.

Una onda sonora que entra en un tubo se refleja en la pared, cuando la onda que entra y la reflejada están en fase el sonido se refuerza, entonces se logra producir una onda estacionaria en el interior del tubo, esto solo ocurre cuando la longitud del tubo L es un múltiplo impar de $L/4$. Las frecuencias de los distintos modos de vibración responden a la fórmula:

$$f = (2n + 1) \frac{c}{4L} \quad (1.1)$$

donde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ y c es la velocidad del sonido que viene dado por la formula (1.13).

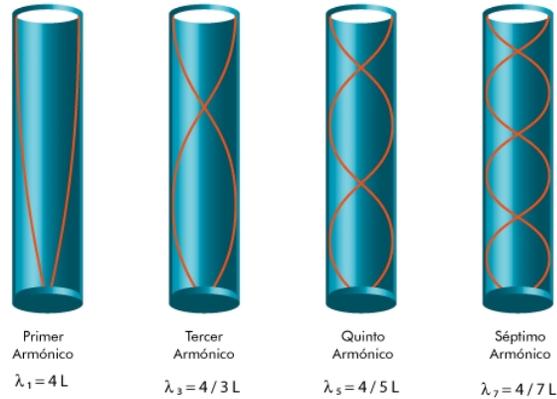


Figura 1.1: Onda en un tubo cerrado en un extremo, esquema para distintos armónicos.

En la figura 1.1 se muestra los distintos armónicos propagándose en un tubo abierto en un extremo, esquema a partir de la ecuación (1.23).

Una ecuación más precisa del fenómeno que considera el ancho d del tubo es:

$$f = (2n + 1) \frac{c}{4L + 0,4d} \quad (1.2)$$

Para efectos prácticos la ecuación (1.23), que es aproximación a primer orden de la ecuación (1.24), entrega un valor aceptable para determinar la frecuencia de resonancia de un tubo.

La radiación de un pistón y la propagación de la onda en un tubo son los aspectos teóricos más relevantes que se usaron para dar explicación a los resultados obtenidos.

Las ecuaciones más relevantes usadas en este estudio se resumen a continuación:

La ecuación de onda (1.7) gobierna la propagación del sonido en estudio.

La ecuación (1.13) determina la velocidad del sonido bajo las condiciones experimentales dadas.

La relación dada por la ecuación (1.22) es usada para discutir como se relaciona la presión al interior del tubo con la presión radiada fuera del tubo.

La formula dada por la ecuación (1.23) se usa para determinar las frecuencias de resonancia esperadas para el tubo usado como cavidad.

Para ver en mayor detalle la teoría acústica necesaria para entender el fenomeno en estudio consultar los anexos.

Capítulo 2

Método Experimental

La idea de replicar las condiciones de erupción de burbujas en el conducto magmático, es llevada a cabo por medio de un sencillo montaje experimental para de ruptura de membranas de latex, estas membranas se someten a una sobrepresión controlada a diferentes posiciones dentro del tubo de acrílico. Con lo cual se trata de recrear la eclosión de burbujas gigantes en diferentes partes de un conducto magmático. Primero se describe un experimento para determinar la frecuencia de resonancia de un tubo de acrílico. En seguida se detalla una serie de experimentos de ruptura de membranas de latex a distintas posiciones dentro de un tubo. Luego se describe experimentos en los cuales se grabación de la ruptura de membrana, donde se estudia como un primer acercamiento a entender el tiempo de ruptura de la membrana de latex.

2.1. Resonancia y Tubo de acrílico

Para conocer la frecuencia de resonancia de un tubo de acrílico de largo L , se lleva a cabo un experimento donde se hace vibrar el tubo sobre un parlante. El tubo esta montado sobre una base de aluminio y tiene un pequeño pistón ubicado al fondo, mediante el cual se puede acoplar el tubo y su base al parlante. El parlante se excita con señales de senosoidales de amplitud constante con frecuencia variable, estas señales son generadas por un generador de señales Hewlett Packard 33120A . A una distancia lejana ¹ del borde tubo, se coloca un micrófono Audio-Technica modelo *ATM33a*, con el cual se obtiene la señal acústica asociada a la vibración. Este micrófono se preamplifica con con *SKPAudioPro* phantom power adapter y la amplificación es a través un Eurorack *UB802*. Las señales acústicas son adquiridas a través de un osciloscopio TEKTRONIX *TDS2012B*, el cual permite almacenar la data en una memoria externa mediante conexión USB.

Entonces se procede a hacer un barrido en frecuencias para el sistema descrito, tanto con el tubo de acrílico montado como sin tubo, de manera tal de conocer la respuesta del sistema total en ambos casos, para así diferenciar e identificar claramente la frecuencia de resonancia del sistema y la frecuencia de resonancia del tubo de largo L .

2.1.1. Montaje experimental

La siguiente figura describe el montaje experimental para determinar la frecuencia de resonancia del tubo.

¹A una distancia donde el frente de ondas radiado se considera como un frente de ondas plano.

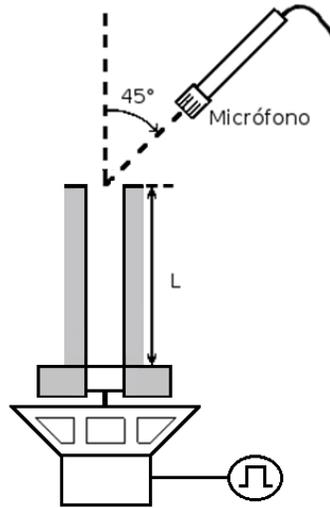


Figura 2.1: Diagrama del montaje experimental: Tubo de acrílico montado en un parlante que es excitado por un generador de señales, el micrófono adquiere el sonido radiado.

En la figura 2.1 el parlante está acoplado al tubo mediante el pistón. El largo L del tubo es $0,15[m]$; el ángulo entre el micrófono y el borde abierto del tubo, es 45° ; la distancia del micrófono a la apertura del tubo es $1[m]$; el diámetro interior del tubo, es de $25,4 [mm]$. Las frecuencias con las que se excita el parlante van desde los $99[Hz]$ a $3100[Hz]$, con amplitud de $1[V]$.

2.2. Ruptura de latex.

Esta serie de experimentos están enfocados en la física que involucra la eclosión de una membrana dentro de una cavidad a una sobrepresión dada.

La siguiente figura es un esquema de la situación que se desea recrear.

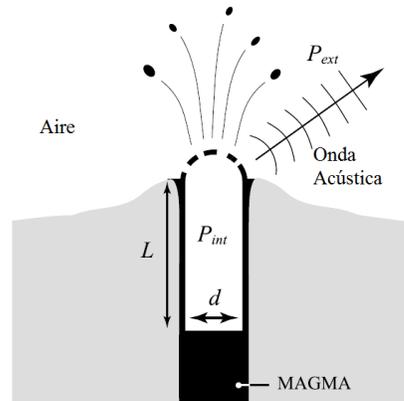


Figura 2.2: Esquema de la eclosión dentro del conducto magmático.

En la figura 2.2 las burbuja gigante de gas explota en la parte superior del conducto magmático o respiradero, en la distancia L .

En estos experimentos se adquiere la presión dentro del tubo² mediante dos sensores, un sensor de fuerza y uno de presión diferencial con los cuales es posible obtener la sobrepresión inicial a la cual se somete la membrana y la propagación del frente de presión luego de la ruptura. La otra medida adquirida es la presión externa radiada³, es decir la señal acústica asociada a la ruptura de la membrana, mediante un micrófono omnidireccional.

Basicamente se coloca una membrana de latex a una posición fija dentro del tubo, se ingresa aire al sistema, sometiendo a una sobrepresión la membrana y se hace estallar luego de algunos segundos.⁴

A continuación se detalla el montaje construido considerado a la figura 2.2 como

²Denotada como P_{int}

³Denotada P_{ext}

⁴Se espera hasta que la respuesta impulsiva de los sensores no tenga efecto en la medición.

representación de la situación a caracterizar.

2.2.1. Montaje experimental.

El montaje experimental se compone de un tubo de acrílico, una base metálica nivelable donde se monta el tubo, sensores con su electrónica de amplificación: micrófono, sensor de fuerza, sensor de presión. Dos osciloscopios para visualización de la data y adquisición de la misma, además se utiliza una aguja quirúrgica para romper las membranas, membranas de latex y una jeringa con una abrazadera plástica para ingresar aire al sistema y cerrar el paso de aire cuando se desee.

El sistema de ruptura de membranas donde se muestra los sensores de medición, es descrito por la figura 2.3.

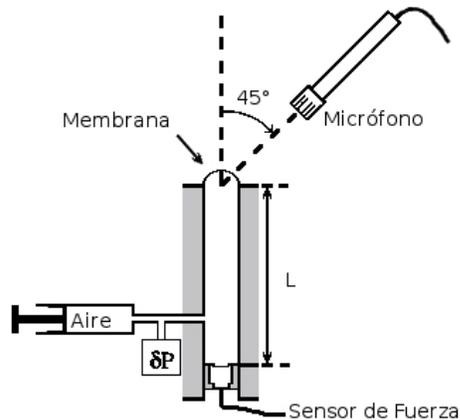


Figura 2.3: Esquema del montaje experimental para ruptura de membrana: Tubo de largo L donde la membrana se rompe en el borde abierto, se muestra la posición de los sensores de medición.

En la figura 2.3, se muestra el sistema de medición con la distribución de los

distintos sensores usados. Donde l es la distancia desde el sensor de fuerza, ubicado en el fondo del tubo, a la membrana de latex; el largo L del tubo es $0,64[m]$; α , ángulo entre el micrófono y el borde abierto del tubo, es siempre 45° , condición experimental fija durante todas las rupturas; la distancia del micrófono a la apertura del tubo es siempre de $1[m]$; ϕ , es el diámetro interior del tubo de medida $25,4 [mm]$. En el siguiente dibujo se detallan las partes de la estructura del montaje.

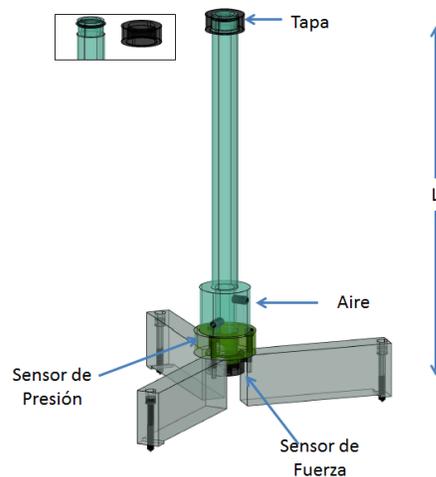


Figura 2.4: Dibujo de la estructura del montaje experimental para ruptura de membrana en $L = l$: Tubo de largo L donde la membrana se rompe en el borde abierto, base metálica de tres patas, base de bronce destacada en color verde para posición del sensor de fuerza, orificios para sensor de presión y entrada de aire, tapa plástica y O-Ring para sujeción de membranas .

En la figura 2.4, la base metálica es compuesta de tres partes que funcionan como tres puntos de apoyo, que otorgan estabilidad y tienen altura regulable, con tal de mantener el sistema siempre nivelado. Para ingresar aire al tubo, se usa una jeringa de $80[ml]$ con un sistema de abrasadera para cierre del paso del aire, esta jeringa está acoplada cerca de la base del tubo mediante una delgada manguera quirúrgica, al

cerrar la abrazadera se puede se mantener fija la sobrepresión en el sistema. Se debe cerrar la abrazadera al hacer estallar la membrana para que así el aire no reverbere dentro de la jeringa.⁵

La membrana se hacen explotar siempre mediante una aguja quirúrgica, para los montajes experimentales donde se desea ruptura membranas dentro del tubo, el montaje experimental consite en dos tubos cortos, que acoplados mantienen el largo L , la parte del tubo superior tiene un pequeño orificio diagonal por el cual ingresa la aguja en el momento en que se desea reventar la membrana. Hay una pieza plástica de acople que permite unir los dos tubos y evitar filtraciones de presión mediante un O-Ring

Dicho O-Ring se usa tanto para evitar filtraje de aire como para obtener sujeción de las membranas de latex. Además mediante el uso de cinta de teflón se cubren posibles fugas de presión del sistema.

Los sensores en el montaje son: un micrófono ubicado fuera del tubo, un sensor de fuerza en el fondo del tubo y un sensor de presión muy cerca del fondo adherido a la pared del tubo.

La adquisición de la señal acústica, la señal de presión y la señal de fuerza, se hace por medio de dos osciloscopios TEKTRONIX *TDS2012B*, osciloscopios con dos canales de entrada. A través de una memoria de almacenaje(USB flash drive) se puede extraer los datos registrados por los osciloscopios. Se configura un valor de trigger idéntico para ambos osciloscopios, con lo cual solo cuando ocurre la ruptura de membrana, el valor ajustado como mínimo gatilla a los osciloscopios, se procede a la adquisición y despliegue de las señales en los equipos. El primer osciloscopio captura la señal del micrófono y del sensor de presión, el segundo osciloscopio captura la misma señal del

⁵oscilaciones no deseadas en el frente de presión ha adquirir

micrófono que el primer osciloscopio y señal del sensor de fuerza.

El micrófono es de tipo condensador de marca Audio-Technica modelo *ATM33a*, se preamplifica con *SKP audio pro phantom* power adapter a 24 [V], para luego ser amplificado a través de un Eurorack *UB802*. Para realizar la medición de cualquier señal acústica se usa siempre una ganancia fija, ganancia que no satura para las sobrepresiones exploradas, con la cual se procede a calibrar el micrófono con respecto a un micrófono de calibración PCB Piezotronics *426B03*.

El sensor de fuerza es un impact force sensor PCB *200B02*, se conectado a un amplificador PCB Piezotronics *482A16* y tal como se mencionó la señal se adquiere en uno de los osciloscopios.

El sensor de presión es un sensor Motorola *MPX200GP*, es un sensor de presión diferencial, con un rango de 0 a 200 [kPa]. Para la amplificación se contruyó la electrónica adecuada para permitir cambiar la ganancia del sensor y llevar la señal de presión al osciloscopio(salida BNC).

Las distancias de ruptura a las cuales se posiciona la membrana en el tubo son: $L = 0,64[m]$ (apertura del tubo, $L = l$), $L = 0,48[m]$ ($L = 3l/4$), $L = 0,32[m]$ ($L = l/2$), $L = 0,16[m]$ ($L = l/4$), $L = 0,04[m]$ ($L = l/16$), con estas distancias se puede formar un cuadro completo de las distintas posiciones a las cuales se revienta la membrana y su señal acústica asociada. Las membranas de latex usadas dentro de las diferentes pruebas preliminares tenían diferentes espesores, se usan como membranas delgadas: guantes de vinilo y profilácticos; para membranas más gruesas se ocupa distintos paños de latex, de los cuales se cortan trozos del tamaño del diámetro del tubo. Una membrana delgada soporta sin reventar sobrepresiones pequeñas ⁶, mientras que una membrana gruesa permite explorar sobrepresiones mayores sin

⁶($\approx 20[kPa]$)

colapsar. Para todos los resultados presentados se usa un solo tipo de membrana gruesa que permite explorar un amplio rango de sobrepresiones.

El experimento se realiza en una cámara semi-anecoica, es decir que las paredes y techo de la cámara están cubiertas con esponja acústica, la cual absorbe el sonido incidente, anulando así los efectos de eco y reverberación del sonido de alta frecuencia, por lo que no hay información en la señal acústica adquirida de las ondas que inciden en las paredes y techo de la cámara anecoica. Esta condición de eliminar sonidos de reflexiones es necesaria para ser concordante con la situación de los volcanes en la naturaleza.

2.3. Tiempo de Ruptura

El experimento consiste en hacer una grabación de la ruptura de la membrana de latex, para lo cual se hace uso de una cámara rápida y del montaje experimental descrito por la figura 2.3 cuando $L = l$. El sistema se ilumina con una luz halógena para así lograr la eficiencia cuántica⁷ necesaria para alcanzar la velocidad de la cámara con la cual se puede registrar el tiempo de ruptura de las membranas usadas. El procedimiento experimental para la ruptura de la membrana es equivalente al utilizado en la serie de experimentos de ruptura de latex y solo se añade la adquisición de un video de este proceso. Se repite el experimento para membranas de latex a las cuales se les unta con grasa⁸, la idea es modificar el tiempo de ruptura de la membrana.

⁷El sensor CCD de la cámara convierte los fotones incidentes en electrones que se almacenan en los píxeles individuales en forma de una carga eléctrica. La eficiencia cuántica es una medida de la fracción de fotones incidentes que son convertidos en electrones en el semiconductor.

⁸Grasa de vacio, muy viscosa

2.3.1. Montaje experimental.

El sistema de medición es dado por la siguiente figura:

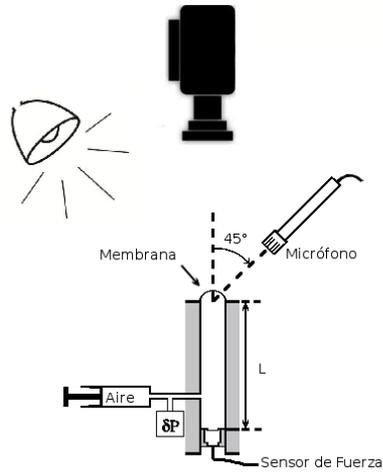


Figura 2.5: Esquema del montaje experimental para adquirir el tiempo de ruptura de la membrana.

En la figura 2.3 se muestra el montaje experimental de ruptura de membranas al cual se añade la cámara para la grabación de la ruptura y la iluminación necesaria. La cámara rápida es una cámara *PHANTOM* v9.1 de alta velocidad⁹, la adquisición del video es a través del software de los fabricantes de la cámara. La iluminación es una lámpara de halógeno de 500[W], posicionada a 45° con respecto al extremo abierto del tubo.

⁹10000 a 15000 fps

Capítulo 3

Desarrollo Experimental

En esta sección se presentan los resultados obtenidos para los distintos estudios y experimentos llevados a cabo. Son varias las preguntas que se pueden plantear con respecto a la naturaleza de las señales adquiridas ¿Qué sucede con la señal acústica a presiones mayores que la atmosférica.? ¿Cómo se relaciona la presión radiada con la sobrepresión inicial?. ¿Cómo evolucionan las señales?. ¿Cuál es la información física que puede entregar la señal acústica?.

Ahora se procede a mostrar las señales adquiridas y se estudia su relación entre sí, con la intención de dar respuesta a las distintas interrogantes.

La velocidad del sonido dada por la ecuación (1.13), considerando $\gamma = 1,4$, $R = 8,14$ [$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$], $\mu = 29$ [$g \cdot mol^{-1}$] y suponiendo una temperatura constante de $T \simeq 298[K]$, se obtiene que $c \simeq 346$ [m/s].

Este valor de velocidad del sonido c es considerado como constante a lo largo de todos los experimentos y para todos los cálculos realizados.

3.1. Frecuencia de resonancia de un tubo abierto en un extremo.

Para los datos adquiridos por el micrófono, se toma el valor máximo de voltaje y se gráfica en función de la frecuencia de excitación a la cual se hace vibrar el parlante.

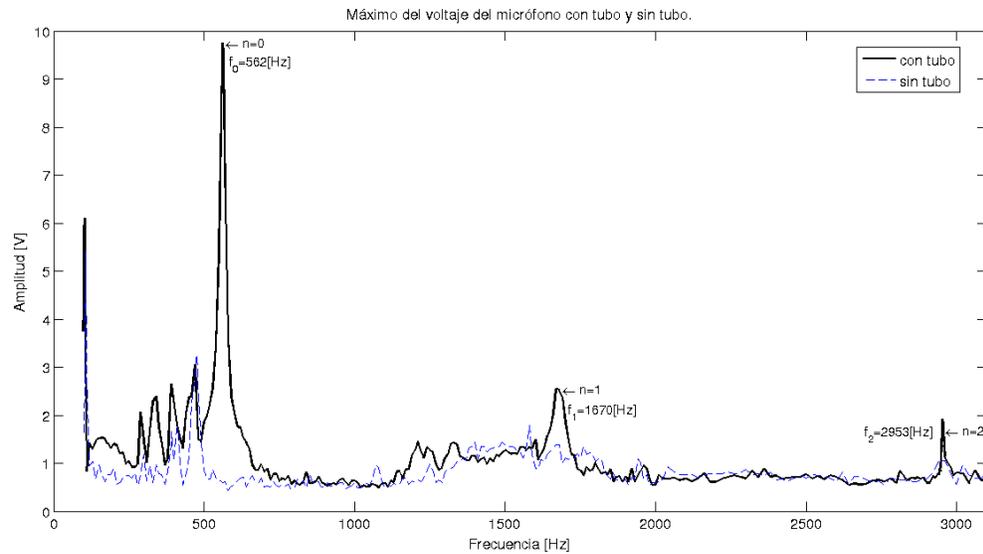


Figura 3.1: Voltaje máximo de la señal acústica en función de la frecuencia de excitación del parlante, en negro el sistema con tubo y en azul el sistema sin tubo.

En la figura 3.1 se marcan las frecuencias correspondientes a los primeros tres armónicos, los cuales aparecen en el rango explorado.

La siguiente tabla compara las frecuencias experimentales obtenidas con las frecuencias que predice la ecuación 1.23 para un tubo de largo $L = 0,15[m]$.

<i>Modo</i>	$n = 0$	$n = 1$	$n = 2$
f_0 teorica[Hz]	577	1730	2883
f_0 experimental[Hz]	562	1670	2953

Tabla 1. Comparación de frecuencias obtenidas experimentalmente con frecuencias teóricas de ecuación (1.23).

El porcentual de error que hay entre el resultado predicho por la ecuación (1.23) y el valor experimental encontrado es $\simeq 3\%$. Además el error experimental que presentan los datos por el uso del osciloscopio es del 3%, los valores teóricos están contenidos dentro de los valores experimentales. Por lo que la ecuación (1.23) entrega un valor aceptable de la frecuencia de resonancia del tubo ha usar, por lo que no es necesario añadir más términos de orden superior en dicha ecuación para obtener un valor de la frecuencia fundamental de excitación del tubo.

3.2. Ruptura de Membranas.

Para esta serie de experimentos siempre se adquieren tres señales: La señal del micrófono, la señal del sensor de fuerza y del sensor de presión.

La siguiente figura muestra juntas todas las señales tal como fueron adquiridas.

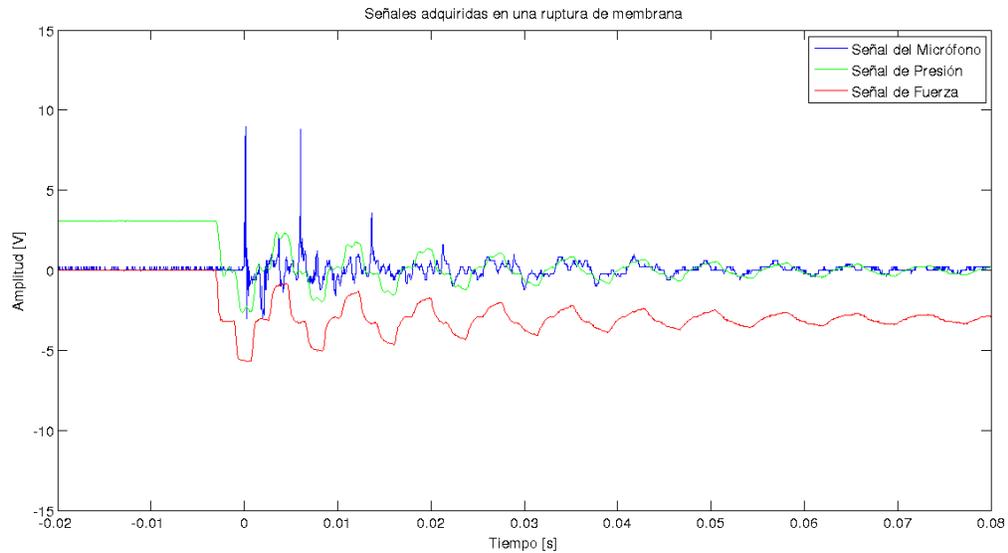


Figura 3.2: Señales adquiridas para una ruptura de membrana en $L = l/2$, en azul señal del micrófono, en verde señal del sensor de presión y en rojo señal del sensor de fuerza.

La gráfica es para las señales adquiridas por los tres sensores para una ruptura de membrana en $L = l/2$.

La señal del sensor de presión y la señal del sensor de fuerza, aportan básicamente la misma información: Como varía el frente de presión dentro del tubo cuando se rompe la membrana. Para analizar la data adquirida solo se utiliza la señal del sensor de fuerza, debido a que presenta menos ruido electrónico y tiene un tiempo de respuesta de $10[\mu s]$ el cual es menor al tiempo en que ocurren los procesos de ruptura de membranas.

Mantener el sensor de presión en el sistema, otorga la ventaja de conocer la sobrepresión inicial a la que se somete la membrana antes de la ruptura de la misma, la diferencia de voltaje en este sensor es la proporcional a la presión y antes de la ruptura el voltaje constante y positivo es proporcional a la sobrepresión inicial. Para

ver estas afirmaciones en mayor detalle, se estudia la conversión de voltaje de los sensores de fuerza y a presión.

3.2.1. Calibración del sensor de Fuerza

La hipótesis que la primera bajada de voltaje de la señal de fuerza es equivalente a la sobrepresión inicial, se puede comprobar al comparar la presión que entrega el sensor de presión y el valor obtenido para la primera bajada de voltaje en el sensor de fuerza. Pero primero para obtener de manera independiente la presión mediante el sensor de fuerza, se convierte la bajada de voltaje en el sensor de fuerza a escala de presión. Para calcular la presión estática o sobrepresión inicial a la que se somete la membrana, se puede usar la sensibilidad del sensor de fuerza para convertir el voltaje adquirido en valores de fuerza y luego convertirlo a presión por la fórmula de definición de la presión estática $P = F/A$, donde A es el área sensible del sensor de fuerza, F la fuerza y P la presión.

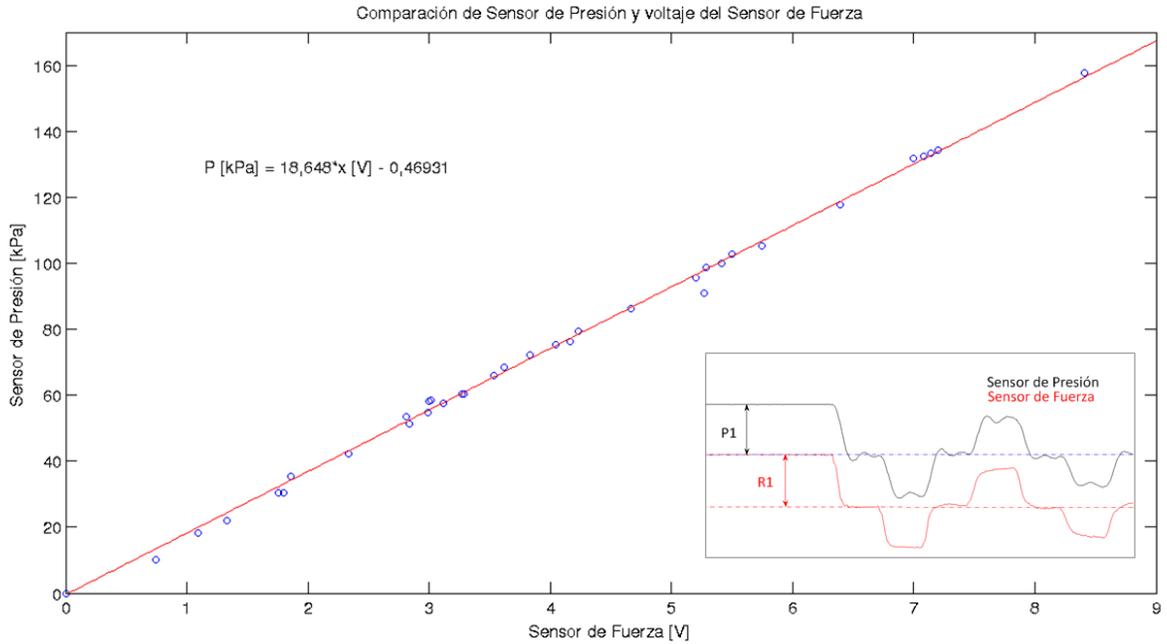


Figura 3.4: Conversión entre presión dada por sensor de presión y voltaje del sensor de fuerza. Abajo a la derecha se muestra como se calculan los valores a comparar.

En la figura 3.4 se hace una comparación entre los valores de ambos sensores, valores en presión para el sensor de presión y valores de voltaje para el sensor de fuerza. Estos valores son calculados para la ruptura de membrana en $L=1/16$ debido a que son la configuración experimental con más datos. El resultado de esta comparación es una relación lineal entre ambos sensores, que en la escala de los valores gráficos se obtiene:

$$P[kPa] = 18,684 * x[V] - 0,46931$$

Con esta relación se obtiene una diferencia de menos de 1[kPa] con el valor de sobrepresión que se tiene por la conversión dada por la sensibilidad del sensor de fuerza y su área sensible. Por lo tanto la primera bajada de voltaje en el sensor de

fuerza es la medida directa de la sobrepresión inicial a la que se somete la membrana. Ahora se estudiará la acústica y la de presión radiada asociadas a la ruptura de las membranas en el tubo.

3.2.2. Señal Acústica y Señal de Presión.

Tal como ya se mencionó, el micrófono proporciona la señal acústica que entrega la información de la presión radiada fuera del tubo, mientras que la señal del sensor de fuerza es la utilizada para estudiar el comportamiento de la presión al interior del tubo.

La siguiente figura muestra las señales típicas adquiridas para la ruptura de una membrana en el extremo abierto del tubo, es decir cuando $L = l$.

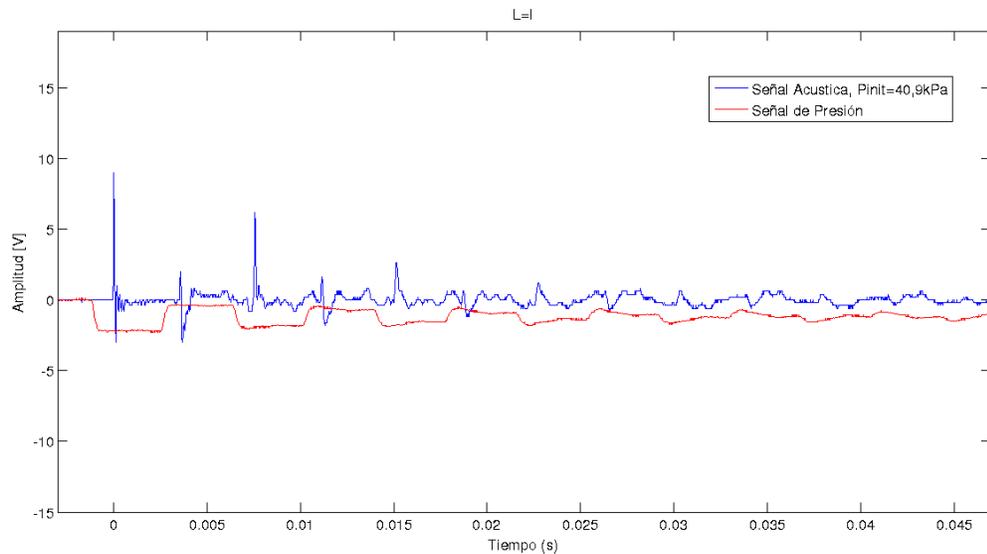


Figura 3.5: Señal de presión en color azul y señal de fuerza en rojo, adquiridas para la ruptura de membrana en $L=l$.

En esta figura 3.5 se puede observar un desfase temporal entre ambas señales, entre cuando ocurre la detección de la señal de presión y cuando es detectada la señal del micrófono. La razón es la distancia que viaja el frente de onda para llegar a un sensor (De fuerza) es mayor que la distancia que viaja para llegar al otro sensor (Micrófono). Este desfase temporal δ es siempre distancia entre el micrófono y la posición de membrana en el tubo dividida por la velocidad del sonido. Para $L = l$ el desfase es $\delta \approx 0,64/346 = 0,0018[s]$.

Ambas señales son periódicas, la señal acústica sufre una compresión y una rarefacción del sonido con un periodo de $t_a = 0,0074[s]$, mientras que la señal de presión tiene una bajada y luego una subida de voltaje en un período $t_p = 0,0074[s]$. La frecuencia de ambas señales es $f_t \simeq 135[Hz]$. La ecuación 1.23 predice que para un tubo de largo $l = 0,64[m]$ con velocidad del sonido $c \simeq 346[m/s]$ que la frecuencia de resonancia del tubo abierto en un extremo es $f_s = c/4L \simeq 135[Hz]$.

Para las otras configuraciones de ruptura de membranas, donde se ubica la membrana al interior del tubo, la siguiente figura resume las señales típicas adquiridas.

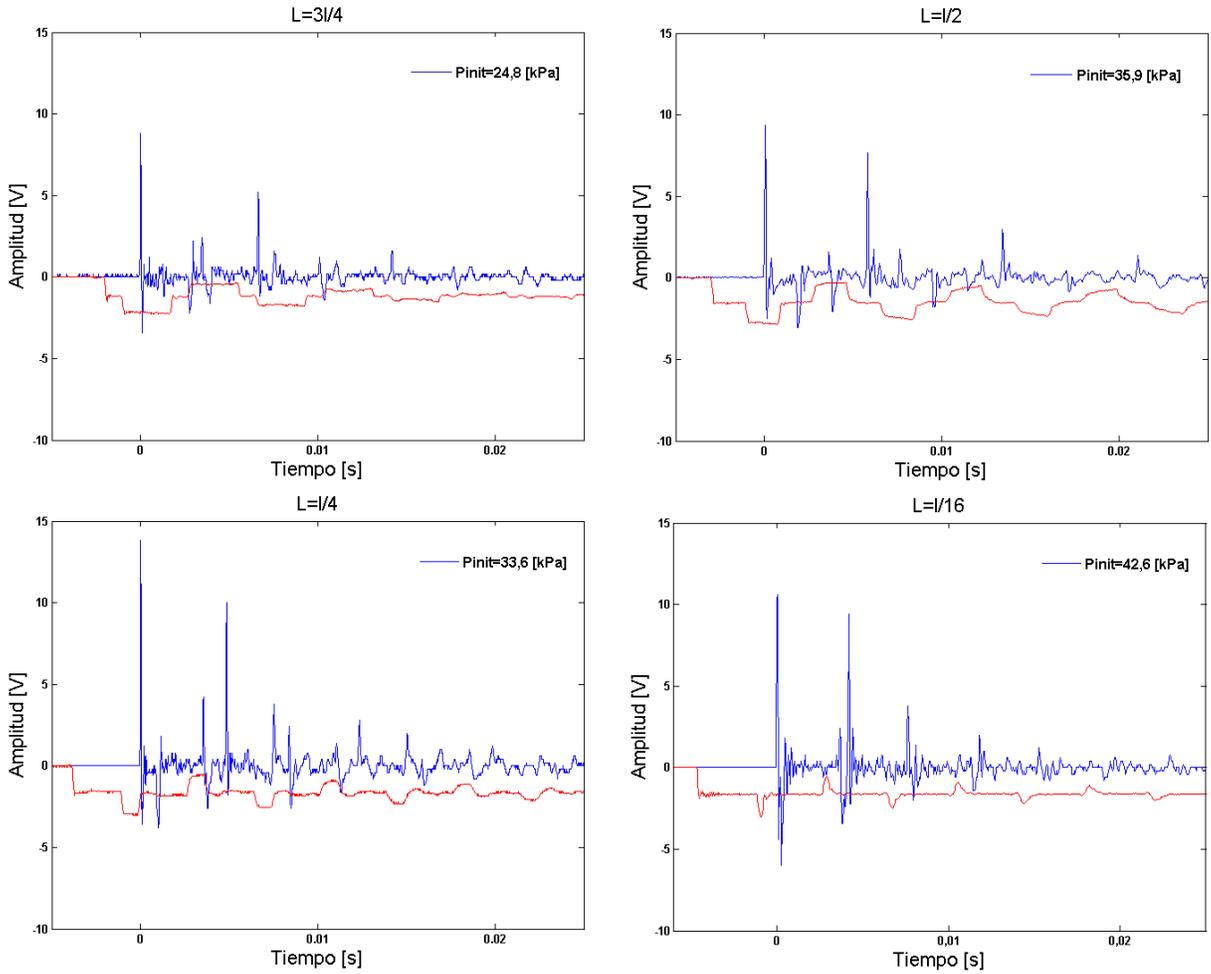


Figura 3.6: Señales para configuraciones de ruptura en $L = 3l/4, L = l/2, L = l/4, L = l/16$.

El período de estas señales es el mismo que para $L = l$, por ende también la frecuencia de resonancia tiene igual valor (no cambia el largo del tubo, solo cambia la posición de la membrana). Obviamente lo que cambia es el desfase entre ambas señales, ya que ahora la membrana esta más lejos del micrófono y más cerca del fondo del tubo o en otras palabras más cerca del sensor de fuerza. Por lo tanto el tiempo de llegada entre la señal del sensor de fuerza y la señal del micrófono, aumenta para

estas configuraciones.

Ahora para estos casos, la señal acústica adquirida sufre dos compresiones y dos rarefacciones del sonido en un período, mientras que la señal de presión sufre dos bajadas y dos subidas de voltaje en un período. Un caso interesante son las señales para $L = l/16$, donde la membrana rompe muy cerca del tubo, tanto las compresiones y rarefacciones del sonido registradas en la señal del micrófono como compresiones y dilataciones del frente de presión registradas en las subidas y bajadas de voltaje en el sensor de fuerza están muy cerca las unas de las otras, por tal es la forma de las subidas y bajadas de voltaje. Para entender este fenómeno en detalle se puede pensar en la radiación que sale del tubo como la radiación de un pistón.

3.2.3. Radiación de un pistón

Supongamos que cuando ocurre la ruptura de una membrana el frente de presión se divide en dos: un frente de compresión registrado como positivo y otro frente de dilatación registrado como negativo.

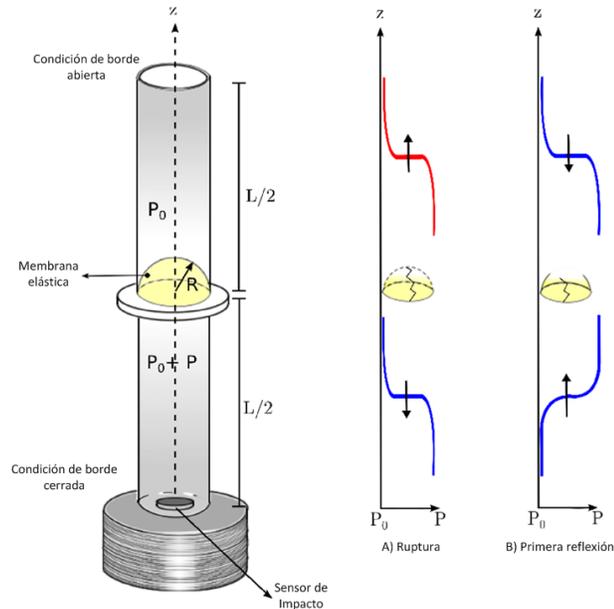


Figura 3.7: Esquema de la división de los frentes de onda cuando rompe la membrana, uno de compresión y otro de dilatación.

En la figura 3.7 se muestra las condiciones de borde que presenta el tubo, además se señala la posición del sensor de impacto en el fondo del tubo. En esta figura se destacan dos gráficos de la propagación de los frentes de presión en el tubo, el primer gráfico A) se presentan los frentes de presión posterior a la ruptura de membrana, y en el gráfico B) se presentan los frentes luego de la primera reflexión en las condiciones de borde del tubo. Entonces cada vez, que uno de estos frentes llega a la condición de borde abierta del tubo, ocurre un cambio abrupto en su sentido, es decir que cuando el frente de dilatación llega a esta condición radia hacia afuera del tubo como rarefacción de sonido (bajadas en la señal acústica) y se refleja hacia adentro del tubo como un frente de ondas de compresión. De igual manera ocurre para un frente de compresión cuando llega a la condición abierta, se radia como una onda acústi-

ca de compresión y se refleja como un frente de dilatación hacia dentro del tubo. Ahora bien, para ambas señales se tiene que van perdiendo energía por las sucesivas radiaciones y sus frentes se van suavizando a medida que evolucionan en el tiempo.

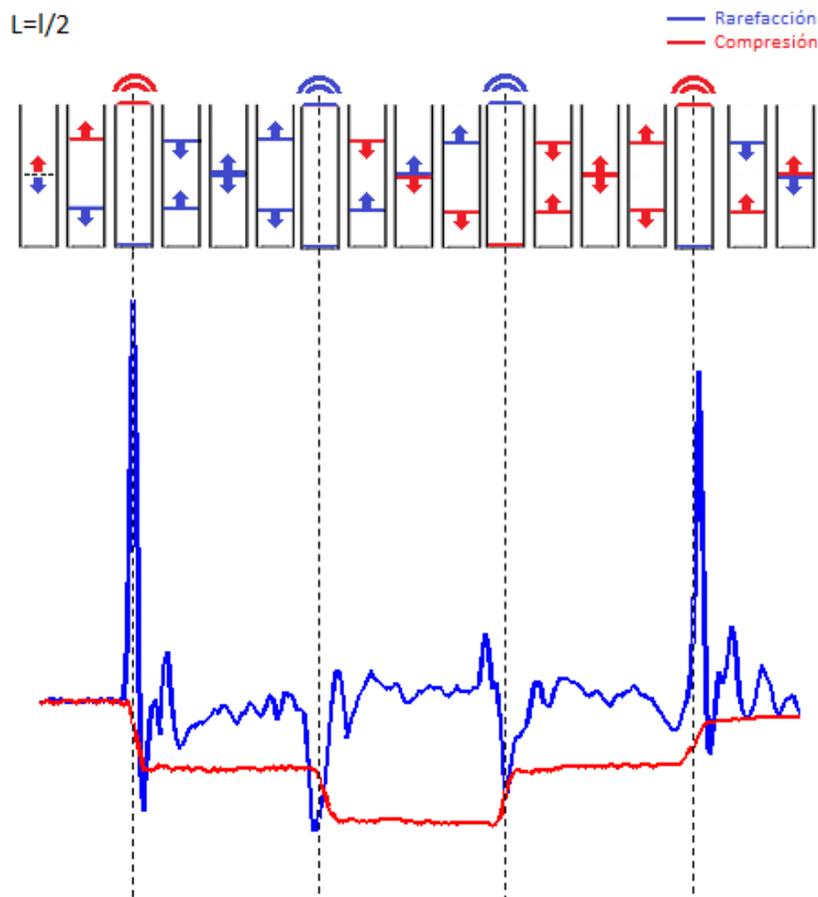


Figura 3.8: Esquema para entender las reflexiones dentro del tubo, propagación de los frentes de presión, en azul se destaca el frente de rarefacción y en rojo el frente de compresión.

La figura 3.8 se hace el análisis para el caso particular de $L = l/2$: la membrana se rompe al medio del tubo, el frente de presión se divide en dos: un frente de compresión

sión que avanza hacia el extremo abierto del tubo y un frente de dilatación hacia el fondo del tubo; cuando el frente de dilatación alcanza el fondo del tubo es registrado por el sensor de fuerza como la primera bajada en el voltaje y se refleja hacia el extremo abierto mientras que al mismo instante el frente de compresión alcanza el extremo abierto radiando fuera del tubo un frente de compresión y reflejándose hacia el fondo del tubo un frente de dilatación ¹. En este instante hay dos frentes de dilatación uno en dirección hacia el fondo del tubo y otro hacia el extremo abierto del tubo. Nuevamente cuando un frente alcanza el fondo del tubo es registrado por el sensor de fuerza como una bajada de voltaje (2 bajada en el voltaje) y se refleja hacia el extremo abierto, al unísono el otro frente de dilatación alcanza el extremo abierto del tubo radiando un frente de dilatación y reflejándose hacia adentro del tubo como un frente de compresión.

Ahora se tiene un frente de dilatación que se propaga hacia el extremo abierto del tubo y un frente de compresión que se propaga hacia el fondo del tubo. Al alcanzar el frente de compresión el fondo del tubo es registrado como una subida de voltaje por el sensor de fuerza y se reflejándose hacia el extremo abierto, mientras que el frente de dilatación alcanza al mismo tiempo el extremo abierto del tubo radiando un frente de dilatación y reflejándose hacia adentro del tubo como frente de compresión. Tenemos entonces dos frentes de compresión, uno con dirección de propagación el fondo del tubo y el otro que se dirige hacia el extremo abierto del tubo. Nuevamente cuando el frente de compresión llega al fondo del tubo, este es registrado por sensor de fuerza como una subida de voltaje y se refleja hacia el extremo abierto del tubo. En paralelo el otro frente de compresión ha llegado al extremo abierto del tubo radiando un frente de compresión y reflejándose como un frente de dilatación hacia adentro del

¹Se invierte el signo del frente debido a la condición de borde abierta

tubo debido a la condición de borde abierta.

Cuando ambos frentes se encuentran en la mitad del tubo se ha completado un periodo y se repite la condición de que un frente de compresión se propaga hacia el extremo abierto del tubo mientras que hay un frente de dilatación que se propaga hacia el fondo del tubo. Este ciclo continua hasta que las sucesivas reflexiones son amortiguadas completamente.

En la señal acústica se registra las radiaciones: el primer peak es de compresión (peak positivo), el segundo peak de depresión (peak negativo), el tercero de depresión, el cuarto de compresión, luego la señal se vuelve periodica y esta tendencia se repite hasta que la energía se disipa completamente.

Para las otras configuraciones se puede aplicar el mismo procedimiento para entender las distintas reflexiones en el tubo. Siendo un caso particular es la situación donde las membranas se rompen en $L = l$, el extremo abierto del tubo. En este caso cuando se rompe la membrana, hay un frente de dilatación que viaja hacia el fondo del tubo y uno de compresión que sale del tubo, pero este frente no se refleja hacia adentro del tubo. Esto se debe a que como la membrana esta en el extremo del tubo, el frente de compresión no se encuentra con la condición abierta del tubo, por lo cual no se invierte su signo, sino que se radia completamente. Entonces solamente hay un frente de presión propagandose en el tubo e invirtiendo su sentido en el extremo abierto. Cabe destacar que al someter la membrana a sobrepresiones esta se expande formando una superficie curva, que excede los limites del tubo.

Como restricción experimental, esta superficie no debe ser mayor a una semi esfera con centro dentro del tubo. Esto se debe cumplir por que de otra manera, si el centro de la semi esfera esta fuera del tubo, el frente de dilatación que se propaga hacia

adentro del tubo será un frente de ondas esféricas que al ingresar al tubo pasa a ser un frente de ondas planos, esto es una alteración no deseada para el frente de ondas de presión que se propaga dentro del tubo.

3.2.4. Evolución de Fundamental y Armónicos

Por medio de la transformada de Fourier[7] se puede determinar los armónicos de las señales acústicas y graficar como cambian en función de la sobrepresión inicial. Se toman los primeros 7 armónicos para ver su evolución.

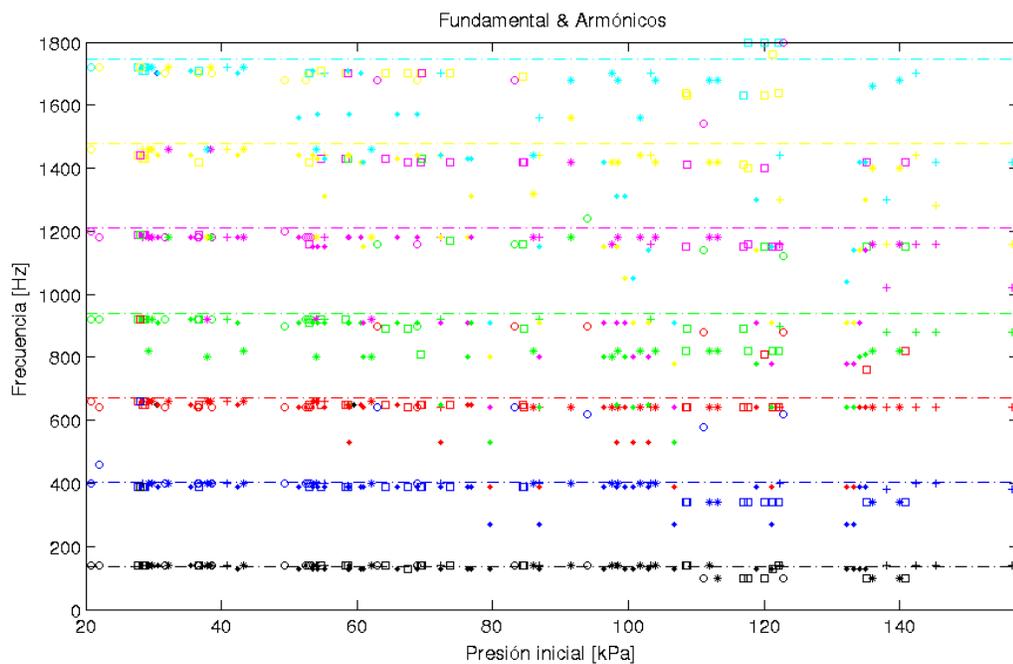


Figura 3.9: Evolución de Fundamental & Armónicos en función de la sobrepresión inicial.

En la figura 3.9 se muestran en colores los distintos armónicos, donde se destaca en negro la frecuencia fundamental. Las líneas punteadas corresponden a las 7 primeras frecuencias naturales dadas por la ecuación 1.23 y el color de estas líneas punteadas es concordante con el color adjudicado a cada uno de los 7 primeros armónicos de la señal acústica. Las diferentes formas en la gráfica corresponden a las diferentes configuraciones experimentales, se usan signos + para ruptura en $L = l$, \circ para $L = 3l/4$, \square para $L = l/2$, $*$ para $L = l/4$ y \bullet para $L = l/16$.

Para armónicos de orden 2 o superior hay mayor diferencia entre el valor obtenido experimentalmente y el valor teórico, gráficamente se ve al estar debajo de la línea punteada de frecuencia teórica. A medida que la presión aumenta no hay una variación importante de los armónicos. Sin embargo para presiones mayores a la atmosférica hay que destacar que la frecuencia del fundamental cambia su tendencia para tres de las cinco configuraciones de ruptura realizada. Basicamente esta figura indica que no hay un cambio radical en la frecuencia del sonido radiado desde el tubo, esta propiedad se mantiene independiente de que las señales acústicas varíen en su fachada a medida que la sobrepresión aumenta.

3.2.5. Presión inicial y Primera radiación

Para la señal de presión, la primera bajada de voltaje corresponde a la sobrepresión inicial a la que se somete la membrana y la segunda bajada de voltaje esta relacionada con la primera radiación hacia afuera del tubo. Denominando a esta segunda bajada de voltaje en la señal de presión como la primera Presión Radiada. Es interesante saber como se relaciona la sobrepresión inicial con respecto a la primera Presión

Radiada que a su vez esta relacionada con el primer peak de la señal acústica. Graficando la Presión Radiada, denominada como P_{int}^* , en función de la sobrepresión inicial para todas las configuraciones experimentales, se obtiene la siguiente figura:

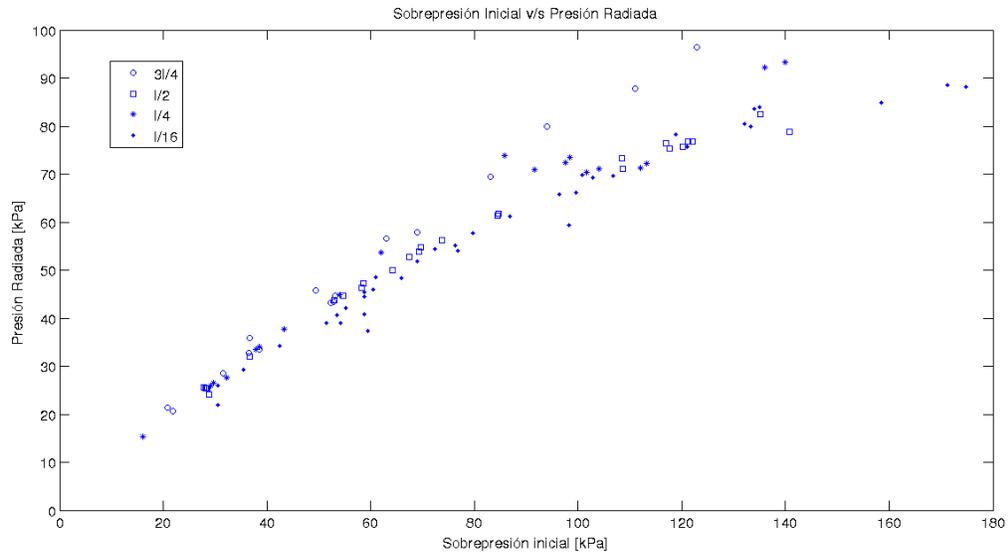


Figura 3.10: Presión Radiada P_{int}^* en función de la sobrepresión inicial.

La presión externa fuera del tubo es la presión atmosférica P_0 , cuando revienta la membrana y el frente de presión se divide en dos, un frente que viaja hacia el fondo del tubo y otro que viaja hacia el extremo abierto del tubo. Cuando un frente con presión mayor a la presión atmosférica llega a la condición de borde abierta, hay un cambio abrupto en como se refleja el frente hacia adentro del tubo cambiando la tendencia con la cual se comportaba. Parece ser imposible que reingrese al tubo sobrepresión mayor que la presión del medio externo P_0 donde se encuentra el sistema.

La figura 3.10 se muestra que existe cierta tendencia de los resultados. En la siguiente figura se destaca el hipótesis de una tendencia con un régimen parabólico

para la Presión Radiada P_{int}^* a medida que se aumenta la sobrepresión inicial ΔP .

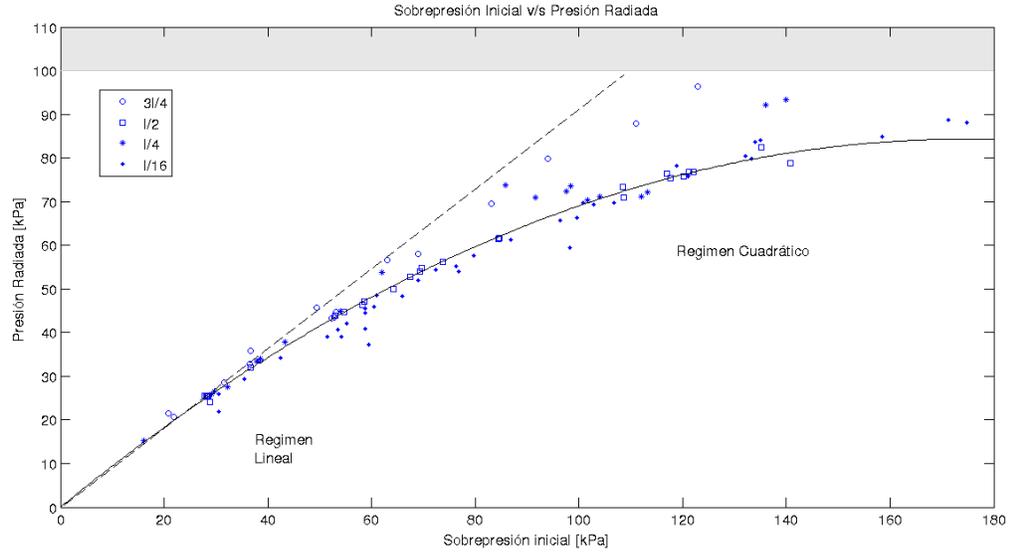


Figura 3.11: Régimen Parabólico para la evolución de la Presión Radiada P_{int}^* en función de la sobrepresión inicial, zona gris corresponde a la imposibilidad del sistema de reflejar hacia dentro del tubo una presión mayor que la presión atmosférica o externa P_0 . La línea punteada corresponde a una tendencia lineal cuando la Presión Radiada es igual a la sobrepresión inicial, $P_{int}^* = \Delta P$

En la figura 3.11 se destaca el hecho que para las sobrepresiones exploradas no se pudo superar el límite de la presión atmosférica (presión externa P_0) para el frente de presión que reingresa al tubo. Se propone un comportamiento cuadrático, una cierta forma parabólica que se ajusta a los datos, especialmente para el caso de $L = l/16$. Esto es un resultado que tiene igual comportamiento que el caso empírico obtenido recientemente para el caso de ondas de choque en un tubo.[10]

3.2.6. Evolución de la señal acústica a distintas sobrepresiones

Para conocer como cambia la señal acústica a medida que se aumenta la sobrepresión inicial a la que se somete la membrana, si existen diferencias entre las señales a menor presión y las de mayor presión. La idea es usar la herramienta de correlación cruzada[9] para saber como evolucionan o cambian las señales acústicas, dicha correlación se hace entre la señal acústica asociada a la menor sobrepresión inicial y todas las señales acústicas adquiridas. Se normaliza la correlación de tal manera que el máximo valor que esta puede tomar es 1 y el mínimo es -1 . Tomando el máximo de la correlación cruzada de cada comparación en todas las configuraciones de ruptura realizadas y gráficamente en función de la sobrepresión inicial se obtiene la siguiente figura.

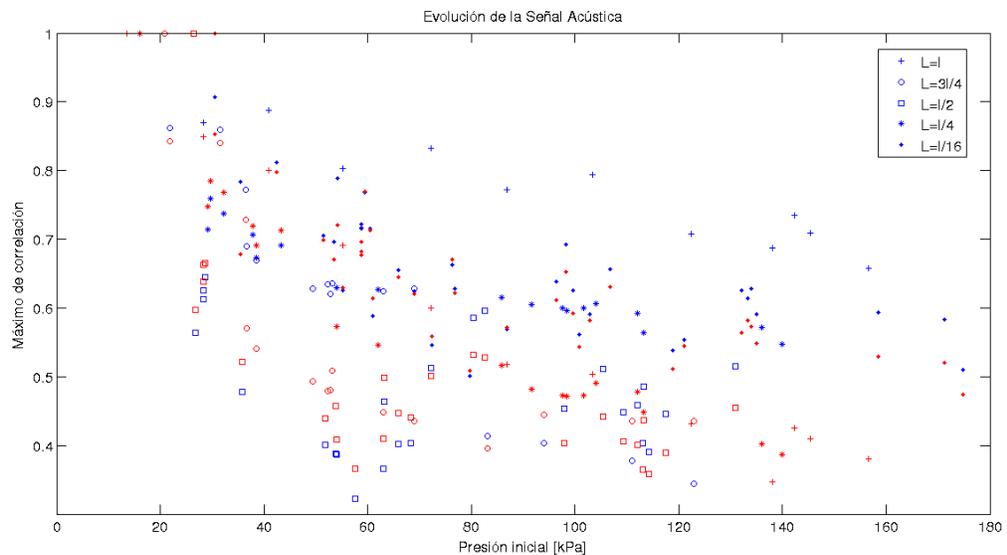


Figura 3.12: Evolución de la Señal Acústica.

En la figura 3.12 se usan dos colores para distinguir la correlación del primer período acústico y la señal completa. En rojo se destaca la correlación de toda la señal y en azul la correlación para el primer período de la señal acústica. La correlación para todas las configuraciones siempre parte de 1, esto se debe a que se correlaciona la señal acústica de menor presión consigo misma. Luego el máximo de correlación disminuye a medida que la presión aumenta. Eso tiene sentido dado que a mayor sobrepresión o energía liberada en la ruptura de membrana, la señal acústica presenta mayor amplitud en las rarefacciones y compresiones registradas. No hay una distinción clara de si el primer período o la señal completa presentan mayor correlación, como tampoco hay una tendencia clara en como disminuye la correlación a medida que aumenta la sobrepresión. Lo que se puede inferir de la gráfica es que la señal acústica es diferente o presenta cambios en cada ruptura de membrana y presenta una correlación menor, es decir que presenta mayores diferencias, a medida que la presión aumenta. Hay cambios en la fachada de la señal acústica, pero ¿Cambian las propiedades de frecuencia de la onda de sonido radiada?. En las siguientes secciones se intenta dar respuesta a ésta y otras preguntas.

3.2.7. Emisión Acústica

La otra herramienta que puede entregar información de los cambios que sufre la señal acústica es calcular el valor RMS [8] de la señal acústica.

Sí la función es continua se puede calcular:

$$V_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V(t)^2 dt} \quad (3.1)$$

Donde T es el período donde se integra la señal.

Ahora graficando los resultados obtenidos para todas las configuraciones experimentales de ruptura en función de la sobrepresión inicial, se obtiene la siguiente figura:

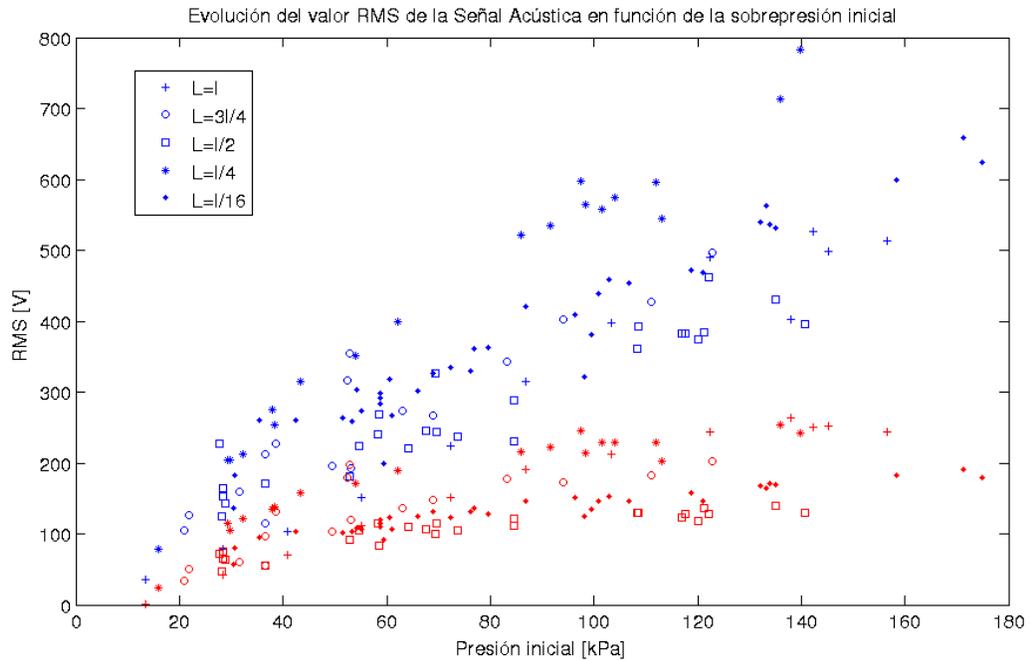


Figura 3.13: Evolución del valor RMS de la Señal Acústica a diferentes presiones, en azul RMS del primer período y en rojo RMS de toda la señal acústica.

En la figura 3.13 se usan dos colores, en azul los valores RMS del primer período acústico y en rojo los valores RMS de toda la señal acústica.

Los valores RMS aumentan a medida que la sobrepresión interna aumenta, para el primer período tienen un aumento mayor que para la señal completa. Esto implica que el primer período tiene gran cantidad de la energía radiada. Esta es una observación simple, que se puede hacer directamente al mirar la facha de la señal acústica, durante el primer período se libera la mayor cantidad de energía y la energía promedio de

toda la señal es claramente menor.

Lo interesante es ver como evoluciona el valor RMS del primer peak acústico, dado que es este peak quien posee la información asociada a la ruptura de la membrana. La siguiente gráfica muestra como varía el valor RMS del primer peak acústico en función de la sobrepresión inicial ΔP para el caso representativo de la ruptura de membrana en $L = l/2$.

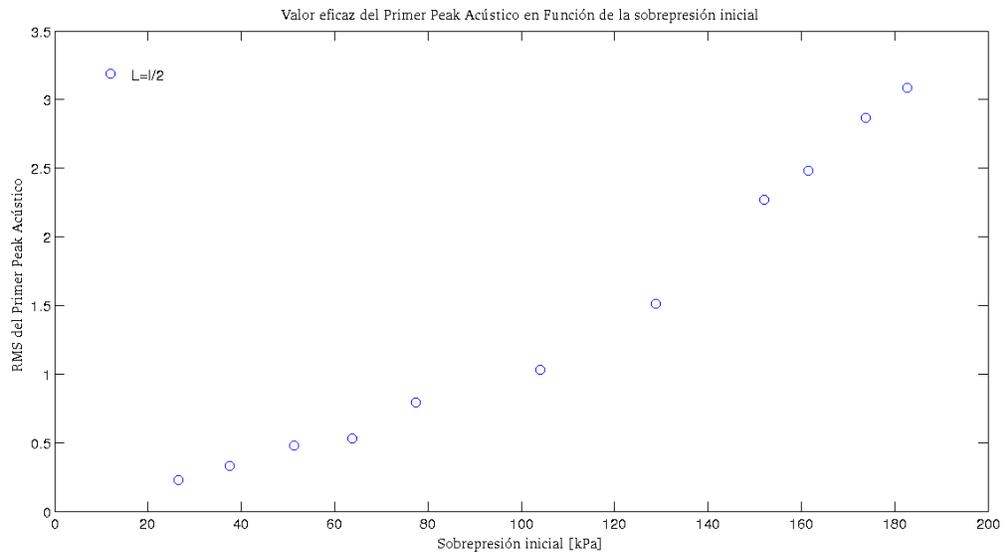


Figura 3.14: Evolución del valor RMS del Primer Peak Acústico a diferentes sobrepresiones en la configuración $L = l/2$.

En la figura 3.14 hay un claro cambio en la tendencia cuando se supera la sobrepresión inicial $\Delta P > 100[kPa]$, tal como ocurre con la señal de presión destacada en las figuras 3.10 y 3.11. Parece haber un crecimiento lineal para sobrepresiones menores a la atmosférica $\Delta P \ll P_0$, y otra tendencia lineal para presiones mayores a los $100[kPa]$, es decir $\Delta P \geq P_0$. Por lo tanto se puede afirmar que existe un cambio

significativo en la tendencia del comportamiento acústico al superar la sobrepresión inicial ΔP a la presión exterior P_0 . Cuando se supera la presión atmosférica hay mayor energía acústica liberada en la primera radiación, esto podría ser correlacionado a que la presión que se radia hacia adentro del tubo también presenta un cambio al superar la presión atmosférica, pero es un cambio inverso, disminuye su tendencia (ver figura 3.10). Como la energía debe siempre conservarse, para sobrepresiones ΔP mayores a la P_0 hay una mayor radiación acústica hacia afuera del tubo y una disminución de la presión reflejada hacia adentro del tubo. De tal manera es que se puede entender el equilibrio de la energía en el sistema cuando $\Delta P \geq P_0$.

Evolución de presión a distintas sobrepresiones

Ahora bien las señales de presión merecen ser estudiadas en detalle, tal como se hizo para las señales acústicas se intenta responder la siguiente pregunta: ¿Qué sucede con la señal de presión al ir aumentando la sobrepresión inicial?

Es necesario estudiar la evolución de la señal de presión con respecto a la sobrepresión inicial, es decir, como cambia esta señal al ir aumentando la sobrepresión inicial ΔP . Pero antes de tratar de responder la pregunta, la siguiente figura muestra señales de presión típicas a diferentes sobrepresiones iniciales para la configuración experimental de ruptura en $L = l/2$.

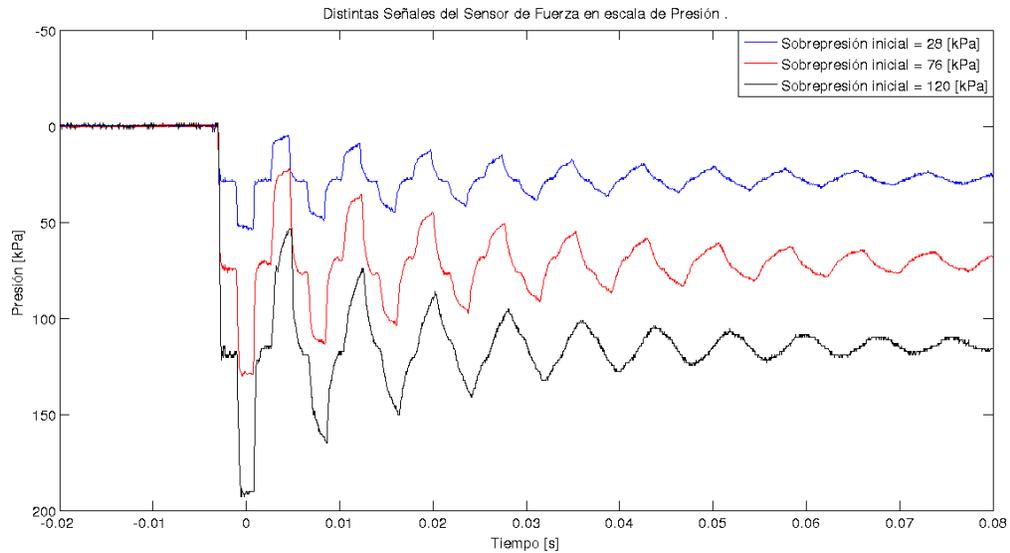


Figura 3.15: Distintas señales de presión

En la figura 3.15 en colores se distinguen tres señales de presión a distinta sobrepresión inicial, en azul una señal con sobrepresión inicial 28 [kPa], en rojo una señal con sobrepresión inicial 63 [kPa] y en negro una señal con sobrepresión inicial 113 [kPa]. Una simple observación parece mostrar que a medida que aumenta el tiempo el frente de presión va perdiendo su forma cuadrada en las sucesivas bajadas y subidas de voltaje, por lo tanto el frente de presión se va suavizando a medida que se disipa energía.

Entonces para saber como evoluciona el frente de presión al interior del tubo, tal como se procedió con la señal acústica, se usa la herramienta de correlación cruzada para hacer análisis del cambio en señal de presión. De la señal de menor presión se correlaciona tanto el primer período como la señal completa, con todas las señales adquiridas de todas las configuraciones experimentales de ruptura de

membrana realizadas. Tomando el máximo de la correlación, se gráfica en función de la sobrepresión inicial ΔP con lo que se obtiene la siguiente figura:

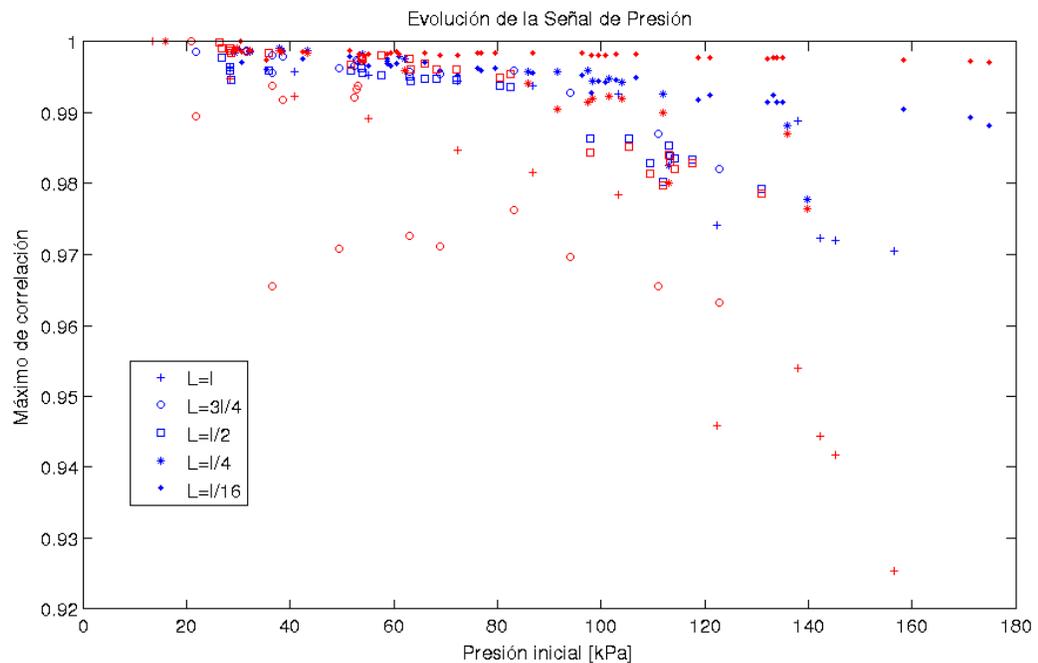


Figura 3.16: Evolución de correlación entre las distintas señal de presión.

En la figura 3.16 en azul son los resultados para la correlación del primer período de la señal de presión y en rojo para la correlación de la señal completa. La correlación tanto del primer período como de la señal completa, es muy alta. Si bien a medida que la sobrepresión inicial aumenta la correlación disminuye, el valor de la correlación se mantiene sobre el 0,92 para todas las configuraciones. Este hecho indica que no hay grandes cambios en la señal de presión, no hay una variación de importancia en el frente de presión cuando se aumenta la sobrepresión inicial ΔP .

Relación entre la sobrepresión inicial y la presión radiada

Otra de las preguntas posibles es ¿Cuál es la relación entre la presión al interior del tubo y la presión radiada fuera del tubo adquirida como señal acústica?. Una de las opciones es la que predice la ecuación 1.22, la cual muestra que la presión radiada es proporcional a la segunda derivada de la presión al interior del tubo. La siguiente gráfica muestra una señal acústica junto a la primera derivada y segunda derivada de la señal de presión al interior del tubo.

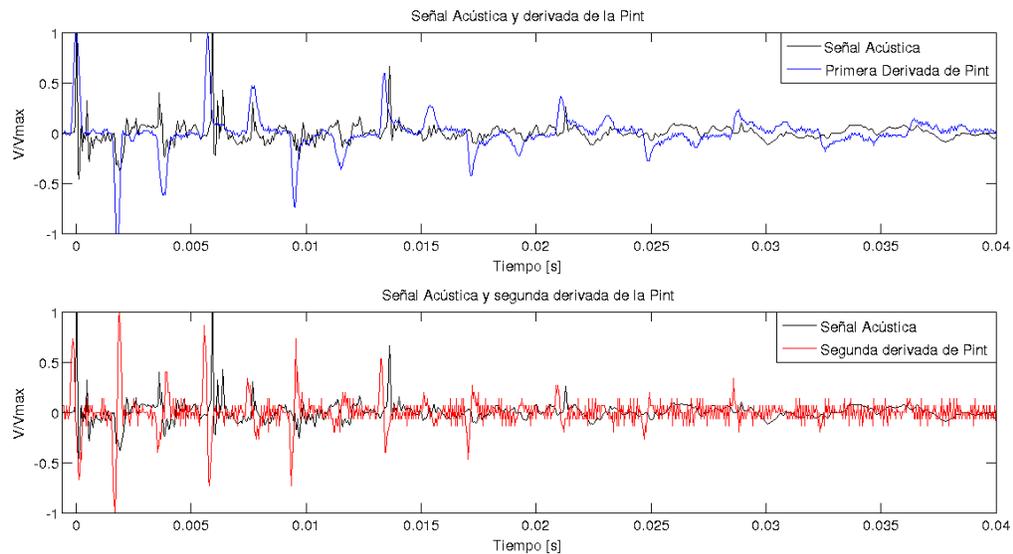


Figura 3.17: Señal acústica y las derivadas de la presión. Arriba: Señal Acústica destacada en negro junto a la Derivada de la Presión dentro del tubo destacada en color azul. Abajo: Señal Acústica en negro junto a la Segunda Derivada de la Presión dentro del tubo destacada en rojo.

En la figura, se muestra arriba la gráfica de la primera derivada de la presión al interior² en color azul junto a la señal acústica en color negro, ambas normalizadas

²A partir de la segunda bajada de voltaje y puesta en fase con la señal acústica

para poder ser comparadas. La gráfica de abajo corresponde a la segunda derivada de la presión al interior³ en color rojo junto a la señal acústica en color negro, de igual manera ambas están normalizadas para poder ser comparadas. Estas señales son para una configuración experimental de ruptura en $L = l/2$ para una sobrepresión inicial de $67,5[kPa]$.

Ambas derivadas de la señal de presión, hacen un buen seguimiento de las rarefacciones y compresiones del sonido adquiridos en señal acústica. La segunda derivada de la señal de presión esta posee más ruido que la primera de derivada, pero a primera vista no hay ninguna pista o cambio radical en la facha de las señales para sospechar cual derivada de la presión al interior del tubo se relaciona mejor con la presión radiada hacia afuera del tubo o presión adquirida como presión acústica. Por lo que es necesario usar una herramienta de decisión, esta herramienta puede ser la correlación cruzada, con ella se puede esclarecer cual derivada de la presión interior se ajusta mejor al comportamiento de la presión acústica radiada.

La siguiente gráfica es el resultado de tomar el máximo de la correlación normalizada entre la señal acústica y las derivadas de la presión en función de la sobrepresión inicial para todas las configuraciones experimentales de ruptura de membrana.

³A partir de la segunda bajada de voltaje y puesta en fase con la señal acústica

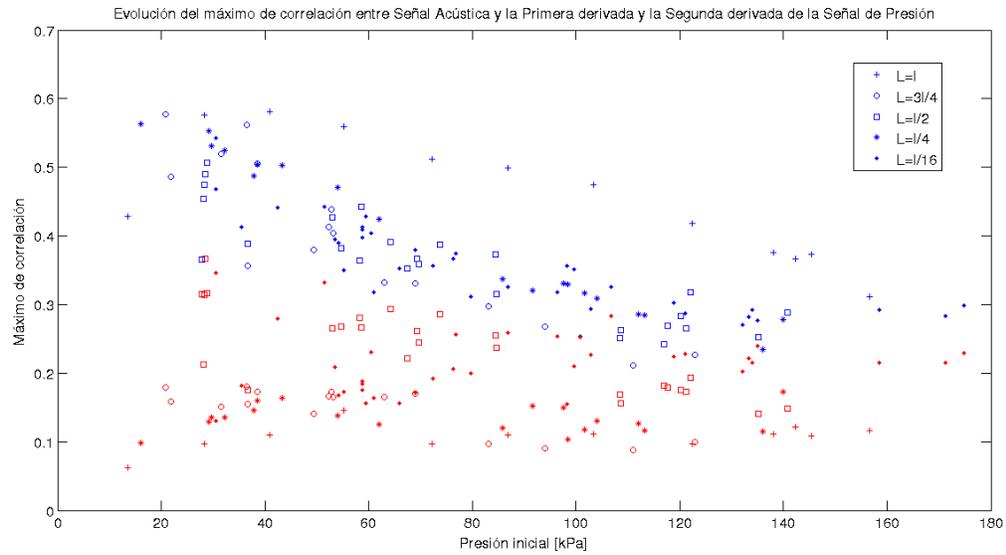


Figura 3.18: Correlación entre la señal acústica y las derivadas de la presión. Los máximos de correlación entre la señal acústica y la primera derivada de la presión interior se destacan en azul, mientras que en rojo se destacan los máximos de correlación entre la señal acústica y la segunda derivada de la presión interior.

En la figura 3.18, para las correlaciones de la primera derivada se tiene un máximo de correlación cercano al 0,6 a la mínima sobrepresión inicial y luego desciende a medida que aumenta la sobrepresión ΔP hasta alcanzar a la presión externa ($\simeq 100[kPa]$). Luego de esta presión atmosférica la tendencia cambia y la correlación cae hasta un valor constante cercano a los 0,3. Mientras que para el máximo de correlación de la segunda derivada sigue una tendencia lineal decreciente, pero de menor pendiente casi constante, pero siempre por debajo de la correlación dada para la Primera derivada. Claramente la primera derivada de la presión al interior del tubo tiene mayor correlación con la señal acústica, si bien la correlación es baja, este hecho muestra que la primera derivada de la presión al interior del tubo

se puede asociar a la presión radiada. Por lo cual $P_{ext} \sim \dot{P}_{int}$.

Lo cual contradice la ecuación (1.22), que postula que $P_{ext} \sim \ddot{P}_{int}$.

Para la formula dada por la ecuación (1.19): $\Delta P_{ext} = \frac{\dot{q}(t-r/c)}{4\pi r}$.

El flujo saliente q del tubo debe ir como la presión P_{int} dentro del tubo y si se considera una superficie constante de área $S = \pi * (\phi/2)^2$, en vez de una esfera como es el caso en que se deriva la ecuación (1.22). Por lo que se obtiene que $q = \rho v(t)\pi(\phi/2)^2$, donde $v(t) = P_{int}/\rho c$. Se tiene que $\dot{q} = \pi(\phi/2)^2 * \dot{P}_{int}/c$.

$$\Delta P_{ext}(t) = \left(\frac{(\phi)^2}{16 * c * r}\right) * \dot{P}_{int} \quad (3.2)$$

Es decir que se obtiene una ecuación donde $P_{ext} \sim \dot{P}_{int}$.

3.3. Tiempo de Ruptura

En esta sección se estudian los resultados obtenidos para la grabación de la ruptura de una membrana de latex en el extremo del tubo. El tiempo de ruptura de la membrana determina las frecuencias naturales del tubo que se alcanzan a excitar, i.e. un tiempo de ruptura de 1 [ms] excita los modos normales hasta una frecuencia de los 1000 [Hz]. En el video adquirido se analiza “cuadro”⁴ por “cuadro”, de tal manera de determinar cuantos tiempo es el le toma a la membrana romperse.

⁴fotograma de la película, frame

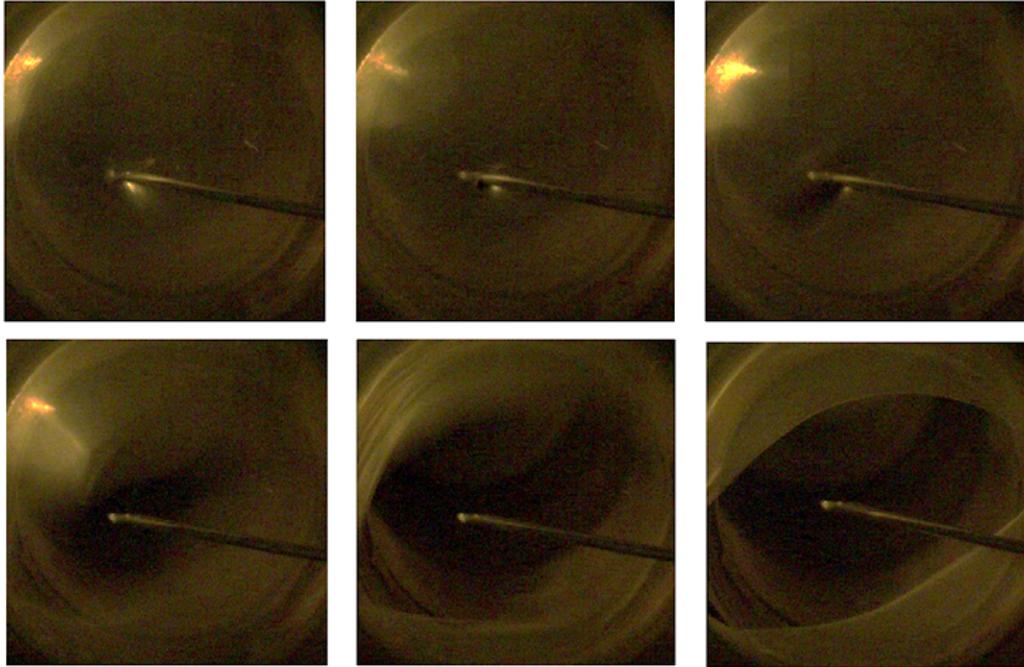


Figura 3.19: Sucesión de cuadros donde se muestra la ruptura de la membrana.

En la figura 3.19, se muestra distintos cuadros, donde la ruptura de la membrana se inicia hasta cuando a finalizado, donde el video se adquiere a 11019 cuadros por segundo. La resolución es de 304×304 píxeles, esta resolución es mucho menor que la que permite la cámara, esto se hace para aumentar la velocidad de adquisición de ésta.

Para determinar el tiempo de ruptura(t_r) se puede estimar que t_r como el número de cuadros dividido en el número de frames con el cual se adquiere el video. De los diferentes videos realizados se obtiene un tiempo de ruptura de membrana $t_r \simeq 0,5[ms]$. Para cambiar el tiempo de ruptura se puede variar el espesor de la membrana de latex, dentro de las membranas de latex comercialmente disponible, se

utilizó una de espesor $1[mm]$. Por la geometría del tubo, diámetro de $25,4 [mm]$, una membrana más gruesa al ser estirada no permite sujetarse de las paredes del tubo. Por lo que para variar el tiempo de ruptura de la membrana se hace uso de grasa de vacío, aumentando así el tiempo de ruptura de las membranas. La idea es aumentar el tiempo de ruptura de la membrana para excitar menos frecuencias naturales del tubo, de tal manera de poder replicar señales de burbujas gigantes eclosionando, tal como en los respiraderos del Stromboli[11].

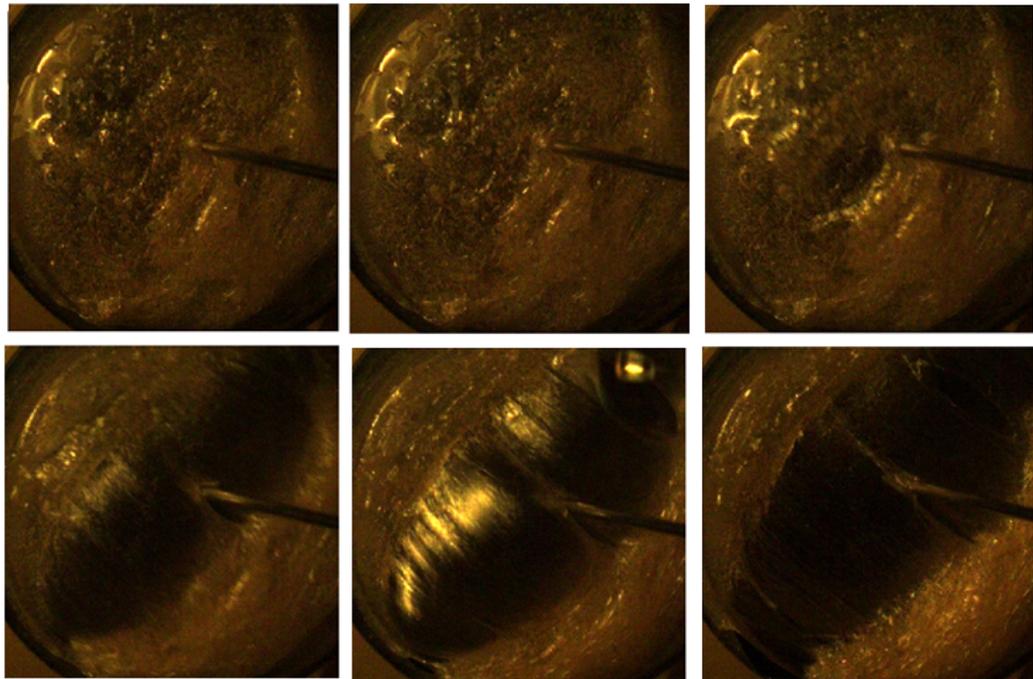


Figura 3.20: Ruptura de membrana con una capa de grasa.

En la figura 3.20 se observa distintos cuadros donde la membrana se empieza a romper hasta cuando ya ha terminado su ruptura. Para esta configuración experimental se tiene que aumenta el tiempo de ruptura de la membrana, $t_r \simeq 2[ms]$.

Una observación simple de las figuras 3.19 y 3.20 sugiere que ambas se rompen con igual forma, forma de un ojo de “gato”, este hecho se debe a la forma del perfil de aguja con la que se induce la ruptura de la membrana. Una aguja sin perfil modificaría esta forma preferencial de ruptura, cambiándola por una ruptura final con forma circular. Ahora bien, eso sería el caso ideal, en la realidad donde cualquier asimetría que presente la membrana va a influenciar en la propagación de la ruptura.

Pero el simple hecho de modificar la membrana sugiere que se puede modificar el tiempo de ruptura de la membrana. ¿Cómo cambia el tiempo de ruptura para la variación de espesor de la membrana?. Pero más importante aún ¿Qué es lo que determina el tiempo de ruptura de la membrana?.

En futuros estudios del tiempo de ruptura, se debe considerar buscar respuesta a estas interrogantes, donde también se tiene que tener presente la influencia de la tensión de la membrana y la velocidad de ruptura de la membrana.

Capítulo 4

Conclusión

Con la idea de entender la física asociada a la ruptura de burbujas gigantes en volcanes, se construyó un montaje para replicar bajo condiciones controladas la ruptura de burbujas en un conducto magmático. Si bien el fenómeno donde las burbujas gigantes revientan es mucho más complicado que la situación estudiada, hay importantes piezas de información que se pueden rescatar de los experimentos y dan pie para el entendimiento futuro del problema.

- ❖ Estos simples experimentos proporcionan una mirada al mecanismo físico involucrado en la eclosión de burbujas dentro de geometría conocida y sobrepresión controlada.
- ❖ La geometría de la cavidad o tubo, determina la frecuencia de resonancia presente en la Señal Acústica. A medida que aumenta la sobrepresión inicial no hay un cambio en la frecuencia de resonancia.
- ❖ El contenido espectral de la Señal Acústica da información directa de la geometría de la cavidad.

- Hay un cambio en el régimen de comportamiento de las Señales Acústicas y de Presión cuando la sobrepresión inicial es superior a la presión del medio donde ocurre la ruptura. Este cambio está correlacionado por la liberación o radiación de energía al medio cuando rompe la membrana.
- La presión radiada fuera del tubo se relaciona con la primera derivada de Presión al interior del tubo, $P_{ext} \sim \dot{P}_{int}$.

Si bien para entender las propiedades reológicas de la lava a partir de las señales acústicas hay que seguir profundizando en la complejidad del sistema, considerando por ejemplo efectos de viscosidad, este estudio puede ayudar a un mejor entendimiento de las señales acústicas adquiridas en terreno por los vulcanólogos.

Por delante de este trabajo quedan por definir varias interrogantes, como por ejemplo, ¿Cuál es el factor de proporcionalidad entre la presión externa P_{ext} y la derivada de la presión al interior del tubo \dot{P}_{int} , este factor es realmente $\phi^2/16 * c * r$?

El estudio sobre el tiempo de ruptura de las membranas da pie para generar un experimento donde se encuentre la relación funcional primeramente entre el espesor de la membrana y el tiempo de ruptura, además determinar como varía la velocidad de ruptura de la membrana al cambiar el espesor de la membrana. Una experiencia que permita determinar como afecta la tensión de la membrana al tiempo de ruptura.

Otro punto importante que se puede tratar de entender, son la relación entre las señales acústicas y las vibraciones sísmicas asociadas para la ruptura de membrana. La señal sísmica es la otra herramienta que puede ser útil para comprender el proceso físico en estudio.

Apéndice A

Fondo Teórico

A.1. La perfecta cavidad resonante

Si denota $P(r, t)$ como el campo de presión asociado a una onda acústica, por lo que la ecuación que gobierna la onda acústica es:

$$\nabla^2 P - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.1})$$

Esta expresión no incluye la presión constante P_a de la atmósfera. Donde c es la velocidad del sonido en el aire.

La velocidad de la partícula v , asociada con el campo de presión $P(r, t)$, obedece la relación:

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\nabla^2 P \quad (\text{A.2})$$

Considerando la cavidad cilíndrica¹, llena con aire a una presión de $P_a + \delta P$. Se está apuntando a la descripción de la evolución del campo de presión dentro de la cavidad resultante de una cavidad con un extremo abierto ($x = 0$). Se limita el estudio para

¹de largo $L(x \in [-L, 0])$, diámetro ϕ

ondas planas $P(r, t) = P(x, t)$, que pueden propagarse en la cavidad y se ignoran terminos de orden superior, no planos, modos que pueden existir en la cavidad pero no son relevantes para el propósito.

Denotando $\widehat{P}(x, s)$ como la transformada de Laplace de $P(x, t)$, definida por Laplace:

$$\widehat{P}(x, s) = \int_0^{\infty} P(x, t)e^{st} dt \quad (\text{A.3})$$

Remplazando en (A.1), se obtiene:

$$\nabla \widehat{P}(x, s) - \frac{s^2}{c^2} \widehat{P}(x, s) = -\frac{s}{c^2} P(x, 0) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial P(x, 0)}{\partial t} \quad (\text{A.4})$$

Tomando en cuenta la condición inicial $P(x, 0) = \delta P$, la solución general de la ecuación (A.4) satisface:

$$\widehat{P}(x, s) = A_+ e^{sx/t} + A_- e^{-sx/t} + \frac{\delta P}{s} \quad (\text{A.5})$$

Donde las constantes A_+ y A_- son funciones de s , estan dadas por las condiciones de borde a ambos extremos de la cavidad.

Asumiendo que la reflexión de la onda de sonido en el extremo cerrada ($x = -L$) ocurre sin perdidas, la velocidad de la partícula a lo largo del eje x, $v_x(-L, t) = 0, \forall t$.

De la transformada de Laplace de la ecuación (A.2),

$$s\widehat{v}_x(x, s) - v_x(x, 0) = -\frac{1}{\rho} \nabla \widehat{P}(x, s) \quad (\text{A.6})$$

Y de la condición inicial $v_x(x, 0) = 0 (\forall x \in [-L, 0])$, se obtiene $\nabla \widehat{P}(-L, s) = 0 (\forall s)$ como consecuencia $A_+ = A_-$, así:

$$\widehat{P}(x, s) = A_s \cosh\left[\frac{s(x+L)}{c}\right] + \frac{\delta P}{s} \quad (\text{A.7})$$

Donde la amplitud A , quien es función de s es dada por la condición de borde al extremo abierto.

En primera aproximación, una vez abierta la cavidad, la sobrepresión en $x = 0$ instantáneamente desaparece de modo que $P(0, t) = \delta P(t < 0)$ y $P(0, t) = 0(t > 0)$ (Así se considera la impedancia de salida al extremo abierto es cero). Como consecuencia la transformada de Laplace de la presión al extremo abierto $\hat{P}(0, s) = 0$ y, a partir de (A.7)

$$\hat{P}(x, s) = \frac{\delta P}{s} \left\{ \frac{\cosh[sL/c] - \cosh[s(L+x)/c]}{\cosh[sL/c]} \right\} \quad (\text{A.8})$$

La solución para el campo de presión es obtenida por el cálculo de la transformada inversa de Laplace de $\hat{P}(x, s)$. Las frecuencias resonantes están asociadas con los polos, $s_n = j(2n + 1)\frac{\pi c}{2L}$ (n número entero que varia desde $-\infty$ a ∞), quienes cancelan el denominador $\cosh[sL/c]$ en la ecuación (A.8).

Así la cavidad perfecta (reflexión sin ninguna pérdida al extremo cerrado y cero impedancia de salida) exhibe una serie de frecuencias resonantes $w_n = (2n + 1)\frac{\pi c}{2L}$ quienes están asociadas con la longitud de onda $\lambda_n \frac{c}{v_n} = \frac{4L}{2n+1}$.

Una vez que el resonador ha sido excitado debido a la abertura de la cavidad en un extremo, uno podría esperar escuchar las frecuencias de resonancia w_n fuera de la cavidad. Sin embargo, como w_n corresponden a los modos resonantes perfectos, por definición la amplitud de esos modos no decrece con el tiempo y, concordantemente, ondas acústicas no pueden existir fuera de la cavidad. Esta conclusión que contradice las observaciones experimentales, es consecuencia de las específicas condiciones de borde al extremo abierto elegidas, la presión en el plano de salida es cero para $t > 0$ (impedancia de salida cero). Como se discute en el apéndice B, esta suposición no se satisface experimentalmente y los modos resonantes pueden escapar de la cavidad. En la siguiente sección se discute una condición de borde más realista y su efecto en los modos dentro de la cavidad.

A.2. Efectos de la radiación en el extremo abierto.

Asumiendo que la impedancia de salida acústica Z_r es finita², y que hay existencia de una onda acústica dentro y fuera de la cavidad. Escribiendo la continuidad de la presión y el campo de velocidad en el plano de salida ($x = 0$), se obtiene:

$$\widehat{P}(x, s) = \frac{\delta P}{s} \left\{ 1 - \frac{\cosh[s(L+x)/c]}{\cosh[sL/c] + \frac{Z_r(s)}{\rho c} \sinh[sL/c]} \right\} \quad (\text{A.9})$$

Ecuación que se reduce a (A.8) en el límite $Z_r(s) \rightarrow 0$.

A.2.1. Frecuencias resonantes

Los modos resonantes son obtenidos nuevamente determinado los polos de $\widehat{P}(x, s)$. Usando la expresión (B.7) de la impedancia acústica Z_r , determinamos en el caso de la apertura con borde, se obtienen los polos s_n quienes satisfacen:

$$\frac{1}{\tanh[s_n L/c]} = -\frac{Z_r(s_n)}{\rho c} = -\frac{4\phi}{3\pi c} s_n + \frac{\phi^2}{8c^2} s_n^2 \quad (\text{A.10})$$

Despreciando terminos de segundo orden en la ecuación (A.10), se obtiene las correspondientes longitudes de onda:

$$\lambda_n = \frac{4}{2n+1} \left[L + \frac{4\phi}{3\pi} \right] \quad (\text{A.11})$$

Donde n es un número entero que varía desde 1 a ∞ .

Así a primer orden en ϕ/L , la radiación al extremo abierto encabeza un ligero aumento en la longitud de onda λ_n , y concordantemente, una ligera disminución en la frecuencia

²ver Apéndice B

$w_n = 2\pi c/\lambda_n$. En el caso de la apertura con borde[13], el largo efectivo resonante es $L' = L + \frac{4\phi^3}{3\pi}$. En el mismo camino, para una apertura sin borde se obtiene que el largo efectivo resonante es $L' = L + 0,3\phi$.⁴

A.2.2. Amortiguación de los modos resonantes

Tomando en cuenta los terminos de segundo orden en la ecuación (A.10) y definiendo τ_n^z por $s_n \equiv jw_n - 1/\tau_n^z$, se obtiene:

$$\tau_n^z = \frac{8cL}{\phi^2 w_n^2} = 4\pi \frac{c^2}{\phi^2} \frac{2n+1}{w_n^3} \quad (\text{A.12})$$

Se puede notar que τ_n^z depende independientemente del largo L de la cavidad y de los armónicos n considerados.

La radiación conduce la amortiguación de los armónicos n , que poseen frecuencia w_n con un tiempo característico τ_n^z , quien escala como w_n^3 . La ecuación (A.12) se mantiene verdadera para una apertura con borde. En el caso de una apertura sin borde[14], el tiempo característico asociado con la radiación es esperado a ser dos veces más largo, $2\tau_n^z$. (La parte real de la impedancia de salida es el doble de pequeña, ver ecuación (B.8))

A.2.3. Campo de presión

A partir de el cálculo de la transformada inversa de Laplace de $\widehat{P}(x, s)$ dada en la ecuación (A.9), se puede escribir una solución aproximada del campo de presión

³ver ecuación B.7

⁴ver ecuación B.8

dentro de la cavidad.

$$P(x, t) = \frac{4\delta P}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos\left[\frac{w_n}{c}(L+x)\right] \cos(w_n t) \exp^{-\frac{t}{\tau_n}} \quad (\text{A.13})$$

Ecuación en que sean despreciado terminos con amplitudes más pequeñas que o del orden de $(\phi/L)^2\delta P$. Notece que, desde la ecuación (A.13) se obtiene $P(x, 0) = \delta P$ en $[-L, 0]$.

La ecuación (A.13) describe el campo de presión interior en el caso de una apertura instantanea de la cavidad. En efecto, la condición inicial de la presión constante dentro de la cavidad para $t < 0$ (la impedancia de salida es infinita para $t < 0$) y se asume que la impedancia de salida es Z_r para $t > 0$. Así la impedancia decae de infinito a Z_r en un tiempo infinitamente corto.

Apéndice B

Radiación en el extremo abierto.

Considerando una onda plana que se propaga dentro de una cavidad hacia un extremo abierto. Cuando cruza el plano de salida $x = 0$, la onda de sonido puede invadir todo el semi espacio $x > 0$. Así la onda planar es difractada al extremo abierto. Este fenómeno ha sido ampliamente estudiado[15], a continuación se describen los principales resultados, obtenidos en la aproximación de un pistón, que son relevantes para este estudio.

Asumiendo que el campo de presión depende del tiempo como $e^{j\omega t}$, se puede descomponer, al extremo abierto, la onda plana en un infinito número de fuentes infinitesimales de la forma

$$P(r) = j\omega\rho \frac{\bar{v}_x}{2\pi} \frac{e^{-jk|r-r'|}}{|r-r'|} dS \quad (\text{B.1})$$

Donde v_x es la componente axial de el campo de velocidad asociado con la onda plana dentro de la cavidad, r' la posición del elemento de la fuente en el plano de apertura y dS un elemneto infinitesimal de superficie alrededor de la fuente. La integración de la ecuación (B.1) sobre la superficie completa de la apertura determina el campo de presión fuera de la cavidad.

B.0.4. Regiones de campo cercano-campo lejano.

Se Considera primero un punto localizado sobre el eje x. Se obtiene por integración la amplitud de presión

$$|\bar{P}||_{y=0,z=0} = 2\bar{v}_x \left| \sin \left\{ \frac{1}{2} kx \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\phi}{2x} \right)^2} - 1 \right] \right\} \right| \quad (\text{B.2})$$

Así, a lo largo del eje x, la amplitud de la onda de presión oscila cuando el extremo abierto se aborda desde grandes valores de x. Moviendose hacia la cavidad, se encuentra el primer mínimo local en la amplitud de presión en el punto x_0 quien satisface

$$\frac{4x_0}{\phi} = \frac{\phi}{\lambda} - \frac{\lambda}{\phi} \quad (\text{B.3})$$

La distancia x_0 es una conveniente demarcación entre la región de campo cercano, en que el comportamiento del campo de presión es complicado, y la región de campo lejano, en que la amplitud de presión decrece monotonamente a lo largo de el eje x. Hay que notar que $x_0 < 0$ para $\lambda > \phi$, significa que, en este caso no hay región de campo cercana. En la condición experimental estudiada, el largo L es siempre mucho mayor que el diámetro ϕ . Como consecuencia no hay región de campo cercana, en principio para el fundamental y varios de los armónicos que tienen suficiente baja frecuencia.

B.0.5. Estructura espacial de la onda radiada.

Considerando ahora un punto muy lejano de la apertura ($|r| \gg \phi$). Se obtiene por integración, a primer orden en ϕ/r ,

$$|\bar{P}||_{r \gg \phi} = j \frac{\rho c}{8} \bar{v}_x \frac{\phi}{r} k \phi e^{-jkt} H(\theta) \quad (\text{B.4})$$

Donde $r = |\mathbf{r}|$ y $H(\theta)$ denota la dependencia de la amplitud de la presión del ángulo θ ($\cos(\theta) = \mathbf{x} \cdot \mathbf{r}$) dada por:

$$H(\theta) = 2 * \frac{J_1\left(\frac{k\phi}{2} \sin(\theta)\right)}{\frac{k\phi}{2} \sin(\theta)} \quad (\text{B.5})$$

Donde J_1 denota las funciones de Bessel de primer tipo[12]. Así, incluso en la región muy lejana, el campo de presión depende fuertemente del ángulo θ . Sin embargo, en este estudio la condición experimental $\lambda \gg \phi$ hace que las mediciones no dependan de la posición angular del micrófono.

B.0.6. Impedancia de salida.

Se puede hacer uso de la aproximación de pistón para evaluar la impedancia acústica en $x = 0$ de una onda acústica fuera de la cavidad. Haciendo entonces, se puede calcular el campo de presión en el plano de apertura por integración de la ecuación (B.1). Una segunda integración hace posible estimar en el caso de una pipa con borde, como hizo Rayleigh[16], un valor promedio $\langle P \rangle$, en el plano de apertura, de la \bar{P} asociada con la onda acústica

$$\langle P \rangle = 2j\rho c\bar{v}_x \int_0^\infty \frac{[J_1 \xi k \frac{\phi}{2}]^2}{\xi \sqrt{\xi^2 - 1}} d\xi \quad (\text{B.6})$$

En el límite $\lambda \gg \phi$, se obtiene la impedancia acústica asociada con la radiación al extremo abierto en el caso de una pipa con borde.

$$\frac{\bar{Z}_r}{\rho c} = \frac{\langle P \rangle}{\rho c\bar{v}_x} \simeq \frac{1}{8}(k\phi)^2 + \frac{4}{3\pi}jk\phi \quad (\text{B.7})$$

Similares cálculos hechos por Levine y Schwinger[17] para el caso de un pipa sin borde conduce a una similar, pero numericamente diferente, expresión

$$\frac{\bar{Z}_r}{\rho c} = \frac{\langle P \rangle}{\rho c \bar{v}_x} \simeq \frac{1}{16}(k\phi)^2 + 0,3jk\phi \quad (\text{B.8})$$

Debido a la radiación, la impedancia acústica al extremo abierto es distinta de cero.

B.0.7. Coeficiente de transmisión.

Desde la continuidad de la presión y el campo de presión en el plano abierto, se puede estimar el coeficiente de transmisión de energía al extremo abierto, por lo que se obtiene en el caso de una partura con borde

$$T = \frac{1}{2} \frac{k^2 \phi^2}{[1 + \frac{1}{8}k^2 \phi^2]^2 + [\frac{4}{3\pi}k\phi]^2} \quad (\text{B.9})$$

En el límite $k\phi \ll 1$, el coeficiente de transmisión se reduce a $T \simeq 1/2k^2\phi^2$. Se nota que T es una función creciente de la frecuencia siempre que $\lambda > \phi$.

Bibliografía

- [1] M. ICHIHARA, T. YANAGISAWA, Y. YAMAGISHI, H. ICHIKAWA, K. KURITA, *Japan Earth and Planetary Science Joint Meeting*, Abstract, (CD-ROM), A111-P004 (2005)
- [2] M. RIPEPE, P. POGGI, T. BRAUN, E. GORDEEV, *Geophys. Res.Lett.* *23*, 181 (1996)
- [3] <http://www.sernageomin.cl/volcanes.php>
- [4] L.D. LANDAU Y M. LIFSHITZ, *Mecánica de Fluidos, Capítulo 7: Sonido* , segunda edición, 1987
- [5] L.D. LANDAU Y M. LIFSHITZ, *Mecánica de Fluidos, Capítulo 1: Fluidos Ideales* , segunda edición, 1987
- [6] JAMES LIGHTHILL, *Waves in Fluids, Capítulo 1: Sound waves* , segunda edición, 1978
- [7] GEORGE ARFKEN, *Mathematical Methods for Physicists, Capítulo 15: Integral Transforms*, primera edición, 1981

-
- [8] KENNEY, J. F. AND KEEPING, E. S., *Mathematics of statistics, Capítulo 4: Root Mean Square* , tercera edición, 1962
- [9] <http://www.mathworks.com/help/signal/ref/xcorr.html>
- [10] KLEINSCHMIT N.N., *A shock tube technique for blast wave simulation and studies of flow structure interactions in shock tube blast experiments, Master thesis*, University of Nebraska, 2011.
- [11] VERGNIOLE, S., AND G. BRANDEIS, *Origin of the sound generated by Strombolian explosions, Geophys. Res. Lett., 21(18), 1959 â 1962.(1994)*
- [12] G.B. ARKEN, H.J. WEBER, *Mathematical method for physicists*, Cuarta edición, 1995(Academic Press)
- [13] A. PIERCE, *Acustics - An introduction to its physical principles and applications*, (ASA, New-York, 1989)
- [14] L.E. KINSLER, A.R. FREY, A.B. COPPENS, J.V. SANDERS, *Fundamentals of acoustics*, Tercera edición, (J.Wiley Sons, Inc.,New-York, 1982)
- [15] J. KEMP, *Theoretical and experimental study of wave propagation in brass musical instruments*, Ph.D. thesis, (University of Edinburgh 2002)
- [16] LORD RAYLEIGH, *in Theory of sound* , (Macmillan, 1940)
- [17] H. LEVINE, J. SCHWINGER, *Phys. Rev. 73, 383, (1948)*