



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA – SISTEMAS ELECTRÓNICOS

**ESTUDIO DE LA CAVITACIÓN HIDRODINÁMICA LUMINISCENTE MEDIANTE
LA CORRELACIÓN DE TÉCNICAS ÓPTICAS ACÚSTICAS**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN INGENIERÍA

PRESENTA:
M. I. SAMUEL CRUZ VANEGAS

TUTORES PRINCIPALES
DRA. MARGARITA NAVARRETE MONTESINOS, INSTITUTO DE INGENIERÍA
DR. JORGE LUIS NAUDE DE LA LLAVE, FACULTAD DE INGENIERÍA
COMITÉ TUTOR
DR. MAYO VILLAGRÁN MUNIZ, CCADET
DRA. ELSI VIOLETA MEJÍA URIARTE, CCADET

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX. MARZO 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dra. Mejía Uriarte Elsi Violeta
Secretario: Dr. Pérez Alcázar Pablo Roberto
Vocal: Dra. Navarrete Montesinos Margarita
1^{er}. Suplente: Dr. Villagrán Muniz Mayo
2^{d o}. Suplente: Dr. Naude De La Llave Jorge Luis

Lugar o lugares donde se realizó la tesis: Instituto de Ingeniería UNAM

TUTOR DE TESIS:

Dra. Margarita Navarrete Montesinos

FIRMA

Investigación realizada gracias al Programa UNAM-DGAPA- PAPIIT
proyectos:

IN106515 "Estudios de los fenómenos físicos y químicos en la emisión de frentes de choque"

IN112515 "Estudio de la dinámica de microcápsulas bajo la acción de campos acústicos"

IN105117 "Erosión por cavitación óptica, ultrasónica e hidrodinámica".

Instituto de Ingeniería UNAM, II-UNAM-1135
por su infraestructura

Agradezco a CONACYT
por la beca otorgada

AGRADECIMIENTOS

Le agradezco a Dios por acompañarme y guiarme a lo largo de mi vida por ser mi fortaleza en momentos de debilidad, por brindarme una vida llena de aprendizaje, experiencias y más que nada felicidad.

Agradezco a mis padres, grandes ejemplos de vida, por apoyarme en todo momento, por los valores, disciplina y templanza con que me formaron, los cuales me han ayudado a salir adelante en los momentos más difíciles.

A mis primos y hermanos que han estado junto a mí desde siempre, brindándome su apoyo y consejo, muchas veces poniéndose en el papel de mis padres.

De igual forma agradezco a mis directores de tesis por brindarme su tiempo, apoyo, confianza y conocimientos.

A todos los miembros de mi comité de tutores por su tiempo, comentarios y sugerencias para concluir esta tesis y etapa de vida.

Por último, estas frases van para mis amigos de generación, del instituto de ingeniería y de mi vida diaria: Olivia, Javier, Francisco, Henry y Anabel. Amigos míos, el sacrificio es grande y siempre vale la pena, el valor está en continuar a pesar de todo hasta el final. Un amigo hoy es un amigo siempre, un Quijote y un Sancho Panza.

ÍNDICE

	Páginas
Índice de figuras	ii
Índice de tablas	iv
Índice de símbolos	v
Resumen	vi
INTRODUCCIÓN	
1.1 Estado del arte	1
1.2 Objetivo general y particulares	5
1.3 Hipótesis	6
PRINCIPIOS BÁSICOS DE FLUJOS MULTIFÁSICOS	
2.1 Introducción	7
2.2 Ecuaciones de conservación	8
2.3 Parámetros concentrados	10
2.4 Características principales de una línea de transmisión	13
2.5 Parámetros distribuidos de un flujo multifásico	14
PARÁMETROS CONCENTRADOS Y DISTRIBUIDOS DE UN TUBO VENTURI CAVITANTE	
3.1 Parámetros concentrados	16
3.2 Parámetros distribuidos	26
ARREGLO EXPERIMENTAL	
4.1 Diseño experimental	31
4.2 Arreglo experimental	32
4.3 Metodología experimental	32
4.4 Montajes experimentales	33
4.5 Corridas experimentales	36
ANÁLISIS DE DATOS Y SEÑALES	
5.1 Caracterización de los materiales del circuito hidráulico y el tubo Venturi.	41
5.2 Caracterización del circuito hidráulico con el tubo Venturi.	44
5.3 Contenido espectral del tubo Venturi cavitante como una función de la potencia suministrada a la bomba hidráulica.	46
ANÁLISIS DE RESULTADOS	
6.1 Resultados teóricos	51
6.2 Comparación teórico-experimental	52
CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	56
REFERENCIAS	57
A.- Breve revisión histórica de la cavitación	63
B.- Métodos y técnicas empleadas en el estudio de la cavitación	67
A.- Programas.	72
B.- Planos del tubo Venturi.	79
C.- Transductores Olympus	80

Índice de Figuras

	Páginas
Fig. 1 Diagrama de un fase dispersa que transita por una tubería.	7
Fig. 2 Esquema del tubo Venturi utilizado.	16
Fig. 3 Variación de α_t al cambiar la distribución de tamaños de burbujas. Se considera un intervalo de radios $[0 \text{ a } 10^{-2}]$ y una desviación de tamaños $\beta=0, \beta=1, \beta=3, \beta=4$.	18
Fig. 4 Comportamiento resistivo, para un flujo con burbujas homogéneas (línea continua) y una distribución de tamaños (línea de trazos), en la entrada y el final de la zona de constricción en función de la caída de presión, el volumen medio de la población y la fracción vacía. Donde dos diferentes tamaños de distribución $\beta = 0$ y $\beta = 1.5$ son considerados. Los símbolos sólidos son el valor máximo para las condiciones respectivas.	23
Fig. 5 Comportamiento capacitivo, para un flujo con burbujas homogéneas (línea continua) y una distribución de tamaños (línea de trazos), en la entrada y el final de la zona de constricción en función de la caída de presión, el volumen medio de la población y la fracción vacía. Donde dos diferentes tamaños de distribución $\beta = 0$ y $\beta = 1.5$ son considerados. Los símbolos sólidos son el valor máximo para las condiciones respectivas.	23
Fig. 6 Comportamiento en frecuencia, para un flujo con burbujas homogéneas (línea continua) y una distribución de tamaños (línea de trazos), en función de la caída de presión, el volumen medio de la población y la fracción vacía. Donde dos diferentes tamaños de distribución $\beta = 0$ y $\beta = 1.5$ son considerados. Los símbolos sólidos son los valores mínimos de la función.	24
Fig. 7 De acuerdo a la gráfica (a) y (b), la máxima resistencia se encuentra en la garganta del Venturi y disminuye hasta cero en sus extremos. En (b) la capacitancia muestra comportamiento parabólico. Los valores negativos indican la zona de acumulación de energía y el cruce por cero donde es devuelta. En (c) se muestra que la inductancia de salida es mayor a la de entrada. Este cambio en la impedancia propicia que en la etapa de divergencia la población de burbujas devuelva la energía acumulada.	25
Fig. 8 Cambios de frecuencia en función de la longitud de Venturi para diferentes valores de α .	26
Fig. 9 Frecuencia de una onda de presión que se propaga en el flujo bifásico al variar el número de Mach y la velocidad del sonido en el medio, $D(x)=16.5\text{mm}$. Donde se observa como la frecuencia disminuye al cambiar de flujo subsónico, a sónico y finalmente aumenta su valor en la condición supersónica. Esto nos sugiere que en condiciones sónicas no se transmite ninguna onda de presión en el flujo.	28
Fig. 10 Cambio en la frecuencia de una onda de presión que se propaga en un flujo bifásico como una función de la fracción volumétrica de vapor α y el número de Mach.	29
Fig. 11 Cambios en frecuencia como función de α y la longitud del Venturi.	30
Fig. 12 Representación esquemática del circuito hidráulico con el arreglo experimental a usar	31
Fig. 13 Diagrama de bloques del arreglo experimental implementado para la técnica de transmisión de pulsos acústicos.	34
Fig. 14 Montaje experimental de los transductores de emisión y recepción en el tubo Venturi de acrílico.	34
Fig. 15 Representación en diagrama de bloques y montaje del arreglo experimental utilizado en la caracterización del circuito hidráulico con el tubo Venturi.	35
Fig. 16 Montaje de la cámara Phantom y las lámparas en sistema hidráulico para observar la dinámica de la cavitación en el tubo Venturi.	36
Fig. 17 Atenuación de una señal acústica como una función del espesor del PMMA y líquido. La ecuación usada para la aproximación es $Y = A_1 e^{-x/t_1} + A_2 e^{-x/t_2} + Y_0$ donde $A_1 = 8.47, A_2 = 8.47, t_1 = 9.27, t_2 = 9.2, Y_0 = 0.01$	41

Fig. 18	Respuestas acústicas en el PMMA usado para manufactura del tubo Venturi, el PVC y PVC de alta densidad de la tubería y coplees del circuito hidráulico, respectivamente.	42
Fig. 19	Tiempo de arribo de la señal acústica en función de la geometría del tubo Venturi.	43
Fig. 20	Análisis en tiempo y frecuencia de la respuesta acústica del tubo Venturi montado en el circuito hidráulico para un caso con y sin 1,2 propanodiol.	44
Fig. 21	Caída de presión y temperatura del 1,2 propanodiol como una función del porcentaje de trabajo de la bomba hidráulica.	45
Fig. 22	Respuesta acústica a un golpe proporcionado por un sensor de fuerza en caída libre, en el dominio del tiempo y la frecuencia, obtenidas en condición de flujo subsónico (22 %), sónico (38 %) y supersónico (53 % y 56 %).	47
Fig. 23	Espectros en frecuencia de las emisiones adquiridas en la garganta del tubo Venturi con una potencia de la bomba hidráulica de 22% a 43 %.	48
Fig. 24	Espectros en frecuencia de las emisiones adquiridas en la garganta del tubo Venturi con una potencia de la bomba hidráulica de 44% a 56 %.	49
Fig. 25	Comparación entre los cambios de frecuencia teóricos (líneas) y experimentales (puntos), para α de 0.001 a 0.15.	52
Fig. 26	Cambios en la Frecuencia y caída de presión por el aumento del porcentaje de potencia de bombeo.	53
Fig. 27	Comportamiento dinámico del flujo estrangulado al 56% de la potencia de bombeo en la zona divergente.	54
Fig. 28	Contenido espectral de las señales adquiridas en la garganta del tubo Venturi como una función del porcentaje de trabajo de la bomba hidráulica.	55

Índice de Tablas

	Páginas
Tabla 1 Analogía entre sistemas eléctricos e hidrodinámicos.	11
Tabla 2 Área transversal del tubo Venturi	17
Tabla 3 Propiedades físicas del 1,2 propanodiol.	22
Tabla 4 Programación del PR5000.	35
Tabla 5 Caracterización de la técnica de transmisión de pulsos y velocidad del sonido en los materiales del tubo Venturi y circuito hidráulico.	36
Tabla 6 Caracterización de la atenuación de la señal debida al espesor del PMMA y el líquido.	37
Tabla 7 Caracterización del tiempo de arribo del sonido como función de la geometría Venturi.	37
Tabla 8 Señales adquiridas para determinar la respuesta espectral del sistema hidráulico sin líquido y con líquido estático.	37
Tabla 9 Corridas experimentales en el sistema hidráulico con diferente temperaturas del 1,2 propanodiol.	38
Tabla 10 Adquisiciones de temperatura como una función del porcentaje de trabajo de la bomba hidráulica.	39
Tabla 11 Corridas experimentales para adquirir las señales acústicas generadas por la cavitación en la garganta del tubo Venturi.	40
Tabla 12 Adquisición de video de alta velocidad a diferentes porcentajes de la potencia suministrada a la Bomba.	40
Tabla 13 Cálculos para determinar la velocidad del sonido en el PMMA, PVC y PVC de alta densidad.	43
Tabla 14 Comparativa teórica entre modelo de frecuencia con el planteado en esta tesis.	51
Tabla 15 Modelos matemáticos para el estudio de la dinámica radial de una microburbuja	65
Tabla 16 Descripción de algunos arreglos experimentales implementados para la detección, monitoreo y control de sistemas de cavitación por métodos acústicos. Tomando como principales referencias el régimen de cavitación a controlar, la cuantificación, los elementos del bloque de proceso, los elementos del bloque de retroalimentación y los principales resultados.	69
Tabla 17 Descripción de algunos arreglos experimentales implementados para la detección, monitoreo y control de sistemas de cavitación por métodos ópticos. Tomando como principales referencias el régimen de cavitación a controlar, la cuantificación, los elementos del bloque de proceso, los elementos del bloque de retroalimentación y algunos resultados.	70

Índice de Símbolos

V	Volumen de la población de burbujas.	ρ_L	Densidad del líquido.
ε	Media de la población de burbujas.	ρ_{G0}	Densidad de gas inicial.
β	Desviación estándar de la población.	ρ_{Vs}	Densidad de vapor de saturación.
N	Distribución poblacional de burbujas.	Re	Número de Reynolds.
α_T	Fracción volumétrica de gas más vapor.	μ	Viscosidad.
α_G	Fracción volumétrica de gas.	z	Coefficiente de fricción.
α_V	Fracción volumétrica de vapor.	D	Diámetro del tubo.
α_L	Fracción volumétrica de líquido.	C	Parámetro capacitivo.
\overline{M}	Media de la población de burbujas.	a_L	Velocidad del sonido en el líquido.
M_e	Mediana de la distribución de población.	a_G	Velocidad del sonido en el gas.
n	Número de burbujas.	a_V	Velocidad del sonido en el vapor.
V_B	Volumen de la población homogénea de burbujas.	V_L	Volumen de la fracción de líquido.
R	Parámetro resistivo.	V_G	Volumen de la fracción de gas.
R_L	Resistencia debido al líquido.	V_V	Volumen de la fracción de vapor.
R_T	Resistencia debido al gas más vapor.	m_G	Masa de gas.
ΔP	Caída de presión.	m_V	Masa de vapor.
P	Presión local.	λ	Índice politrópico.
P_0	Presión inicial.	x	Coordenada axial.
P_s	Presión de saturación.	t	Tiempo.
Q	Flujo volumétrico.	\dot{m}	Flujo másico.
u	Velocidad de flujo.	τ	Tensión de esfuerzos.
$A(x)$	Área transversal del tubo Venturi.	ℓ	Parámetro inductivo.
C_D	Coefficiente de descarga	U	Velocidad de ganancia de energía total.
ϑ	Relación de diámetros entrada al tubo / garganta	E	Energía contenida en el parámetro capacitivo
ρ	Densidad de flujo.	ω	Frecuencia angular.
ρ_G	Densidad del gas.	ε	Factores geométricos.
ρ_V	Densidad del vapor.	M	Número de Mach
V_0	Velocidad de fase de una onda de Presión	μ	Viscosidad
α_N	Fracción volumétrica de fase	u_N	Velocidad de fase
μ_N	Viscosidad de fase	\vec{u}	Campo de velocidad de flujo
F	Fuerzas de campo y superficie	$\mathcal{P}(x)$	Perímetro transversal del tubo
g_i	Gravedad	ρ_N	Densidad de fase
G	Transconductancia	$i(x, t)$	Intensidad de carga
$V(x, t)$	Tensión	R_0	Radio de una burbuja.
A_0	Área de la nube		
ω_B	Frecuencia natural de una burbuja		

Resumen

En ingeniería, la presencia de la cavitación y su dinámica se determina mediante el monitoreo de las propiedades termodinámicas, físicas y químicas del flujo, así como de los parámetros acústicos. La cuantificación de estos parámetros es función de la fracción de gas y vapor disuelta en el líquido, así como de la energía suministrada al sistema. Actualmente, se implementan dispositivos de gran tamaño y complejidad para medir la concentración de gas y de vapor disuelta en los líquidos, tal es el caso de las técnicas radiográficas y eléctricas, que son costosas y de alto riesgo. Una alternativa viable es el uso de técnicas pasivas que se centran en la medición de emisiones acústicas, lumínicas o de vibraciones producidas durante la cavitación, junto con modelos teóricos para estimar la fracción de vapor/gas. Un ejemplo es el monitoreo de la caída de presión, velocidad de flujo y potencia suministrada, unificado al uso de modelos en parámetros distribuidos y concentrados para establecer fronteras de operación en los sistemas cavitantes. Así bien, en esta tesis se realiza el estudio de la cavitación hidrodinámica hasta la condición luminiscente, en un tubo Venturi, usando analogías entre los sistemas eléctricos e hidrodinámicos bajo la teoría clásica de discretización electrónica (como son los parámetros distribuidos y concentrados), para establecer límites de operación aplicables a este dispositivo y otros en donde se genera la cavitación. Estos límites dependen de la interacción entre la energía del flujo y las fronteras del dispositivo. Así, partiendo de las ecuaciones constitutivas de la mecánica de fluidos, ecuaciones termodinámicas de la velocidad del sonido en el medio, ecuaciones de estado de líquidos y gases ideales y las analogías entre sistemas eléctricos e hidráulicos, se determinan los elementos resistivo, capacitivo e inductivo en parámetros concentrados y distribuidos. De manera que, los parámetros concentrados representan a la cavitación como un oscilador cuya frecuencia es una función de las características de la población de burbujas, la caída de presión y la geometría Venturi. A su vez, los parámetros distribuidos modelan cada sección del Venturi como un sistema resonante capaz de amortiguar o generar ondas de presión. Se encuentra que mientras la fracción volumétrica determina el umbral de frecuencias que se propagan por el flujo, el número de Mach determina la condición de amortiguamiento o emisión de ondas de presión. Para corroborar los modelos teóricos se realizan experimentos en un circuito hidráulico con un tubo Venturi que nos permite variar el caudal. Se monitorean las emisiones acústicas mediante transductores piezoeléctricos, así como los cambios en presión, temperatura y la dinámica de la cavitación mediante video de alta velocidad. A través del análisis teórico y experimental se observa que la frecuencia (debida al flujo y los factores geométricos del tubo Venturi) es el parámetro principalmente afectado por los cambios en la fracción de gas/vapor. Así, de este estudio se determina que la transición de un flujo principalmente líquido a bifásico se caracteriza por una disminución en la frecuencia. Por el contrario, teóricamente la transición de un flujo bifásico a principalmente gaseoso, por un incremento en frecuencia. Este comportamiento se corrobora únicamente para el primer caso, donde se observa que los resultados experimentales se encuentran entre los umbrales teóricos.

Abstract

In engineering, the cavitation presence and its dynamic is determined by monitoring of the thermodynamics, physical and chemical properties of the flow, as well as the acoustic parameters. The quantification of these parameters is a function of the gas/vapor fraction dissolves in the liquid, as well as the energy supplied to system. Currently, large and complex devices are implemented to measure the gas/vapor concentrations, like electrical and radiographic techniques, which are expensive and high risk. A viable alternative is the use of passive techniques focused on the measurement of vibrations and acoustic, luminous emissions generated during cavitation, together with theoretical models to estimate the gas/vapor fraction. An example is the monitoring of the pressure drop, flow rate and power supplied, along with the use of lumped and distributed parameters models to establish working boundaries of the cavitating systems. Then, in this thesis the hydrodynamic cavitation study is realized until the luminescence condition, in a Venturi tube, using analogies between electrical and hydrodynamic systems, under the classical theory of electrical discretization (lumped and distributive parameters), to establish operating limits for this device and others where the cavitation is generated. These limits depend of the interaction between the flow energy and the boundaries of the device. Thus, beginning from the constitutive equations of the fluid mechanics, thermodynamic equations of the speed of sound into the middle, liquid and gas state equations and the electrical and hydrodynamic analogies of the systems, the resistive, capacitive and inductive parameters are determined. Therefore, the lumped parameters represent the cavitation like an oscillator, whose frequency is a function of the bubble population characteristics, pressure drop and the Venturi geometry. Furthermore, the distributive parameters model each section of the Venturi like a resonant system, which cushions or emits pressure waves. It is found that the void fraction determines the threshold of frequencies that travel in the flow and the Mach number determines the cushion or emission condition of pressure waves. To corroborate these theoretical models an experimental study, with a hydraulic circuit that has a Venturi tube and that allows to vary the flow, is realized. Acoustic emissions are monitored using piezoelectric transducers, as well as the changes in pressure, temperature and the cavitation dynamics with high-speed video. Through the theoretical and experimental analysis it is observed that the frequency (due to the flow and the geometry factors of the Venturi) is the main parameter affected by the changes in the gas/vapor fraction. Thus, from this study is determined that the transition from a liquid to biphasic flow it is characterized by a decrease in frequency. On the contrary, theoretically the transition from a biphasic to mainly gaseous flow by an increase in frequency. This behavior was only corroborated to first case, where it is observed that the experimental results are between theoretical behaviors.

Capítulo 1

Introducción

1.1 Estado del arte sobre el estudio teórico y experimental de la cavitación en parámetros concentrados.

En la naturaleza, el fenómeno de cavitación en los líquidos es un proceso activado térmicamente o por tensión. Los últimos experimentos realizados para estudiar este fenómeno, indican que el agua es capaz de sostener tensiones tan bajas como -140 [MPa] antes de romperse. Este fenómeno fue formulado por [Besant W. H. \(1859\)](#) de la siguiente forma: una masa infinita de fluido homogéneo e incompresible sobre el cual no actúa ninguna fuerza se encuentra en reposo y repentinamente una porción esférica del fluido se aniquila (genera una cavidad); se requiere encontrar en cualquier punto de la masa la alteración instantánea de la presión (cambio de presión) y el tiempo en que la cavidad se llena, considere que la presión a una distancia infinita permanece constante. Para dar solución a este problema, [Rayleigh L. \(1917\)](#) realiza un estudio teórico sobre el colapso de una cavidad hueca inmersa en un líquido infinito, demostrando que la evolución radial de una burbuja en régimen no lineal está caracterizada por una etapa de compresión rápida. Con este modelo se establece la teoría clásica de la dinámica de burbujas. En las siguientes décadas se va refinando por [Plesset M. S. \(1949\)](#), [Noltingk B. E. \(1950\)](#) y [Poritsky H. \(1952\)](#) para incluir la viscosidad, tensión superficial y una onda acústica incidente. Pronto otros modelos surgieron para fluidos compresibles ([Gilmore R. F., 1952](#)) o con un tensor de esfuerzos ([Vladislav A. B., 1999](#)). Como resultado de estos modelos teóricos y diversos experimentos, actualmente sabemos que en la etapa de colapso la interface de las burbujas alcanza velocidades de compresión superior a la del sonido en el medio. En consecuencia, los gases contenidos dentro de la burbuja alcanzan temperaturas y presiones críticas, generando así emisiones de luz ([Frenzel H., 1934](#)) y ondas de choque. Estas emisiones fueron corroboradas y relacionadas con la erosión por [Yosioka A. y Omura A. \(1962\)](#), así como [Wu C.C. \(1993\)](#) y son un indicativo de que existe transferencia de energía de nivel macroscópico a molecular y atómico.

Así bien, cualquier líquido está en estado metaestable con respecto a su vapor; si lo calentamos por arriba de su temperatura de ebullición T_b , o lo tensamos por debajo de su presión de vapor P_{sat} , regresa al equilibrio por nucleación de burbujas de vapor (cavitación). La presencia de estas burbujas induce oscilaciones en el flujo y vibraciones en las superficies debido a los cambios volumétricos que sufren. Igualmente, las burbujas tienen la capacidad de dispersar, atenuar y absorber ondas de presión. De acuerdo a [Van W. \(1972\)](#), una burbuja tiene la capacidad de modificar las ondas de presión mediante el fenómeno de dispersión. Si el tamaño de la burbuja es menor a la longitud de onda, la dispersión se presenta débilmente. Sin embargo, un conjunto de burbujas es capaz de dispersar significativamente la onda debido a su dinámica radial. [Plesset M. S y Prosperetty A. \(1977\)](#) relacionan matemáticamente la frecuencia de oscilación de las burbujas y su geometría inicial a partir de la ecuación de Rayleigh. Modelos posteriores como el de [Longuet-Higgins M. S. \(1989\)](#) considera una ecuación de los modos asimétricos de la burbuja, a partir de funciones potenciales de velocidad y la ley de los gases ideales, demostrando que la asimetría de las burbujas afecta el contenido espectral de la onda de presión incidente por la emisión en un armónico de segundo orden. Diez años después, [Hilgenfeldt S. \(1998\)](#) desarrolla el mapa de estabilidad

dinámica para conocer las condiciones de presión y radio inicial para emitir pulsos de luz y ondas de choque. A partir de los modelos anteriores es que proponen otros de tipo analítico y numérico, que consideran tanto parámetros físicos como químicos, para estudiar el fenómeno denominado “cavitación hidrodinámica”. Este es de interés académico e industrial por sus efectos dañinos en dispositivos hidráulicos como turbinas, bombas, inyectores, toberas, válvulas, por mencionar solo algunos. Modelos como los de [Brennen C. E. \(1995\)](#), [Gonçalves J. A. S. \(2001\)](#), [Gastona M. J. \(2001\)](#), [Kyuichi Y. \(2010\)](#) y [Gnanaskandan A. \(2015\)](#) emulan la cavitación de múltiples burbujas con mecánica clásica no lineal para estudiar efectos macroscópicos como estructuras de burbujas, caídas de presión por la atomización del líquido y las velocidades de las fases, evolución radial de una población de burbujas, ruido acústico y la transferencia de energía entre fases respectivamente. De acuerdo a sus resultados, en términos generales, los efectos macroscópicos son función de la energía contenida en las burbujas. [Putterman S. J. \(2000\)](#) y [Tinguely M. \(2012\)](#) estudian la equipartición de energía de una burbuja aplicando modelos de estados de energía y concluyen que durante el colapso de las burbujas, en las moléculas de gas y vapor se enfocan energías tan altas como 2.4 eV activando así diversos mecanismos que disipan la energía mediante luz, ondas de choque y disociación molecular. [Cuiling G. \(1998\)](#) es el primero en modelar la cinética química que ocurre en una burbuja cavitante para diferentes concentraciones de gas y vapor. Su modelo muestra que se generan moléculas volátiles como OH^+ , H_2O_2 en la etapa de colapso. A partir de este modelo [Kyuichi Y. \(2003\)](#) y [Aseev D. G. \(2014\)](#) confirman la generación de diversas moléculas oxidantes para número de cavitación inferiores 0.93 y establecen bases para la detección y aplicación de la cavitación con fines de oxidación.

Tanto los modelos de la mecánica clásica como los fisicoquímicos se complican considerablemente al intentar escalar el fenómeno para aplicaciones de ingeniería. Es así, como las *teorías de parámetros concentrados y distribuidos* adquieren importancia ya que es factible aproximar el mismo comportamiento inspeccionando solo los parámetros macroscópicos del sistema (Hidráulicos). Es [Knapp R. T. \(1937\)](#) el primero en desarrollar diagramas de velocidad y caudal, considerando un flujo ideal y estacionario para determinar el comportamiento del flujo de salida de una bomba centrífuga. Trece años después, [Pipes L. A. \(1940\)](#) determina la matriz de transferencia dinámica, bajo las mismas condiciones.

[D'Souza A. F. y Oldenburger P. H. \(1964\)](#) establecen la función de transferencia para redes hidráulicas con tuberías cilíndricas, a partir de las ecuaciones de Navier-Stokes y la transformada de Laplace, determinando la respuesta dinámica de la presión y velocidad del flujo. Al comparar los resultados teóricos y experimentales concluyen que en los flujos de comportamiento oscilante superiores a 10^2 Hz es factible despreciar los efectos de la viscosidad y fricción de las paredes.

Aunque el método de parámetros concentrados se ha utilizado desde 1937, son [Brennen C. E. y Acosta A. J. \(1973, 1975, 1976\)](#) los primeros en modelar la cavitación hidrodinámica, en una bomba hidráulica, mediante una impedancia de segundo orden, parametrizando en un elemento resistivo, capacitivo e inductivo, para compensar las discrepancias entre la teoría y las observaciones experimentales. Así, establecen el factor de ganancia de flujo másico causado por la producción fluctuante de burbujas, mostrando que este modelo es válido para números de cavitación mayores a 0.07. En trabajos posteriores, [Brennen C. E. \(1978, 2007\)](#) introduce un factor de acoplamiento en función de la inercia de la bomba y del flujo, además de considera la concentración de burbujas. Con estas consideraciones, demuestra que la fluctuación de burbujas genera ondas de

presión cinemáticas y dinámicas, dando lugar a importantes transitorios que superan el límite de diseño de tuberías y accesorios.

Brant H. M. y Brennen C. E. (2005) desarrollan un modelo en parámetros concentrados para estimar la presión dentro de una válvula de corazón mecánica durante el cierre. Aplicando un sistema de ecuaciones diferenciales resueltas numéricamente e incorporando tanto la geometría como la instalación, predice tanto la tasa de flujo a través de la válvula como la presión aguas abajo hasta el punto de cierre. Zuo Z. G. (2006) analiza el espectro de presiones y la impedancia hidráulica de un sistema que consta de un tubo Venturi cavitante. De acuerdo a sus resultados, las presiones dinámicas del orden 10^2 Hz, las asocia al comportamiento colectivo de las burbujas. Estudios previos realizados por Baiter H. J. (1986), Ceccio S. L. (1991) y Abboot P. A. (1989) en turbinas hidráulicas, para controlar la **cavitación erosiva**, muestran que el contenido espectral de alta frecuencia [10^3 a 10^5] Hz está relacionado con la dinámica radial de los aglomerados de burbujas y posible erosión.

Basándose en el trabajo de Zuo Z, Li S. C. (2006) muestra que en un sistema hidráulico, con un tubo Venturi, **las fases del flujo tienen frecuencias propias y se acoplan mediante la velocidad de flujo**. Este comportamiento también es estudiado por Nicolas R. (2012) en una tobera convergente, quien observa la modulación de las frecuencias del flujo cavitante y del sistema. Analizando el historial de la presión en el tiempo, muestra como estos modos de oscilación disminuyen con el incremento del número de cavitación.

Yamamoto K. y Tsujimoto Y. (2009) desarrollan un modelo de balance de energías y otro en parámetros concentrados de un circuito hidráulico que consta de una bomba hidráulica, una válvula y tanques de almacenamiento; establecen una relación entre el flujo de salida y el comportamiento de las estructuras del flujo (vórtice, filamentos, etc.), demostrando que la estabilidad del comportamiento de las estructuras del flujo está relacionada con el valor negativo del factor de ganancia de flujo y presentan **curvas de rendimiento en función de la caída de presión**. Un modelo alternativo es el de Sinjal A. K. (2002) quien establece expresiones para determinar la velocidad de condensación y generación de vapor, a partir de la ecuación de transporte de masa, Rayleigh-Plesset y continuidad de las fases. Considera el flujo isotérmico con propiedades reológicas constantes. La diferencia de resultados entre este modelo y simulaciones por elemento finito son menores a 1%, lo cual ha permitido que sea ya incluido en avanzados código computacionales. Junjie Z. (2013) utiliza el modelo anterior junto con la ley de Henry para determinar, además, la histéresis del módulo volumétrico y la densidad del flujo, del proceso de compresión y descompresión de una mezcla de aceite, aire y vapor en un pistón con el mismo porcentaje de error.

Paolo C. (2006) desarrolla cuatro modelos teóricos de las oscilaciones volumétricas de una fracción de gas y vapor disuelta en un líquido. En el primer y segundo modelo no consideran la generación de vapor, el flujo es isotérmico con modulo volumétrico constante, pero para el primer caso la fase de gas es modelada por una ecuación de estado ideal y el segundo modela el aire disuelto en el flujo con la ley de Dalton-Henry. El tercer modelo sí considera la generación de vapor mediante una función polinomial dependiente de la presión. El cuarto modelo considera al gas contenido en el líquido como un aglomerado de burbujas con radios iguales. Comparando los modelos respecto a la razón de cambio de la densidad de la mezcla debido a la presión, demuestra que el modelo que considera la fracción de vapor es a nivel ingeniería el más adecuado y el modelo que toma en cuenta los radios de las burbujas es apropiado a nivel investigación.

Rafiroiu D. (2007) investiga el potencial de cavitación en una prótesis mecánica de corazón que emula el funcionamiento dinámico de un ventrículo izquierdo. Usa parámetros concentrados aplicados a la entrada y salida de la prótesis. Se analiza el final del período de cierre, en la búsqueda de valores de presión negativos y la formación de vórtice que incrementan la posibilidad de generar cavitación. Se demuestra que se presentan presiones negativas y vorticidad cuando existe una caída de presión de 2 kPa entre la entrada y el ventrículo con un ritmo cardiaco de 60 pulsaciones/s.

Chen H. (2008) modela el comportamiento dinámico de un aglomerado de burbujas, con radio uniforme, variando la presión y concentración de burbujas. Modela la interacción de burbujas como osciladores de bajas frecuencias, cuya frecuencia fundamental es independiente de la excitación (frecuencia de la bomba hidráulica) pero dominada por las características del aglomerado de burbujas, así como la fracción volumétrica gaseosa y su distribución espacial.

Zuo Z. G. y Li S. C. (2009) realizando análisis de imágenes demuestran que las oscilaciones volumétricas de un conglomerado de burbujas tienen las mismas frecuencias que las oscilaciones de presión. Esto indica que las oscilaciones de presión están relacionadas con las oscilaciones volumétricas del conglomerado.

Jiang Z. y Hua Z. (2012) desarrollan un modelo en parámetros concentrados para determinar las características de presión y caudal de bombas de pistones axiales. Basándose en la ecuación cinemática de los pistones y continuidad de masa, se determina una expresión para el caudal y presión en la salida de la bomba en función de las propiedades del fluido. Este modelo es comparado con una simulación computacional y se concluye que el modelo predice las principales propiedades del fluido con una desviación de 0.2-1.65 %, por lo que el modelo es adecuado para extrapolar a nivel ingeniería.

Junjie Zhoua y Andrea Vaccab (2014) modelan la cavitación en bombas de engranajes externos, debida a la liberación de aire y la evaporación de un aceite, en parámetros concentrados. Un volumen de control se describe a través de una ecuación de transporte simplificada de Sinjal. Se demuestra cómo la liberación de gas provoca una presurización de los volúmenes de control durante la rotación de los engranajes para presiones de entrada tan bajas como 0.27 bar.

Christian V. G. (2014) desarrolla, un modelo de resistencia hidráulica como una función de los factores geométricos, temperatura, flujo másico y el coeficiente de descarga. Mediante este modelo muestran la importancia de la geometría y el cambio en la densidad del flujo, en la magnitud de la resistencia. Además, obtienen una desviación de 2.4 – 4.8 % respecto a simulaciones por computadora, por lo que **la resistencia hidráulica es un indicador de la presencia de la cavitación.**

Algunos modelos que ya pretenden emular un régimen transitorio son los de Donghyuk K. (2014) y Shihua Y. (2015). Considerando la velocidad de las fases y la razón de cambio de la fracción de gas y vapor. Analizan además **características propias del sistema** en función de la frecuencia de operación, histéresis, factor de pérdidas, calidad, tiempo de respuesta, factor de ganancia y estabilidad. Así, determinan que la condición de ahogamiento en zonas de constricción y las inestabilidades de cavitación son dependientes principalmente de los factores geométricos y la distribución espacial de los componentes del sistema. Kamil U. (2015) utiliza el parámetro resistivos acoplado a modelos numéricos para analizan el estado transitorio de un tubo cavitante, en condiciones de flujo laminar y turbulento. Sus resultados **muestran la existencia de resistencias hidráulicas inestables** en el intervalo de $[2320 < Re < 10^4]$.

Resumiendo

A nivel ingeniería, los flujos cavitantes se estudian teóricamente como un medio elástico debido a la compresibilidad de sus fases. Esta teoría supone que la inercia, compresión y fricción del flujo están distribuidas de manera uniforme a lo largo del elemento de estudio (bomba centrífuga, tubo Venturi, válvula, etc.). Este tipo de modelo se denomina parámetros distribuidos y se representa por un número finito de elementos simples, llamados parámetros concentrados, que permiten determinar los comportamientos transitorios y estacionarios del sistema.

Los modelos actuales en parámetros concentrados suponen flujo compresible con fricción e inercia constante dentro del elemento de estudio. Sus valores se ajustan a una resistencia, inductancia y capacitancia que representan la disipación de energía por fricción, la inercia del fluido y la capacidad de almacenar energía en las fases, respectivamente. Cada fase de entrada al elemento de estudio posee parámetros concentrados propios, llamados impedancia, que son función de su concentración y distribución en el flujo. Al encontrarse las fases distribuidas homogéneamente en el flujo, se acoplan sus impedancias con la velocidad media de flujo, por lo que un cambio en el valor de la impedancia del elemento describe un comportamiento específico del flujo.

Las frecuencias de un flujo tan bajas como 10^2 Hz describen un comportamiento colectivo de las fases. Frecuencias entre $[10^3$ y $10^6]$ Hz indican que las fases presentan un comportamiento poblacional con una evolución radial no lineal que es función del tiempo y la posición. De acuerdo al concepto de impedancia mecánica, los principales parámetros que determinan el valor del elemento resistivo, capacitivo e inductivo bifásico son la fase de gas, vapor-líquido (gotas) y sus velocidades.

Actualmente se tiene certeza del acoplamiento de impedancias entre la fase gaseosa y líquida del flujo, mediante el número de cavitación, que genera una máxima transferencia de energía en la cual es probable la emisión de luz y ondas de choque. No obstante no se tienen fronteras para esta condición que activa mecanismos para restituir la energía contenida en las burbujas.

En esta tesis se realiza el estudio de un flujo a través de un tubo Venturi, mediante un enfoque ingenieril, usando conceptos de similitud entre los dispositivos eléctricos e hidrodinámicos bajo la teoría clásica de discretización electrónica, como son los parámetros distribuidos y concentrados. Ya que permite obtener límites de operación aplicables a diversos dispositivos en donde se alcanza la cavitación.

1.2 Objetivo General

Se desarrolla el estudio del flujo en un tubo Venturi hasta alcanzar la cavitación aplicando un modelo en parámetros concentrados y distribuidos del flujo para determinar valores en la condición de máxima transferencia de energía. El modelo se corrobora experimentalmente empleando técnicas ópticas y acústicas para generar fronteras que permitan sostener la cavitación luminiscente.

Objetivos Particulares

- Revisión bibliográfica abarcando desde los primeros antecedentes hasta los trabajos más recientes tanto experimentales como de modelado numérico.
- Desarrollar el modelo teórico empleando las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento para un fluido bifásico, así como las analogías entre los sistemas eléctricos y mecánicos.
- Implementar los sistemas electroacústico y optoelectrónico necesarios para la adquisición de las emisiones acústicas e imagen de alta velocidad, porcentaje de aire disuelto y flujo volumétrico, sincronizado a la potencia de flujo.
- Desarrollar la metodología para realizar las pruebas experimentales. Lo que implica es la adquisición de datos a diferentes temperaturas y potencias hidráulicas.
- Corridas experimentales y adquisición de datos.
- Análisis de resultados. Lo que implica es corroborar que bajo las condiciones teóricas de presión, temperatura y fracción de gas/vapor en el flujo se obtienen emisiones lumínicas.

1.3 Hipótesis

- La dinámica de la cavitación hidrodinámica en un tubo Venturi, modelada en parámetros concentrados y distribuidos, permite establecer límites de operación del sistema hidráulico.
- El flujo cavitante en la geometría Venturi posee una banda de frecuencias propia.
- La máxima transferencia de energía a las burbujas es principalmente dependiente de la distribución de población de burbujas y las propiedades del flujo.

Capítulo 2

Principios básicos de flujos multifásicos

2.1 Introducción

En la naturaleza, las sustancias se encuentran como una mezcla de varias fases (gas, líquido, sólido, etc.) llamadas flujos multifásicos (aerosoles, emulsiones líquidas, los flujos de líquido y gas con inclusiones sólidas, etc.). Las fases de gas y vapor se presentan en los líquidos como heterogeneidades macroscópicas, ya sean burbujas, películas o bolsas de gas. Al ocupar regiones discretas en forma de pequeñas burbujas, se les denomina **fases dispersas** (ver Fig. 1).

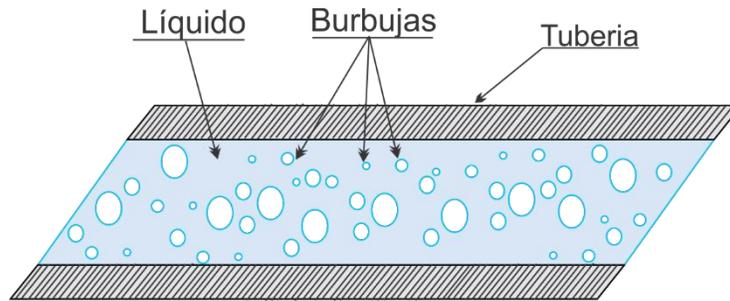


Fig. 1. Diagrama de una fase dispersa que transita por una tubería.

En el estudio teórico de las fases dispersas se aplican dos tipos de modelos: (1) de trayectoria y (2) dinámica de fases. En los modelos de trayectoria, el movimiento de la fase dispersa se evalúa como partículas aplicando las ecuaciones de Rayleigh-Plesset, Gilmore, etc (Brennen C. E. 1995). En los modelos de dinámica de las fases se aplican las ecuaciones de conservación y la estadística. Este último modelo se usa principalmente para establecer límites de operación en los sistemas hidrodinámicos e hidráulicos. Para iniciar con el modelado, se utilizan las propiedades de las fases puras y la regla de las mezclas (Yuan W. 2003).

Como sabemos, la concentración de una fase en un flujo se representa fácilmente mediante su fracción de volumen α_N y la suma de las fracciones es igual a la unidad (Brennen C. E. 2005), como se muestra en la siguiente expresión:

$$1 = \sum_N \alpha_N \quad (1)$$

conociendo la concentración de las fases y sus respectivas velocidades u_N , densidades ρ_N y viscosidades μ_N se determinan las propiedades medias del flujo:

Velocidad media

$$\bar{u} = \sum_N \alpha_N u_N, \quad (2)$$

Densidad de la mezcla

$$\rho = \sum_N \alpha_N \rho_N, \quad (3)$$

Viscosidad de la mezcla

$$\mu = \sum_N \alpha_N \mu_N, \quad (4)$$

En las ecuaciones anteriores la fracción de volumen es uno de los principales parámetros en los flujos multifásicos. Si la fase de gas y vapor en el flujo se considera como la fase dispersa constituida por burbujas esféricas, entonces α_N representa una distribución de tamaños. Para modelar esta distribución se utilizan relaciones estadísticas $N(v)$ en función del volumen o radio de las burbujas. Al integrar la función estadística en toda la gama de tamaños de las burbujas se determina la fracción volumétrica, así;

$$\alpha_N = \int_0^{\infty} v N(v) dv. \quad (5)$$

La ecuación (5) es aplicable únicamente a burbujas esféricas. En diversos modelos se supone que todas las burbujas de la fase dispersa tienen el mismo tamaño, por lo que la fracción volumétrica se expresa como el producto del número de burbujas n por su volumen v ($\alpha_N = nv$). Es conveniente en el estudio de los flujos multifásicos escribir el número de burbujas en términos de una población por unidad de volumen de líquido en lugar de su número por unidad de volumen total.

$$\alpha_N = \frac{nv}{1 + nv} \quad (6)$$

2.2 Ecuaciones de conservación

Conservación de masa

Para determinar esta ecuación considere un flujo másico confinado de N fases que atraviesa un volumen representado en coordenadas cartesianas x_1, x_2, x_3 . La fase dispersa, independientemente de su concentración, está compuesta por burbujas esféricas cuyas dimensiones son pequeñas en comparación con las dimensiones del volumen de control y se encuentran contenidas en el líquido o fase continua. Además, la coalescencia no es considerada. La razón de cambio en la concentración de las fases se representa mediante $\partial\rho/\partial t$ y por lo tanto la ecuación de conservación de la masa de cada fase se expresa como:

$$\frac{\partial \rho_N \alpha_N}{\partial t} + \frac{\partial \rho_N \alpha_N u_N}{\partial x_i} = I \quad (7)$$

donde I es la tasa de transición de fases por unidad de volumen (Brennen C. E. 2005). Sumando todas las fases se obtiene:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_N \alpha_N \rho_N \right) + \nabla \cdot \left(\sum_N \alpha_N u_N \rho_N \right) = I. \quad (8)$$

Sustituyendo la ecuación (3) en (8) se tiene la ecuación de conservación de la mezcla. Sin embargo, ya que la masa en su conjunto se conserva a pesar de cualquier cambio de fase, el término I se iguala a cero. Ahora, si todas las fases tienen una velocidad relativa igual a cero entonces la ecuación anterior se expresa como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A(x)} \nabla \cdot (\rho A(x) \bar{u}) = 0 \quad (9)$$

donde \bar{u} expresa el campo de velocidad del flujo y $A(x)$ el área de la sección transversal del volumen de control. Esta es la ecuación de conservación de masa para un flujo multifásico confinado que atraviesa un volumen de control como una tubería.

Conservación de movimiento

El desarrollo de esta ecuación implica establecer una restricción entre el elemento de volumen de estudio y la fase dispersa. Esta es, las partículas de fase dispersa (burbujas) no atraviesan las fronteras del elemento de volumen. La entrada del volumen de estudio, se expresa como el producto de la densidad de la fase por la velocidad de flujo y el componente de la velocidad en esa dirección ($\rho_N u u_{N_i}$) (Brennen C. E. 2005). La cantidad de movimiento neto del flujo en la salida del volumen de control se expresa como $(\partial(\rho_N u u_i)/\partial x_i)$ y la rapidez de incremento del movimiento se expresa como $\partial(\rho u_i)/\partial t$. Entonces la ecuación de cantidad de movimiento es:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_N u_{N_i}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_N u u_{N_i}) = F \quad (10)$$

donde F representan las fuerzas de cuerpo y superficie que actúan sobre la fase de estudio, como la gravedad ($\alpha_N \rho_N g_i$), esfuerzos viscosos ($\partial^2 u / \partial x_i^2$), la presión por unidad total de volumen ($\partial P / \partial x_i$) y las fuerzas de interacción entre fases F_N como el gradiente de presión hidrostático y al movimiento relativo de fases. Así bien, N expresa el número de fases. De acuerdo a lo anterior la ecuación (10) se reescribe de la siguiente manera.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_N u_{N_i}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_N u u_{N_i}) = \alpha_N \rho_N g_i - \left[\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial^2 u}{\partial x_i^2} \right] + F_N \quad (11)$$

En la ecuación (11), se considera en todo momento que la fase dispersa está contenida en la fase continua, de tal forma que las burbujas no entran en contacto con el contorno del volumen de control y no existen esfuerzos viscosos debidos a la interacción de las burbujas con la superficie.

Sustituyendo las ecuaciones (2), (3), (4) y considerando la velocidad relativa entre fases como cero, la ecuación (11) se representa de la siguiente forma.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_N \rho_N \alpha_N u_{N_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\sum_N \rho_N \alpha_N u_N u_{N_i} \right) = \alpha_N \rho_N g_i - \left[\frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial^2 u}{\partial x_i^2} \right] + F_N \quad (12)$$

Note que la expresión (12) representa la suma de los movimientos de las fases contenidas en la mezcla. Finalmente para un flujo que se desplaza unidireccionalmente por un ducto horizontal la ecuación (12) se reescribe como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_N \rho_N \alpha_N u_{N_i} \right) + \frac{1}{A(x)} \frac{\partial}{\partial x_1} \left(A(x) \sum_N \rho_N \alpha_N u_N u_{N_i} \right) = \rho_N g_i - \left[\frac{\partial P}{\partial x_1} - \frac{\mathcal{P}(x)}{A} \tau \right] \quad (13)$$

donde $\mathcal{P}(x), A(x), \tau$ son el perímetro y área transversal del volumen de control así como, el tensor de esfuerzos. El factor F_N se considera cero ya que el flujo se desplaza horizontalmente y el movimiento relativo de las fases es cero. Dado que todas las fases se desplazan en la misma dirección y a la misma velocidad $u_N = u_{N_i}$, entonces la ecuación anterior se expresa de la siguiente forma.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}) + \frac{1}{A(x)} \frac{\partial}{\partial x_1} (A(x) \rho \bar{u}^2) = \rho g_i - \frac{\partial P}{\partial x_1} - \frac{\mathcal{P}(x)}{A(x)} \tau \quad (14)$$

La expresión (14) es la ecuación de conservación de movimiento de un flujo multifásico que se propaga unidireccionalmente en un conducto horizontal, cuyas fases tienen la misma velocidad. Tanto la ecuación de conservación de masa como la de movimiento son aplicables a elementos de volumen o sistemas macroscópicos de flujo como hidráulicos y neumáticos. Pero para aplicar las ecuaciones de conservación en sistemas macroscópicos se hace una suposición restrictiva para una de las fases del flujo: *las propiedades físicas no varían a lo largo de la sección transversal del volumen de control*. Aunque esta consideración parece excesiva para un sistema con un flujo real lo que indica es que los cambios en las propiedades de una de las fases son predominantes respecto a las demás fases, bajo esta suposición el volumen de control se secciona en una cantidad finita de volúmenes de estudio en los cuales es aplicable la teoría de parámetros concentrados.

2.3 Parámetros concentrados

Como sabemos, todo sistema dinámico se representa mediante sus estados a partir de las ecuaciones que lo rigen. Dos estados son fundamentales en el análisis de sistemas dinámicos (ya que se representan tanto sistemas continuos como discretos, lineales o no lineales, variantes o invariantes), estado de concentración y disipación de energía. Para modelar los dos estados fundamentales de un sistema dinámico se emplean tres elementos que representan la concentración y disipación de energía: capacitancia C , inercia L y resistencia R . Estos elementos guardan analogía con la teoría de sistemas eléctricos en los cuales es indispensable tener la certeza de cuanta energía fue almacenada y disipada en un instante de tiempo (Vojislav, K. 1985).

Para un volumen de control ya sea eléctrico o hidrodinámico que cumple con la suposición mencionada las principales variables de estado que constituyen una analogía entre los sistemas

eléctricos e hidrodinámicos son la intensidad de corriente i con el flujo másico \dot{m} y la caída de voltaje Δv con la caída de presión ΔP . En la Tabla 1 se muestra las analogías entre los elementos que almacenan y disipan energía.

Tabla 1 Analogía entre sistemas eléctricos e hidrodinámicos.

Sistema Eléctrico	Sistema Hidráulicos
$i = C \frac{dv}{dt}$	$\dot{m} = C \frac{dP}{dt}$
$v = L \frac{di}{dt}$	$P = L \frac{d\dot{m}}{dt}$
$i = \frac{v}{R}$	$\dot{m} = \frac{P}{R}$

Los factores geométricos del volumen de control y las propiedades del flujo están contenidos en los elementos L , C y R . Dichas propiedades físicas del flujo no cambian al atravesar el volumen de control debido a su tamaño. La capacitancia se asocia al cambio volumétrico de las fases, la inductancia a la caída de presión que acelera el volumen de flujo contenido y la resistencia al amortiguamiento generado por la viscosidad del flujo.

Resistencia de flujos multifásicos

Tenemos que de acuerdo a la ley de Ohm la resistencia en un sistema dinámico se expresa como el cociente de la diferencia de potencial entre la intensidad de carga. Aplicando esta definición, la resistencia R se expresa como la caída de presión ΔP , en la entrada y salida del elemento de volumen, entre el flujo másico. De igual forma se define como la suma de todas las resistencias a fluir de las fases debido a todas las pérdidas existentes, como se muestra a continuación.

$$R = \frac{\Delta P}{\dot{m}} = \sum_N \alpha_N R_N \quad (15)$$

Capacitancia de flujos multifásicos

Considere la ecuación de continuidad (9) para un caso unidimensional, el término $A\bar{u}\rho$ es el flujo másico \dot{m} y la densidad de la mezcla se modela con la ecuación (3). Si *las propiedades físicas del flujo no varían a lo largo del volumen de control*, la ecuación de continuidad se expresa como:

$$\dot{m} = - \left(\int A(x) dx \right) \frac{\partial \rho}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (16)$$

En la ecuación (16), los cambios en la densidad no dependen del tiempo si no de la presión P , la ecuación anterior se reescribe como:

$$\dot{m} = - \left(\int A(x) dx \right) \sum_N \left(\alpha_N \frac{\partial \rho_N}{\partial P} + \rho_N \frac{\partial \alpha_N}{\partial P} \right) \frac{\partial P}{\partial t} \quad (17)$$

Al comparar la ecuación (17) con las analogías entre sistemas eléctricos e hidráulicos de la Tabla 1, la capacitancia del flujo multifásico es la suma de dos términos, o en otras palabras la suma de dos capacitancias, la primera por los cambios en la densidad de las fases ($\partial\rho_N/\partial P$) y la segunda por cambios en la concentración de las fases ($\partial\alpha_N/\partial P$).

$$C = - \left(\int A(x) dx \right) \sum_N \left(\alpha_N \frac{\partial\rho_N}{\partial P} + \rho_N \frac{\partial\alpha_N}{\partial P} \right) \quad (18)$$

La ecuación (18) nos indica que cada fase en un flujo se modela como una capacitancia en paralelo, cuyo valor depende de su concentración y la suma de todas las capacitancias nos indica la total en el flujo.

Inductancia de flujos multifásicos

Integrando la ecuación de movimiento (ver Ec. (14)) a lo largo del elemento de volumen y considerando que el flujo másico como el término $A\bar{u}\rho$, se obtiene la siguiente expresión (Brennen C. E. 2005).

$$P = - \int_0^L \frac{1}{A} \left(\frac{\partial\dot{m}}{\partial t} + u \frac{\partial\dot{m}}{\partial x} + \dot{m} \frac{\partial u}{\partial x} + \mathcal{P}\tau_x \right) \partial x = - \int_0^L \frac{1}{A} \left(\frac{d\dot{m}}{dt} + \dot{m} \frac{\partial u}{\partial x} + \mathcal{P}\tau_x \right) \partial x \quad (19)$$

El primer término describe el valor de la inductancia ℓ la cual depende de los factores geométricos del volumen de control. Tanto el tensor de esfuerzos $\tau_x = 2\mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$ como el segundo término están relacionados con el parámetro resistivo por la oposición a fluir debido a la viscosidad y los cambios geométricos, que serán englobados en uno solo, por lo que la parte resistiva e inductiva están en serie debido a la suma de términos.

$$\ell = - \int_0^L \frac{1}{A_x} \partial x \quad (20)$$

Frecuencia de flujos multifásicos

Los flujos reales tienen elementos capacitivos e inductivos y por ende presentan frecuencias de oscilación. Al cambiar la velocidad de flujo cambia también el valor de sus parámetros concentrados y de su frecuencia de oscilación (Li S. C. 2006, 2008). La frecuencia representa una condición de acoplamiento y se presenta una máxima transferencia de energía. Al modelar el elemento de volumen se tiene un solo valor de capacitancia e inductancia, por lo que es un sistema de segundo orden (Antsaklis P. J. 2007). Usando las ecuaciones (18) y (20) se determina la frecuencia de oscilación, sin fronteras, del flujo empleando la siguiente expresión.

$$\omega = \frac{1}{\sqrt[2]{C\ell}} = \frac{1}{\sqrt[2]{\left(\int_0^L \frac{1}{A_x} \partial x \right) \left(\int A^2 dx \right) \sum_N \alpha_N \rho_N \frac{\partial V_N}{\partial P}}} \quad (21)$$

2.4 Características principales de una línea de transmisión

La teoría de líneas de transmisión se basa en confinar la energía dentro de las fronteras físicas de un sistema y se utiliza para determinar cómo se transporta la energía de un punto a otro. Su análisis se realiza mediante la solución de las ecuaciones constitutivas o por los parámetros clásicos de tipo resistivo (R), inductivo (L), capacitivo (C) y conductivo (G). Estos parámetros se engloban en un elemento de estudio cuya dimensiones físicas determinan el nivel de aproximación a obtener. En la teoría de sistemas, se considera que los parámetros están concentrados cuando la dimensión física del elemento, es mucho menor que la longitud de onda de energía que lo atraviesa. Si la dimensión física del elemento es comparable a la longitud de onda o menor, se debe considerar la teoría de líneas de transmisión, comúnmente por una sucesión cuadripolar cuasi-estática, llamada en parámetros distribuidos. Estos engloban variables locales dominantes para determinar la respuesta tanto de la dinámica puntual como general de un sistema cerrado a una señal de entrada, que al cederle o quitarle energía compromete su estabilidad. Sus aplicaciones abarcan el modelado de diversos procesos físicos continuos como el transporte de información, determinar la dinámica de un sistema, conducción de calor, vibraciones, propagación de ondas, hidrodinámica, aerodinámica, etc. Estas aproximaciones también son usadas para el estudio de la cavitación ya que las variaciones que inician una dinámica específica empiezan a nivel local. Este tipo de análisis implica que el sistema es representado y analizado usando ecuaciones diferenciales parciales. En la práctica dos casos de líneas de transmisión; el ideal que no exhibe pérdidas de energía y los parámetros distribuidos están constituidos únicamente por elementos capacitivos e inductivos. Como resultado, se determina la velocidad y frecuencia tanto de fase como de grupo de las ondas estacionarias que se propagan por el medio. Por el contrario, un caso real incorpora las pérdidas mediante elementos resistivos y se usa para determinar los factores de transmisión, atenuación y reflexión de la línea (Benson F. A. 1991).

Las ecuaciones diferenciales de tensión e intensidad de carga en un diferencial de línea de transmisión eléctrica se establece como:

$$\frac{\partial i(x, t)}{\partial x} = -GV(x, t) - C \frac{\partial V(x, t)}{\partial t} \quad (22)$$

$$\frac{\partial V(x, t)}{\partial x} = R \frac{\partial i(x, t)}{\partial t} + Li(x, t) \quad (23)$$

donde V, i son la tensión e intensidad que circula por la línea. Para resolverlas se desacoplan mediante la derivada cruzada para obtener:

$$\frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial x^2} = LC \frac{\partial^2 v(x, t)}{\partial t^2} + (RC + LG) \frac{\partial v(x, t)}{\partial t} + RGv(x, t) \quad (24)$$

$$\frac{\partial^2 i(x, t)}{\partial x^2} = LC \frac{\partial^2 i(x, t)}{\partial t^2} + (RC + LG) \frac{\partial i(x, t)}{\partial t} + RGi(x, t) \quad (25)$$

Estas ecuaciones modelan el caso unidimensional y estacionario. Para determinar la respuesta a cualquier excitación se resuelven bajo las condiciones iniciales adecuadas. No obstante, la velocidad (c) y frecuencia (ω) de fase que se propaga por la línea se establecen como:

$$c = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (26)$$

$$c\beta = \omega \quad (27)$$

donde β es número de onda. La ecuación anterior nos indica que la velocidad depende de la frecuencia, fenómeno conocido como dispersión de un paquete de ondas, porque algunas componentes de Fourier viajan más rápido que otras (Benson F. A. 1991).

2.5 Parámetros distribuidos de un flujo multifásico

Análogamente a los parámetros eléctricos distribuidos, se considera un flujo bifásico y unidimensional, con una fase líquida incompresible y una fase dispersa inicial (constituida por burbujas homogéneas), en función de la presión de entrada y salida de un elemento de volumen. Además, la caída de presión debidas a la fricción y aceleración del flujo se consideran predominantes. Para determinarlas se requiere de las ecuaciones de continuidad y movimiento de Navier-Stokes para flujos multifásicos confinados (ver ecuaciones (9) y (14)).

Sustituyendo la definición termodinámica de la velocidad del sonido de un medio, la derivada Lagrangiana ($\partial P/\partial t + u \partial P/\partial x$), el número de Mach y el concepto de pérdidas en ductos por coeficiente de fricción ε , las ecuaciones se reescriben de la siguiente manera:

Ecuación de continuidad

$$\frac{\partial u(x, t)}{\partial x} = \frac{\overline{-1}}{\rho a^2} \frac{dP(x, t)}{dt} - \frac{\overline{1}}{A(x)} \frac{\partial A(x)}{\partial x} u(x, t), \quad (28)$$

Ecuación de movimiento

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial x} = \frac{\overline{\rho}}{M^2 - 1} \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} - \frac{\overline{M}}{a(M^2 - 1)} \frac{\partial P(x, t)}{\partial t} - \left[\frac{1}{A(x)} \frac{\partial A(x)}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{2D(x)} \right] \frac{\rho}{(M^2 - 1)} u^2. \quad (29)$$

Si se considera la velocidad del flujo u , el equivalente de la intensidad de corriente i y la presión P , el equivalente del voltaje V , es factible utilizar la ecuación (24) y (25) para identificar los parámetros de resistencia, capacitancia, inductancia y conductancia, obteniendo lo siguiente:

$$\frac{\partial u(x, t)}{\partial x} = -C_1 \frac{dP(x, t)}{dt} - R_1 u(x, t), \quad (30)$$

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial x} = L_1 \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} - C_2 \frac{\partial P(x, t)}{\partial t} - R_2 u^2. \quad (31)$$

donde L_1, C_1, C_2, R_1, R_2 son los respectivos elementos inductivos, capacitivos y resistivos. En la ecuación (31) el modelo es más complejo que las líneas de transmisión convencionales ya que surgen más elementos.

Parámetros concentrados y distribuidos de un tubo Venturi cavitante

3.1 Parámetros concentrados

En este capítulo se determinan los parámetros concentrados y distribuidos de un tubo Venturi en estado de cavitación, englobando los principales mecanismos que lo inician en tres elementos generales: resistencia, capacitancia e inductancia.

En la Fig. 2 se muestra un tubo Venturi a modelar, de longitud L y área de sección trasversal $A(x)$. Se considera un flujo bifásico (líquido y gas más vapor), homogéneo y unidireccional que entra al Venturi con una distribución de burbujas esféricas que se agrupan mediante una fracción volumétrica puntual disuelta en el líquido. En la Tabla 2 se muestra $A(x)$ para las respectivas zonas del tubo Venturi.

Nomenclatura

V	Volumen de la población de burbujas.	ρ_L	Densidad del líquido.
ε	Media de la población de burbujas.	ρ_{G0}	Densidad de gas inicial.
β	Desviación estándar de la población.	ρ_{vs}	Densidad de vapor de saturación.
N	Distribución poblacional de burbujas.	Re	Número de Reynolds.
α_T	Fracción volumétrica de gas más vapor.	μ	Viscosidad.
α_G	Fracción volumétrica de gas.	z	Coefficiente de fricción.
α_V	Fracción volumétrica de vapor.	D	Diámetro del tubo.
α_L	Fracción volumétrica de líquido.	C	Parámetro capacitivo.
\overline{M}	Media de la población de burbujas.	a_L	Velocidad del sonido en el líquido.
M_e	Mediana de la distribución de población.	a_G	Velocidad del sonido en el gas.
n	Número de burbujas.	a_V	Velocidad del sonido en el vapor.
V_B	Volumen de la población homogénea de burbujas.	V_L	Volumen de la fracción de líquido.
R	Parámetro resistivo.	V_G	Volumen de la fracción de gas.
R_L	Resistencia debido al líquido.	V_V	Volumen de la fracción de vapor.
R_T	Resistencia debido al gas más vapor.	m_G	Masa de gas.
ΔP	Caída de presión.	m_V	Masa de vapor.
P	Presión local.	λ	Índice politrópico.
P_0	Presión inicial.	x	Coordenada axial.
P_s	Presión de saturación.	t	Tiempo.
Q	Flujo volumétrico.	\dot{m}	Flujo másico.
u	Velocidad de flujo.	τ	Tensión de esfuerzos.
$A(x)$	Área transversal del tubo Venturi.	ℓ	Parámetro inductivo.
C_D	Coefficiente de descarga.	U	Velocidad de ganancia de energía total.
ϑ	Relación de diámetros entrada al tubo / garganta	E	Energía contenida en el parámetro capacitivo
ρ	Densidad de flujo.	ω	Frecuencia angular.
ρ_G	Densidad del gas.	ε	Factores geométricos.
ρ_V	Densidad del vapor.	M	Número de Mach
		V_0	Velocidad de fase de un onda de presión

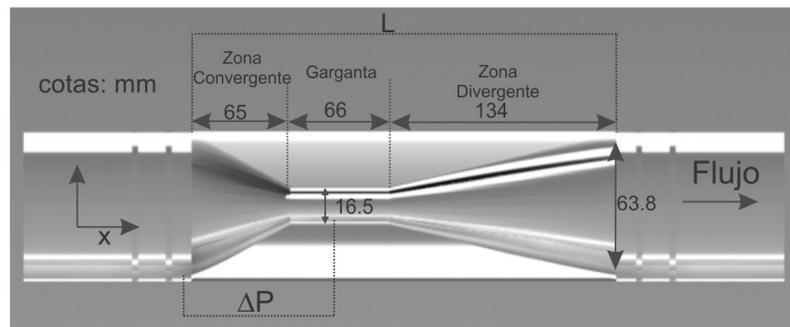


Fig. 2 Esquema del tubo Venturi utilizado.

Tabla 2 Área transversal del tubo Venturi

Zona convergente	$A(x) = -46mm x + 3mm^2$
Garganta	$A(x) = 214 \mu m$
Zona divergente	$A(x) = 22mm x - 3mm^2$

Nube de burbujas

La población de burbujas esféricas se considera como una distribución normal logarítmica ya que permite variar las concentraciones y tamaños iniciales de la población (Gordiychuk A. 2016), ver ecuación (32).

$$N(V, \varepsilon, \beta) = \frac{1}{V\beta\sqrt{2\pi}} e^{\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(V)-\varepsilon}{\beta}\right)^2\right)} \quad (32)$$

Donde ε, β son la media y desviación estándar y V el volumen de las burbujas que ocupan una posición x del Venturi. Sí en la ecuación (33), $\beta^2 = 0$ la función se convierte en un delta de Dirac, que físicamente representa una población con tamaños uniformes. Sí $\beta^2 \rightarrow \infty$ significa que todo es gas. La fracción volumétrica total α_T es la suma de la fracción volumétrica de gas α_G más la fracción volumétrica de vapor α_V y se expresa como la integral del producto de todos los volúmenes de la población por sus respectivas concentraciones.

$$\alpha_T = \alpha_G + \alpha_V = \int_0^\infty VN(V, \varepsilon, \beta)dV \quad (33)$$

Al integrar la expresión anterior se tiene que α_T depende del volumen medio de las burbujas y la función de error $Erf\left(\frac{\beta}{\sqrt{2}}\frac{\ln(V)-\varepsilon}{\beta}\right)$ así:

$$\alpha_T = \frac{e^{\varepsilon+\frac{\beta^2}{2}}}{2} Erf\left(\frac{\beta}{\sqrt{2}}\frac{\ln(V)-\varepsilon}{\beta}\right) = \frac{e^{\varepsilon+\frac{\beta^2}{2}}}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{\varepsilon}{\sqrt{2}\sigma}}^\infty e^{-P^2} dP \approx \frac{e^{\varepsilon+\frac{\beta^2}{2}}}{\sqrt{\pi}} \quad (34)$$

Como sabemos, la función de error es impar con codominio igual a 1 en el infinito y 0 al aproximarse al origen. El valor de α_T depende principalmente de la media \overline{M} y la mediana M_e de la distribución volumétrica de las burbujas así:

$$\alpha_T = \frac{e^{\varepsilon+\frac{\beta^2}{2}}}{\sqrt{\pi}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^\varepsilon e^{\frac{\beta^2}{2}} = \overline{M} e^{\frac{\beta^2}{2}} = nV_B e^{\frac{\beta^2}{2}} \quad (35)$$

Si consideramos $\beta^2 = 0$, la función de densidad se convierte en un delta de Dirac que físicamente representar una nube de burbujas con volúmenes homogéneos. Es factible entonces considerar la media de la población $\overline{M} = nV_B$ como la condición para una nube de burbujas

homogéneas $\overline{M} = nV_B$ (donde n es el número de burbujas y V_B el volumen de las burbujas que es la suma del volumen de gas más el volumen de vapor).

Es conveniente en el estudio de flujos con burbujas expresar la fracción volumétrica de gas y vapor en términos de una población de burbujas por unidad de volumen de líquido en lugar del volumen total como se expresa a continuación (Brennen C. E. 2005):

$$\alpha_T = \frac{nV_B e^{\frac{\beta^2}{2}}}{1 + nV_B e^{\frac{\beta^2}{2}}} = \frac{nV_B}{e^{-\frac{\beta^2}{2}} + nV_B} \quad (36)$$

Esta representación de α_t considera una distribución poblacional de burbujas real y su variación se debe a los cambios en la distribución de tamaños. De esta ecuación se deduce que para el caso de solo gas más vapor $\beta \rightarrow \infty$ y para líquido $nV_B = 0$. La desviación en el tamaño de las burbujas β , afecta la saturación del flujo, en otras palabras conforme $\beta \rightarrow 0$ el líquido se satura con una mayor cantidad de burbujas de un solo radio (ver Fig. 3). Experimentalmente, la fracción volumétrica de gas/vapor se determina por medio del cociente entre volumen de gas más vapor entre el volumen total.

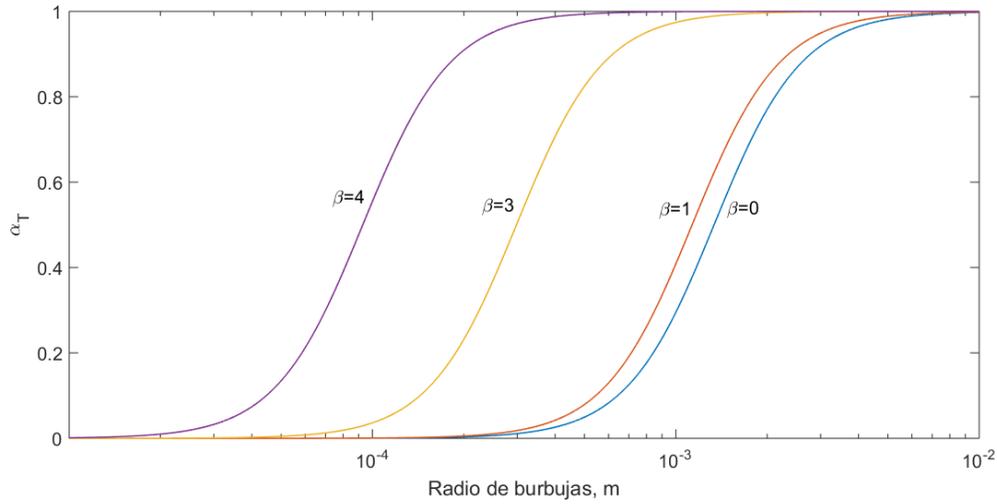


Fig. 3 Variación de α_t al cambiar la distribución de tamaños de burbujas. Se considera un intervalo de radios $[0$ a $10^{-2}]$ y una desviación de tamaños $\beta = 0, \beta = 1, \beta = 3, \beta = 4$.

Parámetro resistivo

Aplicando la ecuación (21), la regla de las mezclas de la ecuación (1) y considerando que la velocidad de la fracción volumétrica de gas más vapor son iguales, la resistencia se reescribe como:

$$R = R_L(1 - \alpha_T) + \alpha_T R_T \quad (37)$$

De acuerdo a la ley de Ohm para sistemas hidráulicos, la resistencia se expone como la caída de presión entre el flujo volumétrico ($R \equiv \Delta P/Q$). Donde el flujo volumétrico se expresa

como el producto de la velocidad de flujo u y el área transversal de la garganta $A(x)$, ($Q = A(x)u$) Usando la ecuación de Bernoulli (White F. M. 1983), u queda como:

$$u = C_D \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho(1-\vartheta^4)}} \quad (38)$$

donde ϑ^4 es la relación de diámetros entrada/garganta del Venturi, C_D el coeficiente de descarga que engloba las pérdidas por fricción, viscosidad y el nivel de turbulencia $C_D = f(Re, \frac{z}{D}, \mu)$. La ecuación de la resistencia del Venturi se reescribe de la siguiente forma:

$$R = \left(\Delta P \frac{(1-\vartheta^4_x)}{2(A(x)C_D)^2} \right)^{1/2} (\sqrt{\rho_L}(1-\alpha_T) + \sqrt{\rho_G}\alpha_T). \quad (39)$$

La resistencia presenta un comportamiento no lineal que relaciona la geometría y las características del flujo. De acuerdo a un análisis dimensional, la resistencia tiene unidades de [Pa s/m³].

Parámetro Capacitivo

Considere la ecuación de capacitancia para flujos multifásicos (ver Ec. (18)), desarrollada para un flujo que contiene una fracción líquida, así como gas/vapor.

$$C = - \left(\int A(x)\partial x \right) \left[\alpha_L \frac{\partial \rho_L}{\partial P} + \alpha_G \frac{\partial \rho_G}{\partial P} + \alpha_V \frac{\partial \rho_V}{\partial P} + \rho_G \frac{\partial \alpha_G}{\partial P} + \rho_L \frac{\partial \alpha_L}{\partial P} + \rho_V \frac{\partial \alpha_V}{\partial P} \right] \quad (40)$$

Donde $\alpha_L, \alpha_G, \alpha_V$ son las fracciones volumétricas de líquido, gas y vapor. Aplicando la ecuación (1) y acomodando términos se obtiene la siguiente expresión:

$$C = - \left(\int A(x)\partial x \right) \left[\alpha_L \frac{\partial \rho_L}{\partial P} + \alpha_G \frac{\partial \rho_G}{\partial P} + \alpha_V \frac{\partial \rho_V}{\partial P} + (\rho_G - \rho_L) \frac{\partial \alpha_G}{\partial P} + (\rho_V - \rho_L) \frac{\partial \alpha_V}{\partial P} \right] \quad (41)$$

Si consideramos que $\rho_L \gg \rho_V, \rho_L \gg \rho_G$, la ecuación (41) se simplifica de la siguiente manera:

$$C = - \left(\int A(x)\partial x \right) \left[\alpha_L \frac{\partial \rho_L}{\partial P} + \alpha_G \frac{\partial \rho_G}{\partial P} + \alpha_V \frac{\partial \rho_V}{\partial P} - \rho_L \frac{\partial (\alpha_G + \alpha_V)}{\partial P} \right] \quad (42)$$

donde la derivada de la densidad de las fases respecto de la presión ($\partial \rho_L / \partial P, \partial \rho_G / \partial P, \partial \rho_V / \partial P$) son los respectivos cocientes de las velocidades del sonido en las fases ($\alpha_L^{-2}, \alpha_G^{-2}, \alpha_V^{-2}$), por lo que la ecuación anterior se reescribe como:

$$C = - \left(\int A(x)\partial x \right) \left[\alpha_L \frac{1}{\alpha_L^2} + \alpha_G \frac{1}{\alpha_G^2} + \alpha_V \frac{1}{\alpha_V^2} - \rho_L \frac{\partial \alpha_T}{\partial P} \right] \approx - \left(\int A(x)\partial x \right) \left[-\rho_L \frac{\partial \alpha_T}{\partial P} \right] \quad (43)$$

En la ecuación (43) se considera que los cocientes de las velocidades del sonido tienden a cero debido a que sus órdenes de magnitud son mayores a 10^2 . Usando las siguientes ecuaciones isotrópicas para la fracción de gas y vapor, así como la relación de α_T :

$$V_G = m_G \rho_{G0}^{-1} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-1/\lambda}, V_V = m_V \rho_{Vs}^{-1} \left(\frac{P}{P_s} \right)^{-1/\lambda}, \alpha_T = n V_B e^{\frac{\beta^2}{2}} \quad (44)$$

donde $\rho_{G0}, P_0, \rho_{Vs}, P_s, \lambda, P, V_G, m_G, V_V, m_V$ son la densidad inicial de gas, presión de saturación, densidad de vapor de saturación, presión de vaporización, índice politrópico de gas, la caída de presión y los respectivos volúmenes y masas de las fases. Derivando respecto al tiempo se obtienen:

$$\frac{\partial V_G}{\partial t} = \frac{\partial V_G}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial t} = m_G \rho_{G0}^{-1} \left(\frac{-1}{P\lambda} \right) \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-1/\lambda} \frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{V_G}{P\lambda} \frac{\partial P}{\partial t} ; \quad (45)$$

$$\frac{\partial V_V}{\partial t} = \frac{\partial V_V}{\partial P} \frac{\partial P}{\partial t} = m_V \rho_{Vs}^{-1} \left(\frac{-1}{P\lambda} \right) \left(\frac{P}{P_s} \right)^{-1/\lambda} \frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{V_V}{P\lambda} \frac{\partial P}{\partial t} ; \quad (46)$$

$$\frac{\partial(\alpha_g + \alpha_v)}{\partial t} = \frac{\partial \alpha_T}{\partial t} = \left(\frac{\partial \alpha_T}{\partial (V_G + V_V)} \right) \left(\frac{\partial (V_G + V_V)}{\partial P} \right) \left(\frac{\partial P}{\partial t} \right) = \left(n e^{\frac{\beta^2}{2}} \right) \left(\frac{-V_B}{P\lambda} \right) \frac{\partial P}{\partial t} = \left(\frac{-\alpha_T}{P\lambda} \right) \frac{\partial P}{\partial t} . \quad (47)$$

Sustituyendo las ecuaciones (45), (46) y (47) en la ecuación (42) se obtiene la capacitancia como una función de la presión en el flujo.

$$C \approx -\frac{\alpha_T \rho_l}{\Delta P \lambda} \int A(x) \partial x . \quad (48)$$

El signo negativo en la ecuación (48) representa la dirección de la energía desde el líquido hasta las burbujas.

Parámetro Inductivo

La ecuación de momento para flujos multifásicos se usa para determinar el término de inductancia:

$$\frac{\partial P}{\partial x} = - \left(\frac{u}{A(x)} \frac{\partial \dot{m}}{\partial x} + \frac{\dot{m}}{A(x)} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\mathcal{P}\tau}{A(x)} + \frac{1}{A(x)} \frac{\partial \dot{m}}{\partial t} \right) . \quad (49)$$

donde $\tau = 2\mu \partial^2 u / \partial x^2$ es el tensor de esfuerzos y los cambios en el flujo másico debido al tiempo y posición, que expresan el almacenamiento másico (Hilgenfeld S. 1998). El primer término en el lado derecho de la ecuación (49) es el parámetro capacitivo, sumado al segundo y tercer término que representan la variación en la velocidad debido a los cambios de geometría y la viscosidad, en otras palabras, el elemento resistivo. Al integrar el último término respecto de x , el parámetro de inductancia da como resultado:

$$\ell = - \int \frac{1}{A(x)} \partial x \quad (50)$$

Vale la pena señalar que la inductancia es independiente de la presión y α .

Parámetro de Frecuencia

El comportamiento colectivo de las burbujas se puede representar como una respuesta de segundo orden para emular la capacidad de atenuar o generar oscilaciones como:

$$\left(\frac{d^2 P}{dt^2} + 2\omega\xi \frac{dP}{dt} + \omega^2 P = b_0 \omega^2 X \right) \quad (51)$$

donde ω, ξ, b_0, X son la frecuencia natural de oscilación de la fracción volumétrica de la mezcla gas más vapor en la geometría Venturi, factor de amortiguamiento, así como la magnitud y entrada de excitación. Análogamente a los sistemas eléctricos, la frecuencia natural se define como:

$$\omega^2 = \frac{1}{C\ell} \quad (52)$$

Sustituyendo las ecuaciones (48) y (50) en la ecuación (52), la frecuencia se expresa como:

$$\omega = \sqrt{\frac{\Delta P \lambda \varepsilon}{\rho_l \alpha}}, \quad (53)$$

donde $\varepsilon = (\int A(x)dx)^{-1} (\int A(x)^{-1} dx)^{-1}$ agrupa los términos debidos a la geometría del Venturi y λ indica la relación de calor específico en el gas. Esta frecuencia representa el acoplamiento entre α y la geometría de Venturi, por lo que cualquier cambio en α se refleja en este término. Para determinar la condición de oscilación se calcula el coeficiente de ganancia de presión del tubo Venturi ($P_2/P_1 = 2(1 - \alpha_T)/(2(1 - \alpha_T) + 1 - \vartheta^4)$) y se aplica el criterio de Barkhausen:

$$R_T \geq \frac{\ell}{V_T} \dot{m} \frac{2(1-\alpha_T)}{2(1-\alpha_T)+1-\vartheta^4} \quad (54)$$

De acuerdo a la ecuación anterior, sí en alguna posición del tubo Venturi la resistencia es mayor al producto de la resistencia media por el coeficiente de ganancia, el flujo oscila de acuerdo a las características de la población de burbujas.

Simulación en parámetros concentrados

El presente modelo se implementa entre la entrada de la zona convergente y el final de la zona de constricción ($\vartheta = 0.24, \varepsilon = 187 \text{ m}^{-2}$). Los parámetros de resistencia en la ecuación (39) y capacitancia de la ecuación (48) se simulan considerando las propiedades físicas del 1,2 propanodiol a 25 °C, mostradas en la Tabla 3, así como una población de burbujas de $n = 1 \times 10^8 \text{ burbujas/m}^3$ con radios medios entre 10 nm y 10 mm. Además, se considera un régimen de flujo con burbujas de radios homogéneo ($\beta = 0$) y una distribución ($\beta = 1.5$). El correspondiente calor específico, coeficiente de descarga y caída de presión son $\lambda = 1.3, C_D = 0.98, \Delta P = [10^3, 10^6] \text{ Pa}$, respectivamente.

La frecuencia en función de la caída de presión y la longitud de Venturi se modela considerando un caso inicial donde el líquido tiene una pequeña cantidad de vapor y gas disueltos en él ($\alpha = 0.001$), hasta el caso donde la garganta está completamente llena de vapor ($\alpha = 0.15$).

Tabla 3 Propiedades físicas del 1,2 propanodiol.

Propiedades	Valor (25 °C)
Densidad	1024 kg/m ³
Densidad de vapor	2.62 (vs aire)
Presión de vapor	0.08 mmHg
Punto de ebullición	188.2 °C
Viscosidad	40.4 mPas ⁵
Masa molar	76.09 g/mol
Velocidad del sonido	1250 m/s
Índice de refracción	1.43

Las Fig. 4 y 5 ilustran la familia de curvas del parámetro resistivo y capacitivo, respectivamente. Las curvas sólidas representan los cambios por un flujo de burbujas con radios homogéneos y las líneas punteadas por una distribución. En ambos casos, con el aumento de la caída de presión y la fracción volumétrica, el radio de las burbujas aumenta provocando un decremento en la resistencia y un incremento en la capacitancia. Del mismo modo, los valores máximos indicados por los símbolos sólidos dependen del volumen medio de la población y del diferencial de presión. Sin embargo, el régimen de flujo heterogéneo presenta pequeñas resistencias y grandes capacitancias en comparación con los flujos homogéneos. Por lo tanto, el régimen de flujo heterogéneo disminuye los efectos resistivos del flujo y permite transferir más energía a las burbujas para activar los diversos mecanismos de disipación conocidos como ondas de presión, luz, temperatura, por mencionar solo algunas.

En la Fig. 6 se ve como la frecuencia es el principal parámetro afectado por la fracción volumétrica de la mezcla de gas/vapor y los factores geométricos. En consecuencia, la transición de un flujo líquido a bifásico por el aumento de α desde cero (ver los símbolos sólidos) se caracteriza por una disminución en ω . Por el contrario, la transición de un flujo bifásico a gaseoso, al continuar aumentando α hasta uno, por un aumento en ω .

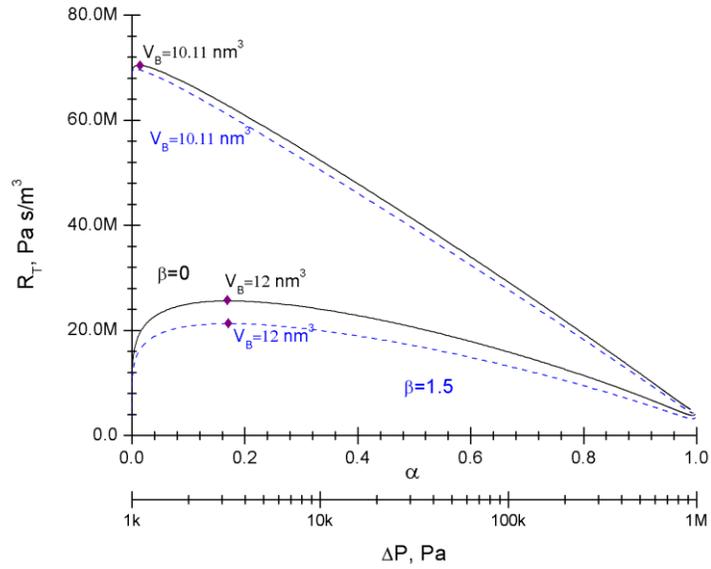


Fig. 4 Comportamiento resistivo, para un flujo con burbujas homogéneas (línea continua) y una distribución de tamaños (línea de trazos), en la entrada y el final de la zona de constricción en función de la caída de presión, el volumen medio de la población y la fracción vacía. Donde dos diferentes tamaños de distribución $\beta = 0$ y $\beta = 1.5$ son considerados. Los símbolos sólidos son el valor máximo para las condiciones respectivas.

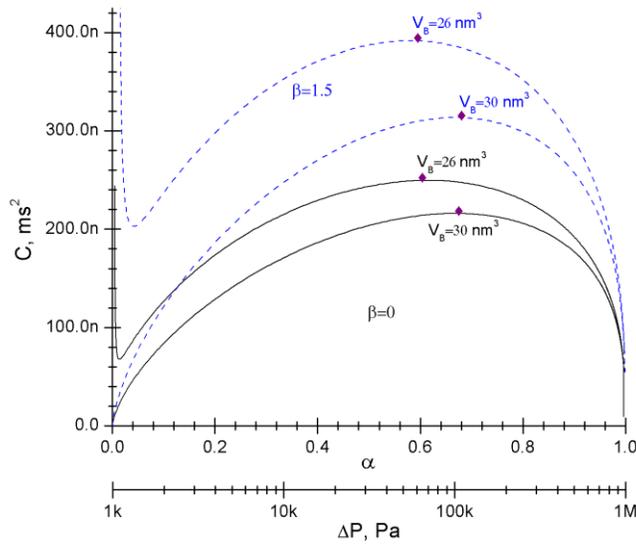


Fig. 5 Comportamiento capacitivo, para un flujo con burbujas homogéneo (línea continua) y una distribución de tamaños (línea de trazos), en la entrada y el final de la zona de constricción en función de la caída de presión, el volumen medio de la población y la fracción de volumétrica de la mezcla de gas y vapor. Donde dos diferentes tamaños de distribución $\beta = 0$ y $\beta = 1.5$ son considerados. Los símbolos sólidos son el valor máximo para las condiciones respectivas.

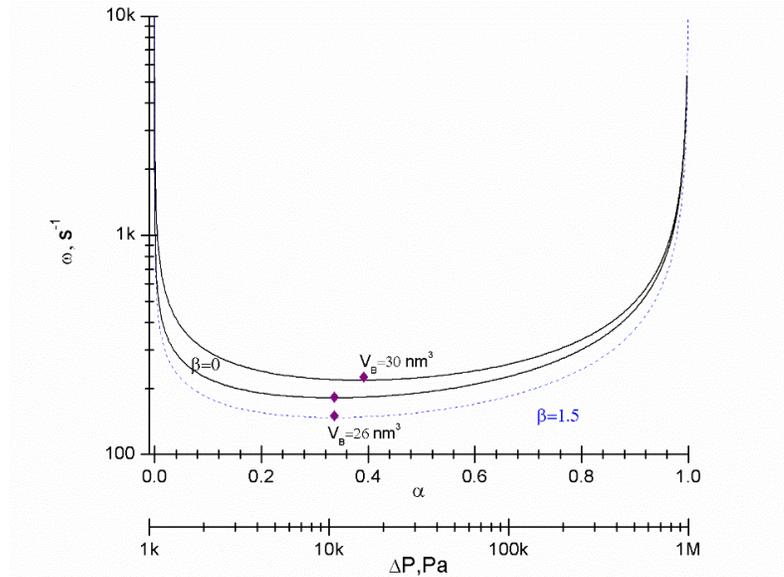


Fig. 6 Comportamiento en frecuencia, para un flujo con burbujas homogéneas (línea continua) y una distribución de tamaños (línea de trazos), en función de la caída de presión, el volumen medio de la población y la fracción vacía. Donde dos diferentes tamaños d de distribución $\beta = 0$ y $\beta = 1.5$ son considerados. Los símbolos sólidos son los valores mínimos de la función.

En la Fig.7 se muestran los parámetros concentrados en función de la longitud del Venturi. Se integraron las ecuaciones (39), (48) y (50) en función de x , considerando $a = 1482 [m/s]$, $\Delta P = 100 \text{ Pa}$, $nV_B = 1$ y las condiciones iniciales $R_T(0) = 0, C(0) = 0, \ell(0) = 0$.

Se observa que la garganta del tubo Venturi exhibe la máxima resistencia y capacitancia. Para estas condiciones iniciales al incrementar α_T , por el aumento de β , se desplaza ligeramente el vértice y el foco de la capacitancia. Además se observa un cruce por cero en la capacitancia que se interpreta como una devolución de energía.

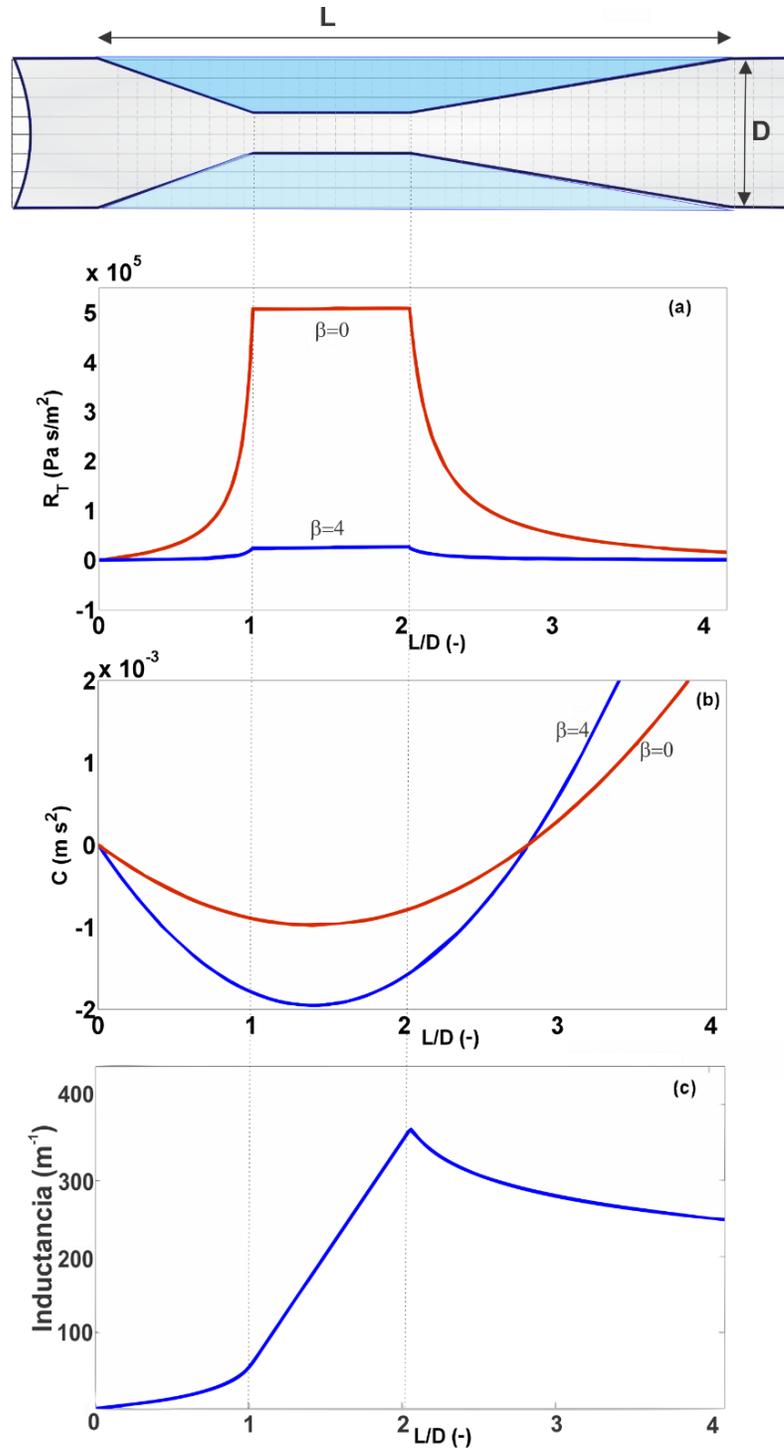


Fig. 7 De acuerdo a la gráfica (a) y (b), la máxima resistencia se encuentra en la garganta del Venturi y disminuye hasta cero en sus extremos. En (b) la capacitancia muestra comportamiento parabólico. Los valores negativos indican la zona de acumulación de energía y el cruce por cero donde es devuelta. En (c) se muestra que la inductancia de salida es mayor a la de entrada. Este cambio en la impedancia propicia que en la etapa de divergencia la población de burbujas devuelva la energía acumulada.

En la Fig. 8 se muestran los cambios en frecuencia como una función de la longitud del tubo Venturi y para diferentes valores de α . En la entrada del Venturi el flujo tiene una frecuencia inicial debido a los factores geométricos del circuito hidráulico, la frecuencia de bombeo y la fracción de vacío inicial. La frecuencia disminuye drásticamente desde la zona convergente a la divergente, donde se presentan singularidades, ya que la capacitancia es cero en estas posiciones del Venturi, indeterminado así ω . La posición de estas singularidades en el tubo Venturi es una función de la fracción volumétrica de gas/vapor y se puede interpretar como un retorno de la energía de la fracción vacía al flujo.

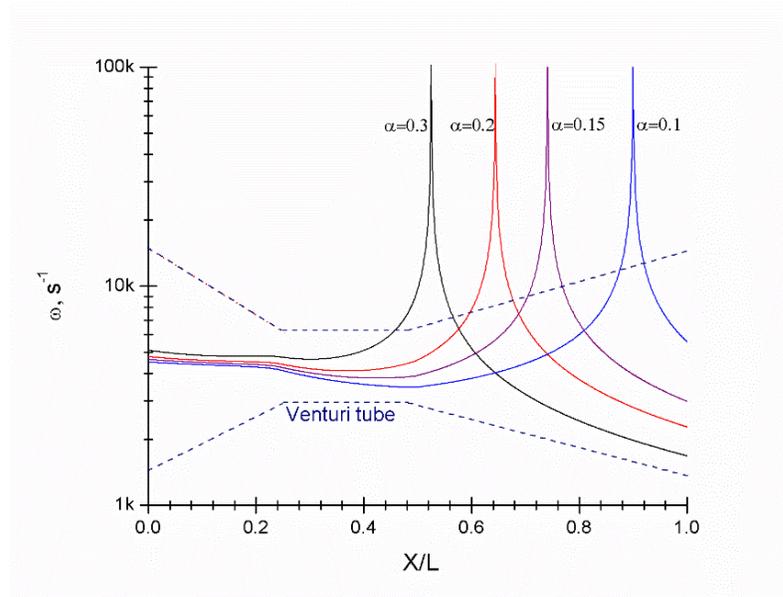


Fig. 8 Cambios de frecuencia en función de la longitud de Venturi para diferentes valores de α .

Es factible utilizar el parámetro de frecuencia para determinar las condiciones de flujo, así como para estimar α y la zona de colapso de burbujas.

3.2 Parámetros distribuidos

En el modelo de parámetros concentrados se describe la dinámica de un flujo bifásico estacionario y unidimensional, con una fase líquida incompresible y una fase dispersa inicial (constituida por burbujas homogéneas), como una función de la presión de entrada y salida de un elemento de volumen (zona convergente o divergente de un tubo Venturi). También, los cambios volumétricos de las burbujas son vistos como una etapa de acumulación o restablecimiento de energía que posee una frecuencia. También se considera que existe un aumento en la concentración de vapor por el incremento en el caudal y la caída de la presión local, teniendo así un amplio espectro de frecuencias. Para determinarlas se requiere de un modelo superior que surge de las ecuaciones de continuidad y movimiento de Navier-Stokes para flujos multifásicos que atraviesan una tubería. Considerando un flujo unidimensional, bifásico, estacionario a la entrada, en equilibrio termodinámico y mecánico, con una fase dispersa homogénea, se establece que:

(1) *Ecuación de continuidad*

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} + \rho(x, t) \frac{\partial u(x, t)}{\partial x} + \frac{u(x, t) \rho(x, t)}{A(x)} \frac{\partial A(x)}{\partial x} + u(x, t) \frac{\partial \rho(x, t)}{\partial x} = 0, \quad (55)$$

(2) *Ecuación de movimiento*

$$\frac{\partial \rho(x, t) u(x, t)}{\partial t} + \frac{1}{A(x)} \frac{\partial A(x) u^2(x, t) \rho(x, t)}{\partial x} = -\frac{\partial P(x, t)}{\partial x} + \frac{\mathcal{P} \tau_0}{A(x)}, \quad (56)$$

(3) *Velocidad del sonido en el medio*

$$a^2 = \frac{\partial P(x, t)}{\partial \rho(x, t)} = \left[(\alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l) \left(\frac{\alpha}{\gamma P(x, t)} + \frac{1 - \alpha}{\rho_l a_l^2} \right) \right]^{-1}, \quad (57)$$

A partir de las ecuaciones (55), (56) y (57) se determinan los parámetros distribuidos $R(x)$, $L(x)$ y $C(x)$ en función de la geometría Venturi. Así bien, la longitud total del tubo L , se divide en un numero finito de celdas con talla Δx constante que representa la impedancia local. Usando el concepto de derivada Lagrangiana ($\partial P / \partial t + u \partial P / \partial x$) y la velocidad del sonido (ver ecuación (57)); la ecuación de continuidad (1) se reduce a:

$$\frac{\partial u(x, t)}{\partial x} = \overbrace{\frac{-1}{\rho a^2}}^1 \frac{dP(x, t)}{dt} - \overbrace{\frac{1}{A(x)} \frac{\partial A(x)}{\partial x}}^2 u(x, t). \quad (58)$$

donde el primer término representa la analogía eléctrica de la capacitancia del flujo $C(x)$, que es solo dependiente de la compresibilidad del medio, en serie al segundo término que es una resistencia estática $R_e(x)$.

Para determinar la inductancia $L(x)$ se desarrolla las derivadas de la ecuación (56) y se sustituye la ecuación (58), así con la velocidad del sonido del medio, la definición del número de Mach M y el concepto de pérdidas en ductos se tiene una relación en donde se distinguen los siguientes términos que representan en conjunto la impedancia de entrada en cada celda (ver ecuación 60):

$$\frac{\partial P(x, t)}{\partial x} = \overbrace{\frac{1}{\rho}}^1 \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} - \overbrace{\frac{M}{\alpha(M^2 - 1)}}^2 \frac{\partial P(x, t)}{\partial t} - \overbrace{\left[\frac{1}{A(x)} \frac{\partial A(x)}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{2D(x)} \right]}^3 \frac{\rho}{(M^2 - 1)} u^2 \quad (59)$$

donde el primer término es la inductancia $L(x)$ como una función del número Mach y la densidad de flujo. El segundo y tercer término son impedancias dinámicas debidas a los cambios de velocidad y la geometría del Venturi. La existencia de los elementos $R(x)$, $L(x)$ y $C(x)$ en forma implícita en las ecuaciones de Navier-Stokes aseguran la transferencia de energía entre fases.

Para determinar las frecuencias naturales locales ($\omega(x, t)$) del flujo bifásico que atraviesa el tubo Venturi, inferimos una onda que se propaga transversalmente al Venturi. La velocidad de la onda (V_o) depende de la frecuencia natural local y se establece en forma análoga a las líneas de transmisión eléctrica como:

$$V_o^2 = \frac{1}{LC} = a^2[1 - M^2]; \quad (60)$$

y la frecuencia natural como:

$$\omega = \frac{V_o}{D(x)} = \frac{a}{D(x)}\sqrt{1 - M^2}; \quad (61)$$

donde $D(x)$ es el diámetro transversal de la tubería. De acuerdo a las ecuación (61) la velocidad de la onda es igual a la del sonido solo en flujos estacionarios y de magnitud inferior conforme el número de Mach tiende a 1, en otras palabras en los flujos sónicos no se propagan onda de presión. Cuando ($M > 1$) la velocidad es imaginaria indicando que el medio se convierte en emisor de ondas de presión con velocidades mayores a la del sonido. De igual forma la frecuencia (ver Fig. 9) adopta valores reales e imaginarios, representando oscilaciones de amortiguamiento y angulares respectivamente.

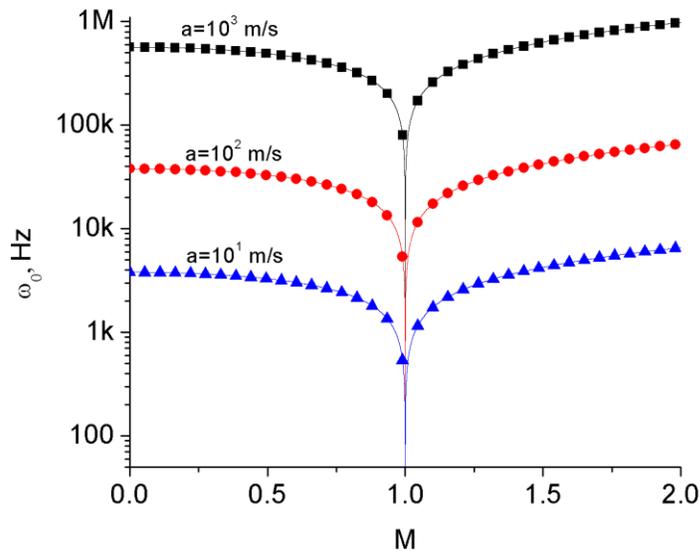


Fig. 9 Frecuencia de una onda de presión que se propaga en el flujo bifásico al variar el número de Mach y la velocidad del sonido en el medio, $D(x) = 16.5 \text{ mm}$. Donde se observa como la frecuencia disminuye al cambiar de flujo subsónico, a sónico y finalmente aumenta su valor en la condición supersónica. Este comportamiento sugiere que en condiciones sónicas no se transmite ninguna onda de presión en el flujo.

Asumiendo que la frecuencia local del flujo varía conforme cambia la velocidad del sonido de la mezcla por el cambio en la fracción volumétrica de gas y vapor α ; es conveniente reescribir la ecuación (61) en términos de α . Para lograrlo, se sustituye la velocidad del sonido en el medio así:

$$\omega = \frac{1}{D} \sqrt{1 - M^2} \left[(\alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l) \left(\frac{\alpha}{\rho_v a_v^2} + \frac{1 - \alpha}{\rho_l a_l^2} \right) \right]^{-1/2} \quad (62)$$

En la Fig. 10, se observa que la transición de líquido a flujo bifásico se caracteriza por una disminución en la frecuencia de las ondas de presión que se propagan en el medio, así mismo la transición de flujo bifásico a gaseoso por un aumento en la frecuencia. Con el incremento del número de mach la frecuencia decae drásticamente.

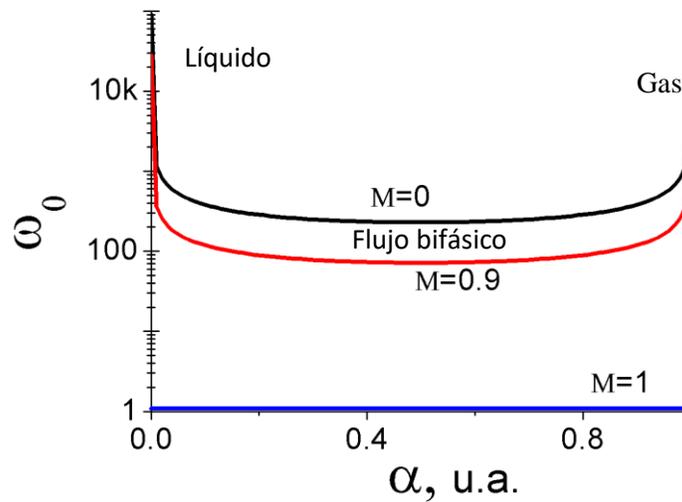


Fig. 10 Cambio en la frecuencia de una onda de presión que se propaga en un flujo bifásico como una función de la fracción volumétrica de vapor α y el número de Mach.

De acuerdo a la Fig. 9 y 10, cualquier flujo multifásico tiene la capacidad de amortiguar o emitir ondas de presión, esta condición se determina por su número de Mach. La fracción volumétrica de gas o vapor establece las frecuencias que serán amortiguadas o emitidas.

El parámetro de frecuencia se extrapola para un tubo Venturi con la geometría mostrada en la siguiente Fig. 2. En la Fig. 11 se muestran los cambios en frecuencia como función de α y la longitud del Venturi. Alrededor de la garganta del tubo Venturi se determinan las frecuencias de amortiguamiento u oscilación del flujo, en otras palabras representa el punto de máxima impedancia del sistema, así como la zona de amortiguamiento y emisión de ondas de presión.

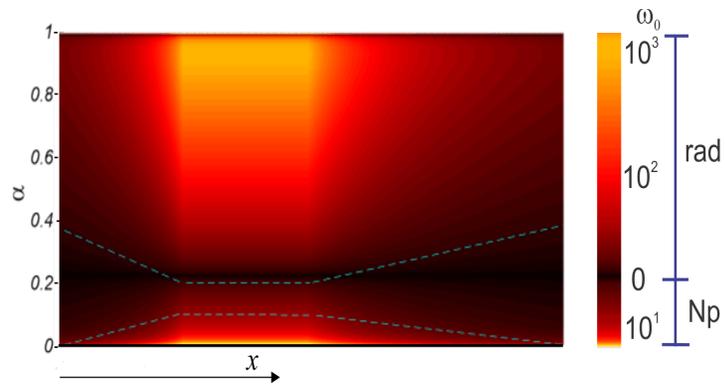


Fig. 11 Cambios en frecuencia como función de α y la longitud del Venturi.

Capítulo 4

Arreglo experimental

En este capítulo se describe el diseño del circuito hidráulico para generar cavitación en un tubo Venturi, así como el arreglo experimental utilizado y su montaje para monitorear las emisiones acústicas, la dinámica de la cavitación, temperatura y gasto másico. Se establecen la metodología de experimentación que comprende la caracterización de los materiales del circuito hidráulico y el tubo Venturi, la respuesta acústica del Venturi acoplado al circuito hidráulico con y sin líquido con sus respectivos montajes experimentales. Además, se presenta la metodología para las corridas experimentales. Con la finalidad de corroborar experimentalmente el modelo teórico propuesto en el capítulo 3.

4.1 Diseño experimental

El líquido de estudio es 1,2 propanodiol que es comúnmente usado a nivel industrial, médico e investigación como materia prima de diversos procesos de fabricación. Es un líquido orgánico transparente que posee un índice de refracción ligeramente mayor al del agua lo cual permite visualizar con mejor claridad las ondas de presión generadas (ver Tabla 2), la evolución dinámica de las nubes de burbujas y es posible estudiar cambios fisicoquímicos producidos por la cavitación (Esquivel D. 2014, Araujo J. J. 2015). La producción a partir de este líquido requiere diferentes condiciones de presión, temperatura y velocidad lo cual hace factible que en algunos procesos se produzca el fenómeno de la cavitación en diversos dispositivos. Del mismo modo, el tubo Venturi es utilizado a nivel industrial e investigación para la medición y control de gasto. En la Fig. 12 se esquematiza el circuito hidráulico a utilizar en la parte experimental.

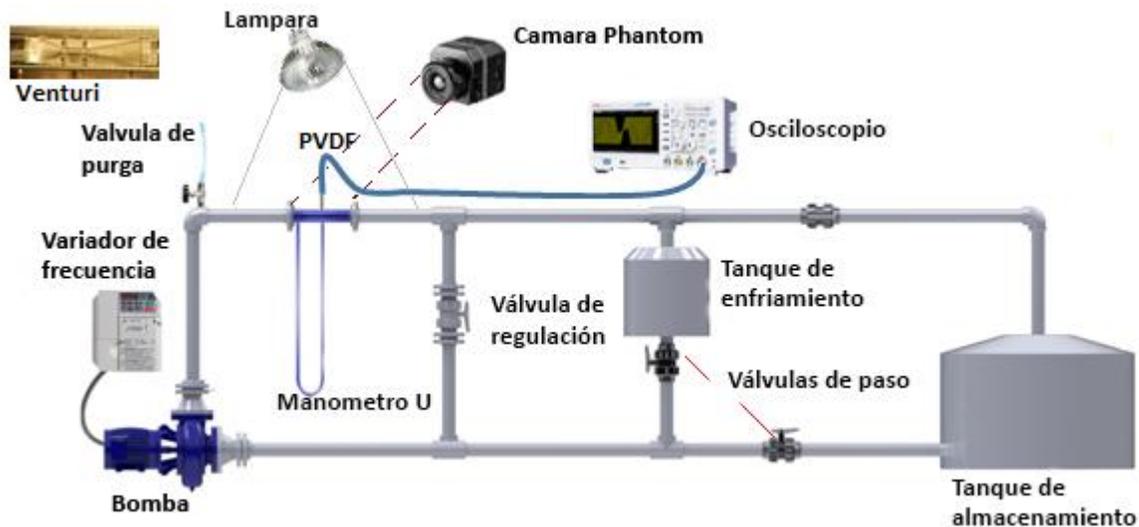


Fig. 12 Representación esquemática del circuito hidráulico con el arreglo experimental a usar.

El circuito cuenta con un sistema de refrigeración, dentro de un tanque de 30 l, capaz de mantener una temperatura de 30 °C en régimen de cavitación desarrollada, una bomba trifásica de 5

Hp controlada por un convertidor de frecuencia que asegura un ajuste de la tasa de flujo, una válvula de purga para extraer los cúmulos de gas en el líquido, dos válvulas de paso para permitir la circulación del flujo a un tanque de almacenamiento de 70 l y una válvula de regulación de gasto. La tubería del circuito es de PVC de 2" cédula 40 y 80. El tubo Venturi es manufacturado en PMMA para permitir la visualización de la cavitación, ver anexo B.

4.2 Arreglo experimental

La Fig. 12 muestra el arreglo experimental utilizado en el circuito hidráulico. Las emisiones acústicas son monitoreadas por un transductor piezoeléctrico de película (PVDF, ancho de banda 1 GHz) y PZT 4 (Olympus 1 MHz, ver Anexo C) conectados a un osciloscopio Lecroy (1G S/s, ancho de banda 1 GHz, 50 Ω) para la adquisición de señales. La caída de presión se monitorea con un manómetro de U entre la entrada y de garganta del Venturi, que además nos permite estimar la velocidad de flujo. La dinámica de la cavitación y la fracción volumétrica de gas se registra con la cámara de alta velocidad (Phantom V1211) conectada a una computadora con el programa PCC2.7 para controlarla, así mismo la temperatura es monitoreada digitalmente por un termopar J colocado en el tanque de almacenamiento. La iluminación es proporcionada por dos fuentes de luz halógena con una potencia conjunta de 1000 W.

4.3 Metodología experimental

1. Caracterización de los materiales del circuito hidráulico y el tubo Venturi.

Los materiales de PVC y acrílico se caracterizan para conocer la atenuación y la velocidad de las señales acústicas. Esto nos permite calibrar los instrumentos con las ganancias, filtros e impedancias necesarias para adquirir las señales. Para lograr lo anterior, se implementa la técnica de transmisión de pulsos acústicos y se determina el desfaseamiento y amplitud entre la señal emitida y recibida. Esto implica:

- i. Implementar la técnica de transmisión de pulsos acústicos usando un generador TTL, conectado a un transductor piezoeléctrico PZT 4 (Olympus, 1 MHz) como transmisor. Igualmente, se usa otro transductor PZT 4 (Olympus, 5 MHz) como receptor conectado al osciloscopio Lecroy.
- ii. Se determina el tiempo de respuesta del instrumento implementado, así como la atenuación del sonido como una función del espesor del PMMA y el 1,2 propanodiol.
- iii. Llenar el tubo Venturi con 1,2 propanodiol en condición de temperatura constante y flujo estático.
- iv. Se determina la velocidad del sonido en el PMMA, así como de los materiales del circuito hidráulico (PVC y PVC de alta densidad) como una función de sus geometrías.

2. Caracterizar el circuito hidráulico con el tubo Venturi.

Se determina el acoplamiento entre el tubo Venturi y el circuito hidráulico mediante la respuesta espectral a un pulso TTL, aplicando la técnica de transmisión de pulsos. También, los efectos de la temperatura en el comportamiento del Venturi como medidor y controlador de gasto, así como en la condición sónica del flujo. Esto implica:

- vi. Montar el tubo Venturi en el circuito hidráulico junto con la técnica mencionada.

- vii. Determinar la respuesta espectral del sistema hidráulico sin líquido y con líquido en estado estacionario.
- viii. Mediante el desfase en las frecuencias principales de los dos espectros obtenidos, establecer un umbral donde se encuentra la frecuencia debida a la geometría y la fracción volumétrica de gas/vapor.
- viv. Medir la caída de presión en el manómetro de U y la temperatura del 1,2 propanodiol como una función del porcentaje de potencia suministrado a la bomba, a diferentes temperaturas iniciales. El tiempo de adquisición de datos se realiza cada 1 minuto para que el sistema se estabilice.

3. Medir el contenido espectral del tubo Venturi cavitante como una función de la potencia suministrada a la bomba hidráulica.

Para determinar el cambio en frecuencia por la variación en la fracción volumétrica de gas/vapor y la dinámica de la cavitación. Esto implica:

- vvi. Se usa el arreglo experimental mostrado en la Fig. 12.
- vvii. Mantener el 1,2 propanodiol a temperatura constante durante la realización de las pruebas.
- vviii. Inicialmente se adquiere el espectro en frecuencias aplicando un golpe en la garganta del Venturi, con un sensor de fuerza (PCB Piezotronics, modelo 208A 35, ancho de banda de 36 KHz, 0.27 kN) por caída libre 2 cm, en condición de flujo subsónico, sónico y supersónico para corroborar la transmisión, atenuación y aumento del contenido espectral respectivos que asegura la parte teórica.
- vviv. Usando el sensor piezoeléctrico de PVDF y la cámara Phantom se adquieren las señales acústicas generadas por la cavitación y la dinámica del flujo respectivamente a diferentes porcentajes de potencia aplicada a la bomba hidráulica.
- vvv. Mediante un análisis en frecuencia se analiza el desfase ocasionado por el incremento en la fracción volumétrica de gas/vapor, dentro del umbral determinado en vii.
- vvvi. A partir del análisis de video se estima la fracción volumétrica de gas/vapor en el flujo, considerando que existe simetría en los planos de observación del flujo y se relaciona el comportamiento dinámico de la cavitación con los resultados teóricos.

4. Comparación teórico-experimental

Se establecen gráficas teóricas con puntos experimentales para comparar y validar el parámetro de frecuencia como indicador de la presencia de cavitación, la condición de flujo y el porcentaje de gas/vapor disuelto.

4.4 Montajes experimentales

Para implementar la técnica de transmisión de pulsos acústicos.

- i. Se usa un generador TTL (Stanfor Research DG535, 50 Ω , 3.3 V, ciclo de trabajo 0.46 μ s), dos transductores piezoeléctricos PZT 4 y un osciloscopio Lecroy (1GHz, 1 GS/s, 350ps, 50 Ω , 0 offset, BW 20 MHz, 0 sweeps). El puerto de salida del generador se conecta al trigger del osciloscopio (2 V/div, 0 offset, BW 20MHz, 1 M Ω , 0 sweeps) y al transductor de transmisión que envía la onda acústica a través del medio de propagación (Olympus, 0.5

MHz). El transductor de recepción (Olympus, 1 MHz) se conecta al puerto de entrada del osciloscopio mediante cable blindado de 50 Ω .

- ii. Ambos transductores piezoeléctricos se alinean respecto de sus centros y son acoplados al PMMA mediante pasta con base de silicón. Se varía el espesor agregando placas de PMMA y una bolsa con 1,2 propanodiol para determinar la atenuación de la señal. En la Fig. 13 se muestra un diagrama de bloques del arreglo experimental.

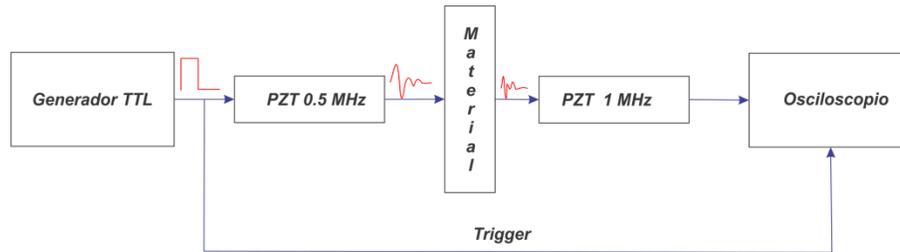


Fig. 13 Diagrama de bloques del arreglo experimental implementado para la técnica de transmisión de pulsos acústicos.

- iii. El Venturi se monta en tubos y acoplamientos de PVC que emulan una tubería cerrada (ver Fig. 14). El montaje provisional se llena con un líquido de prueba a temperatura ambiente (agua, 21 °C, 1460.55 m/s) y se coloca en dos bases cubiertas con neopreno, para evitar que se mueva. Se sujetan sus extremos a una mesa holográfica mediante dos bases de aluminio y se nivela.

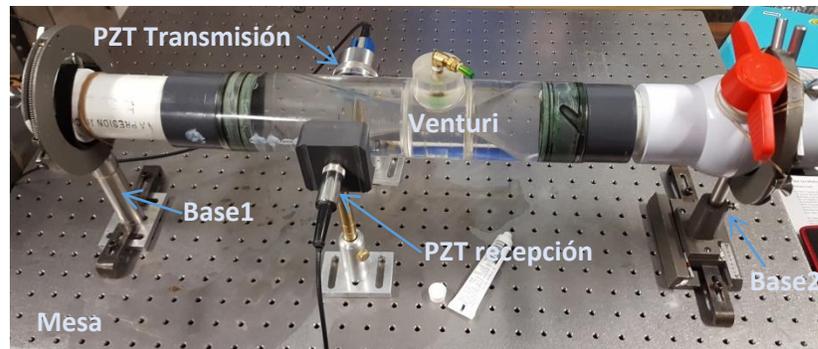


Fig. 14. Montaje experimental de los traductores de emisión y recepción en el tubo Venturi de acrílico.

- iv. Inicialmente se determina el tiempo de respuesta del instrumento implementado encarando ambos transductores piezoeléctricos.
- v. Se implementa la misma técnica experimental usando un generador de pulsos PR5000 (2600 W, BW 20 MHz), debido a la atenuación. Una señal cuadrada con características en tiempo similares a la señal TTL son usadas pero con amplitud 50 veces mayor, sin ganancia ni filtrado de recepción. La siguiente programación es utilizada en el generador:

Tabla 4 Programación del PR5000

Frecuencia de Repetición.	PRF	10Hz	Ganancia	Gan:	1 dB
Ciclo de trabajo	WIDTH:	0.46 μ s	Frecuencia inferior de corte	LPF:	0 MHz
Frecuencia del pulso	FREQ:	5 MHz	Frecuencia superior de corte	HPF:	10 MHz
Amplitud	AMP:	17%	Rectificación	Rec:	RF→No
Trigger	Tr:	Tr+E	Modo de transmisión	Pe -or- TT:	TT

- vi. Se mide la velocidad del sonido en el PMMA, PVC y PVC de alta densidad colocando los transductores alineados respecto de sus centros en la garganta del Venturi, un tubo de PVC y coplee cédula 40, respectivamente. Es considerada la geometría y velocidad del sonido del líquido contenido en los cálculos.
- vii. Se colocan los transductores en la entrada del tubo Venturi y se desplazan longitudinalmente al tubo 15 mm para determinar el tiempo de arribo de la señal en función de la geometría.

Para caracterizar el circuito hidráulico

- i. El tubo Venturi es montado en el circuito hidráulico usando dos bridas de PVC, cédula 80, colocadas en sus extremos con cuatro espárragos de 3/8" de 1.2 m de longitud con turcas y rondanas. El manómetro de U se conecta a la entrada y garganta del tubo Venturi usando válvulas de aguja junto con conectores de bronce de 1/4" de diámetro. La temperatura se monitorea mediante un termómetro digital que usa un termopar tipo J, colocado en el tanque de almacenamiento.
- ii. Se instala una masa de 1.2 Kg sobre el transductor de fuerza para que funcione como carga y se coloca en un soporte manufacturado en PVC, nylon y bronce para realizar pruebas de caída libre. A continuación, se conecta a un acoplador de impedancias (PCB Piezotronics, modelo 442B104, x10) que acondiciona la señal para ser utilizada como trigger del osciloscopio.
- iii. El transductor piezoeléctrico de recepción se coloca en el otro extremo del tubo Venturi, alineado respecto al centro del sensor de fuerza. Consecutivamente, es conectado al osciloscopio con un cable blindado de 50 Ω . En la Fig. 15 se muestra la representación en diagrama de bloques de este arreglo experimental.

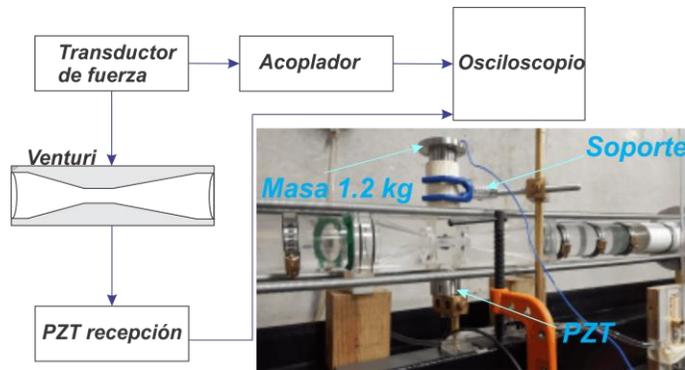


Fig. 15 Representación en diagrama de bloques y montaje del arreglo experimental utilizado en la caracterización del circuito hidráulico con el tubo Venturi.

Para monitorear el contenido espectral y la dinámica de las burbujas como función de la potencia suministrada a la bomba.

- i. Se utiliza el transductor de película PVDF, por su amplio ancho de banda, colocado en el centro de la garganta del tubo Venturi y conectado a un puerto de entrada del osciloscopio con un cable blindado de 50 Ω .
- ii. La entrada del osciloscopio se programa con 50 Ω , BW 200 MHz, offset 0V, 2mV/div, sin promedios, 20 μ s/div, 500 kS.
- iii. La cámara Phantom se coloca en una vista lateral del tubo Venturi (ver Fig. 16). Tanto el trigger de la cámara como las características de operación se programan por software como: resolución 512x384, periodo 20 μ s, velocidad de cuadro 49000 c/s y exposición 6 μ s.
- iv. Las lámparas de alógeno se colocan frontalmente a Venturi.

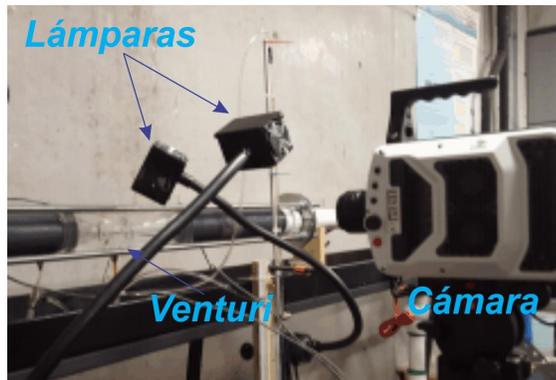


Fig. 16 Montaje de la cámara Phantom y las lámparas en sistema hidráulico para observar la dinámica de la cavitación en el tubo Venturi.

4.5 Corridas experimentales:

Para caracterizar la técnica de transmisión de pulsos acústicos.

Tabla 5 Caracterización de la técnica de transmisión de pulsos y velocidad del sonido en los materiales del tubo Venturi y circuito hidráulico.

	Canal 3	Canal 4
Tiempo de respuesta del arreglo de piezoeléctricos.	C3Trigger_Piezoeléctricos_encontrados00000.txt	C4Piezoeléctricos_encontrados00000.txt
Velocidad del sonido en una placa de PMMA.	C3Trigger_PMMA00000.txt	C4PMMA00000.txt
Velocidad del sonido en PVC.	C3Trigger_PCV00000.txt	C4PCV00000.txt
Velocidad del sonido En PVC de alta densidad.	C3Trigger_PCValta00000.txt	C4PCValta00000.txt

Tabla 6 Caracterización de la atenuación de la señal debida al espesor del PMMA y el líquido.

Espesor, mm	Canal 3	Canal 4
113	C3Trigger00000.txt	C4_00000.txt
207	C3Trigger00001.txt	C4_00001.txt
301	C3Trigger00002.txt	C4_00002.txt
317	C3Trigger00003.txt	C4_00003.txt
409.5	C3Trigger00004.txt	C4_00004.txt
501.5	C3Trigger00005.txt	C4_00005.txt

Tabla 7 Caracterización del tiempo de arribo del sonido como función de la geometría Venturi.

	Canal 3 Trigger	Canal 4 Recepción
PVC	C3_00000.txt	C4_00000.txt
PVC alta	C3_00001.txt	C4_00001.txt
15 mm	C3_00002.txt	C4_00002.txt
30 mm	C3_00003.txt	C4_00003.txt
45 mm	C3_00004.txt	C4_00004.txt
60 mm	C3_00005.txt	C4_00005.txt
75 mm	C3_00006.txt	C4_00006.txt
90 mm	C3_00007.txt	C4_00007.txt
105 mm	C3_00008.txt	C4_00008.txt
120 mm	C3_00009.txt	C4_00009.txt
152 mm	C3_00010.txt	C4_00010.txt
167 mm	C3_00011.txt	C4_00011.txt
182 mm	C3_00012.txt	C4_00012.txt
206 mm	C3_00013.txt	C4_00013.txt
220 mm	C3_00014.txt	C4_00014.txt
235 mm	C3_00015.txt	C4_00015.txt
251 mm	C3_00016.txt	C4_00016.txt

Para caracterizar del sistema hidrodinámico.

Tabla 8 Señales adquiridas para determinar la respuesta espectral del sistema hidráulico sin líquido y con líquido estático.

	Canal 3 Trigger	Canal 4 Recepción
Con líquido	C3con liquido00000.txt	C4con liquido00000.txt
Sin liquido	C3sin liquido00000.txt	C4sin liquido00000.txt

Tabla 9 Corridas experimentales en el sistema hidráulico con diferentes temperaturas del 1,2 propanodiol.

% de Bomba	23 °C	25 °C	30 °C	33 °C
	$\Delta P, Pa$	$\Delta P, Pa$	$\Delta P, Pa$	$\Delta P, Pa$
15	--	6266	6532	--
16	--	8265	7599	--
17	7999	9199	8932	--
18	2533	10665	10132	--
20	9465	11065	10265	--
22	15332	11332	10265	--
24	21598	13865	12798	--
26	29330	18665	15065	--
28	34663	25331	20131	--
28	35997	27997	26664	--
30	42663	30530	30530	45685
31	47996	33730	33330	48714
32	51329	36263	36263	52306
33	55995	39330	39596	55573
34	61328	41996	42529	59350
35	65327	45329	45996	62817
36	71994	48662	48929	67283
37	109324	51729	52928	70994
38	113324	55595	56528	75815
39	117323	59461	60128	80507
40	119323	62928	63594	90729
41	123989	67327	67594	103005
42	126656	70660	72660	137456
43	130655	74660	76393	141522
44	134655	80393	81726	143987
45	136655	84259	89059	147209
46	139988	91592	95992	151109
47	141321	99325	102258	153109
48	143321	105991	107457	156531
49	145988	113324	141988	156586
50	146654	146654	145721	--
51	146654	147987	148387	--
52	146654	151320	151987	--
53	146654	153320	--	--
54	145321	156653	--	--
55	145321	157987	--	--
56	144654	160653	--	--
57	143988	162253	--	--
58	143988	--	--	--
59	141988	--	--	--

Tabla 10 Adquisiciones de temperatura como una función del porcentaje de trabajo de la bomba hidráulica.

% de Bomba	°C	°C	°C	°C	°C
15	--	23	25	--	--
16	--	23.4	25.2	--	--
17	--	23.4	25.2	--	--
18	--	23.6	25.2	--	21
19	--	23.8	25.3	--	21.7
20	--	23.6	25.3	--	21.8
21	--	23.7	25.4	--	21.9
22	--	23.7	25.4	--	22
23	--	23.8	25.6	--	22
24	--	23.9	25.6	--	22
25	--	24	25.6	--	22
26	--	24	25.7	--	22.1
27	--	24.1	25.8	--	22.4
28	--	24.2	25.9	--	22.5
29	--	24.4	26.6	--	22.6
30	30.2	24.5	26.9	33	22.7
31	31	24.8	27.2	--	22.8
32	31.2	24.9	27.3	--	22.9
33	31.5	25.2	27.6	--	23.1
34	31.9	25.1	27.8	34.2	23.2
35	32	25.7	27.9	--	23.4
36	32.2	26.1	28.2	--	23.6
37	32.7	26.5	28.4	--	23.8
38	33.1	26.9	28.5	35.6	24.1
39	33.8	27.4	29	--	24.3
40	34.2	28.3	29.3	37.3	24.7
41	34.7	28.4	29.7	38	25.4
42	35.3	28.8	30.1	40	25.8
43	36	29.6	30.3	43	26.1
44	37.7	30.3	31.2	44.3	26.5
45	39	30.6	32.3	46	26.7
46	40.1	30.8	32.9	--	27
47	41.5	31.3	33.2	--	27.2
48	42.6	31.7	34	--	27.6
49	44.5	32.3	35	--	27.9
50	45.9	32.7	35.5	--	28.2
51	--	33.2	36	--	28.5
52	--	33.7	36.7	--	28.8
53	--	34.4	--	--	29.1
54	--	34.7	--	--	29.4
55	--	35.5	--	--	--
56	--	36.1	--	--	--
57	--	36.8	--	--	--

Para determinar el contenido espectral del tubo Venturi cavitante.

Tabla 11 Corridas experimentales para adquirir las señales acústicas generadas por la cavitación en la garganta del tubo Venturi.

Porcentaje de bomba	Canal 3 Transductor PVDF
25	C300-30000002.txt
30	C300-30000003.txt
35	C300-30000004.txt
36	C300-30000006.txt
38	C300-30000007.txt
40	C300-30000008.txt
41	C300-30000011.txt
42	C300-30000012.txt
43	C300-30000015.txt
44	C300-30000017.txt
45	C300-30000018.txt
46	C300-30000019.txt
47	C300-30000020.txt
48	C300-30000021.txt
49	C300-30000022.txt
50	C300-30000023.txt
51	C300-30000024.txt
52	C300-30000025.txt
53	C300-30000026.txt
54	C300-30000027.txt
55	C300-30000028.txt
56	C300-30000029.txt

Tabla 12 Adquisición de video de alta velocidad a diferentes porcentajes de la potencia suministrada a la Bomba.

Porcentaje de la bomba	Imágenes de cámara Phantom
42	42.cine
42.5	Evaporación_súbita.cine
56	56.cine

Capítulo 5

Análisis de datos y señales

En esta sección se describe el tratamiento y análisis de los datos obtenidos, para caracterizar el sistema hidráulico cavitante y así identificar los cambios en frecuencia como función de los factores geométricos, α y la condición sónica de flujo que se observa teóricamente. Para esto, se emplean un análisis en el dominio del tiempo y en el dominio de la frecuencia de las señales acústicas adquiridas, así como de algunas variables macroscópicas del sistema cavitante (caída de presión, velocidad del flujo y temperatura).

5.1 Caracterización de los materiales del circuito hidráulico y el tubo Venturi.

La señales adquiridas para caracterizar la atenuación como una función del espesor se ajustan a cero restando su valor medio, dividiendo entre su desviación estándar y normalizando respecto del valor máximo, usando el programas OriginPro 8. Además, un filtro pasó bajas es aplicado para reducir el ruido de alta frecuencia que contiene la señal, considerando la frecuencia de corte máxima del transductor piezoeléctrico de recepción (≈ 1 MHz). En la Fig. 17 se grafican los puntos máximos de la señal en función del espesor.

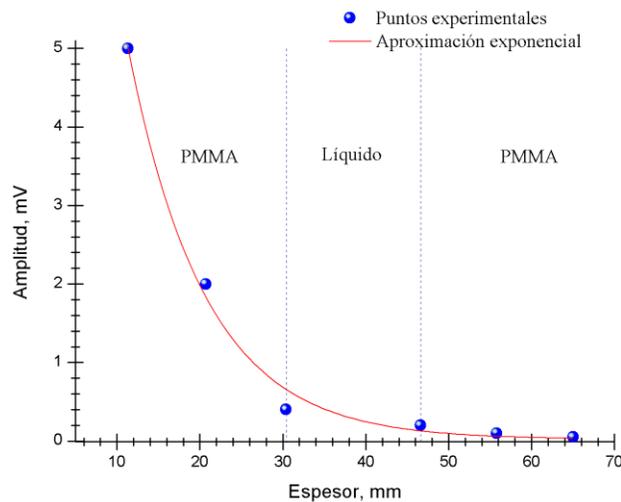


Fig. 17 Atenuación de una señal acústica como una función del espesor del PMMA y líquido. La ecuación usada para la aproximación es $Y = A_1 e^{-x/t_1} + A_2 e^{-x/t_2} + Y_0$ donde $A_1 = 8.47, A_2 = 8.47, t_1 = 9.27, t_2 = 9.2, Y_0 = 0.01$

De acuerdo a la Fig.17 la atenuación acústica sigue un comportamiento exponencial lo cual se demuestra mediante la aproximación graficada con la línea sólida. Esto hace necesario usar un generador de señales de mayor potencia para caracterizar el tubo Venturi y los demás materiales del circuito hidráulico.

Utilizando un generador de pulsos PR5000 programado para emitir una señal con las mismas características en tiempo de la señal TTL pero con amplitud 50 veces mayor. Las señales adquiridas tanto para el tiempo de respuesta del instrumento implementado, PMMA, PVC y PVC de

alta densidad se ajustan a cero restando su valor medio, dividiendo entre su desviación estándar y normalizando respecto del valor máximo usando OriginPro 8. Además, para determinar el tiempo de arribo de cada señal, se aplica un filtro Butterword debido a su pequeña banda de transición y a la ausencia de ondulaciones en la banda de paso, usando Matlab. El ancho de banda del filtro se programa considerando la frecuencia de corte máxima del transductor piezoeléctrico de recepción (≈ 1 MHz). Se obtiene la envolvente de las señales filtradas aplicando la transformada de Hilbert y se determina su tiempo de arribo con el primer mínimo de la envolvente global y considerando el tiempo de respuesta del instrumento implementado. En la Fig. 18 se muestra la señal TTL enviada al transductor piezoeléctrico de transmisión, las señales obtenidas por el transductor piezoeléctrico de recepción, así como el valor estimado mediante el procesamiento de señales descrito.

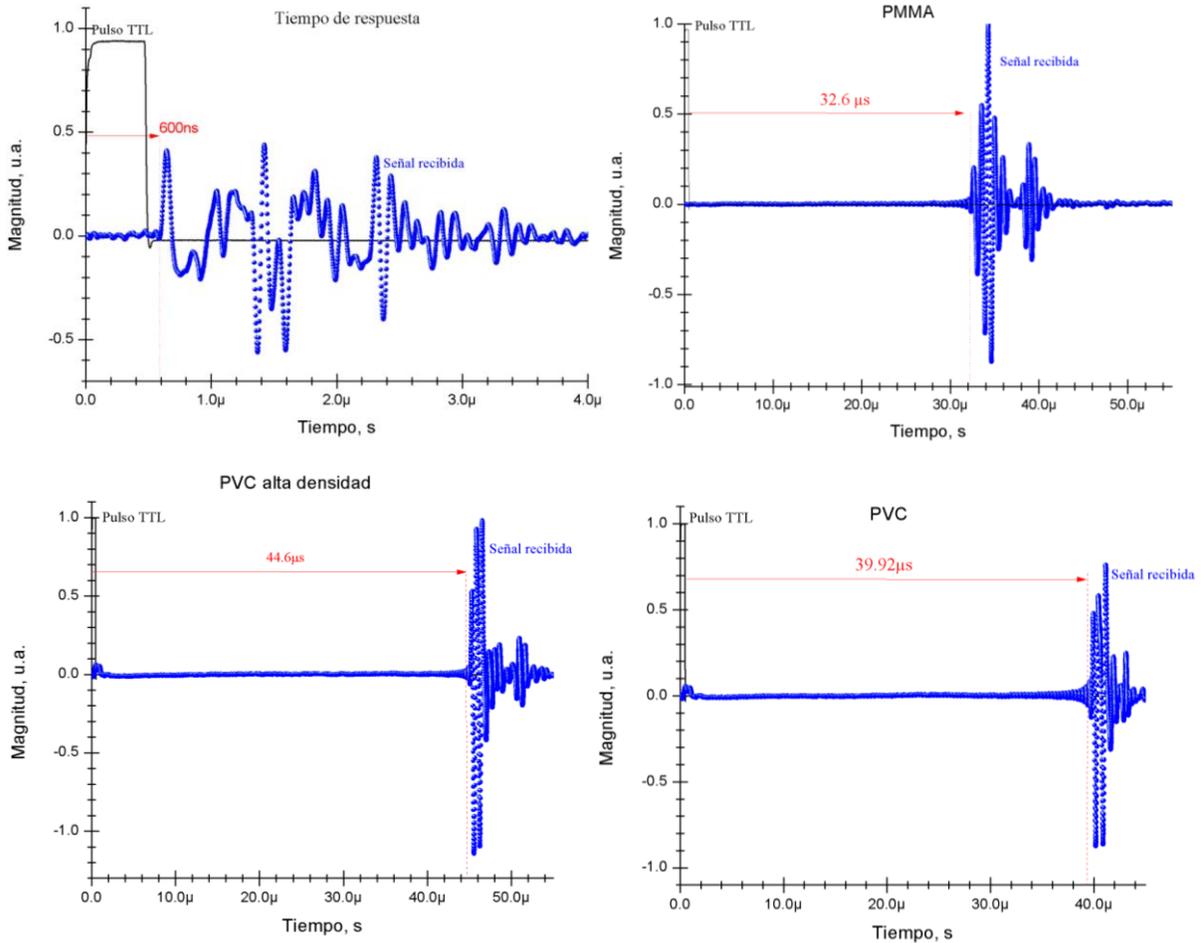


Fig. 18 Respuestas acústicas en el PMMA usado para manufactura del tubo Venturi, el PVC y PVC de alta densidad de la tubería y coplees del circuito hidráulico, respectivamente.

De acuerdo a la primer gráfica de la Fig. 18 el tiempo de respuesta del instrumento implementado es 600 ns. Para determinar el tiempo de arribo real de la señal en el PMMA, PVC y PVC de alta densidad se resta al tiempo medido (t_{der}), el tiempo de respuesta del instrumento t_{res} y el tiempo de arribo en el líquido t_{liq} . Para determinar la velocidad se considera el espesor de los materiales. En la siguiente tabla se despliegan los cálculos para los tres materiales caracterizados.

Tabla 13 Cálculos para determinar la velocidad del sonido en el PMMA, PVC y PVC de alta densidad

PMMA	
$t_{PMMA} = t_{der} - t_{res} - t_{liq}$	$t_{der} = 32.600\mu s, t_{res} = 600 ns$ $t_{liq} = 11.3 \mu s, t_{PMMA} = 20.7 \mu s$ espesor de PMMA = 55 mm velocidad = 2657 m/s
PVC	
$t_{PVC} = t_{der} - t_{res} - t_{liq}$	$t_{der} = 39.92\mu s, t_{res} = 600 ns$ $t_{liq} = 37.657\mu s, t_{PVC} = 1.663\mu s$ espesor del tubo = 2 mm diametro interno = 55 mm velocidad = 2405.360 m/s
PVC alta	
$t_{PVC\ alta} = t_{der} - t_{res} - t_{liq} - t_{PVC}$	$t_{der} = 44.600 \mu s, t_{res} = 600 ns$ $t_{liq} = 37.657 \mu s, t_{PVC} = 1.663 \mu s$ $t_{PVC\ alta} = 4.680 \mu s$ espesor del tubo = 5 mm velocidad = 2136.752 m/s

Para determinar el tiempo de arribo de las señales acústicas como función de la geometría del tubo Venturi, se aplica el mismo procesamiento de señales descrito en el caso anterior. No obstante, no se realiza la compensación de tiempos mostrado en la Tabla 11, debido a que solo se pretenden conocer las zonas de Venturi con una menor desviación estándar de los datos medidos, así como los tiempos en los cuales debemos registrar y analizar las señales. En la Fig. 19 se muestran los datos obtenidos para esta prueba. Donde la zona convergente del tubo Venturi muestra una mayor dispersión de datos en comparación con la garganta y la zona divergente (ver barras de error). De modo que, es en estas zonas es conveniente detectar la emisión acústica en un régimen no estacionario.

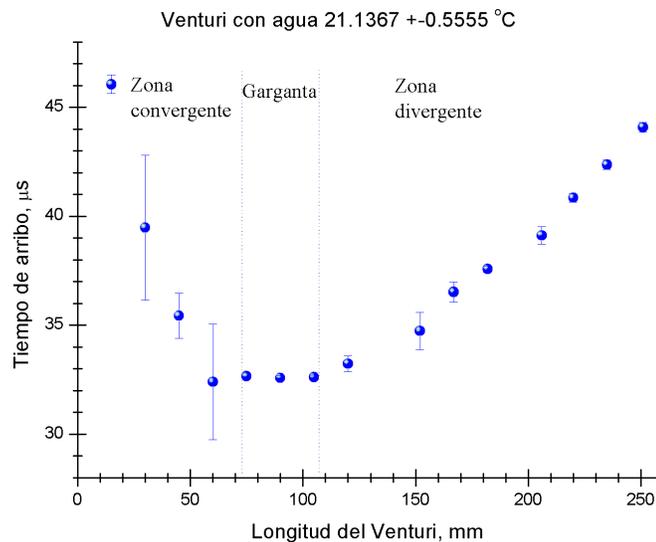


Fig. 19 Tiempo de arribo de la señal acústica en función de la geometría del tubo Venturi.

5.2 Caracterización del circuito hidráulico con el tubo Venturi.

Las respuestas acústicas del tubo Venturi, montado en el circuito hidráulico, con y sin 1,2 propanodiol se ajustan a cero restando sus respectivos valores medios, dividiendo entre sus desviaciones estándar y normalizando respecto al valor máximo usando OriginPro8. Además, un filtro Butterword es aplicado por software para reducir el ruido de alta frecuencia que contienen las señales, con valor de corte de 1 MHz. Consecutivamente, las señales filtradas se ajustan a 2^N muestras cortando la señal posterior al arribo de la onda longitudinal, superficial y reflejos, en otras palabras cuando ya no hay información. Se utiliza la transformada de Fourier aplicando una ventana Hanning en ambos casos. La frecuencia de máxima amplitud de los espectros se considera de resonancia. La separación entre las frecuencias de resonancia con y sin 1,2 propanodiol establece un umbral en el cual la frecuencia debida a la geometría Venturi y los cambios en la fracción volumétrica de gas/vapor se encuentra. En la Fig. 20 se muestran las señales procesadas en función del tiempo y la frecuencia.

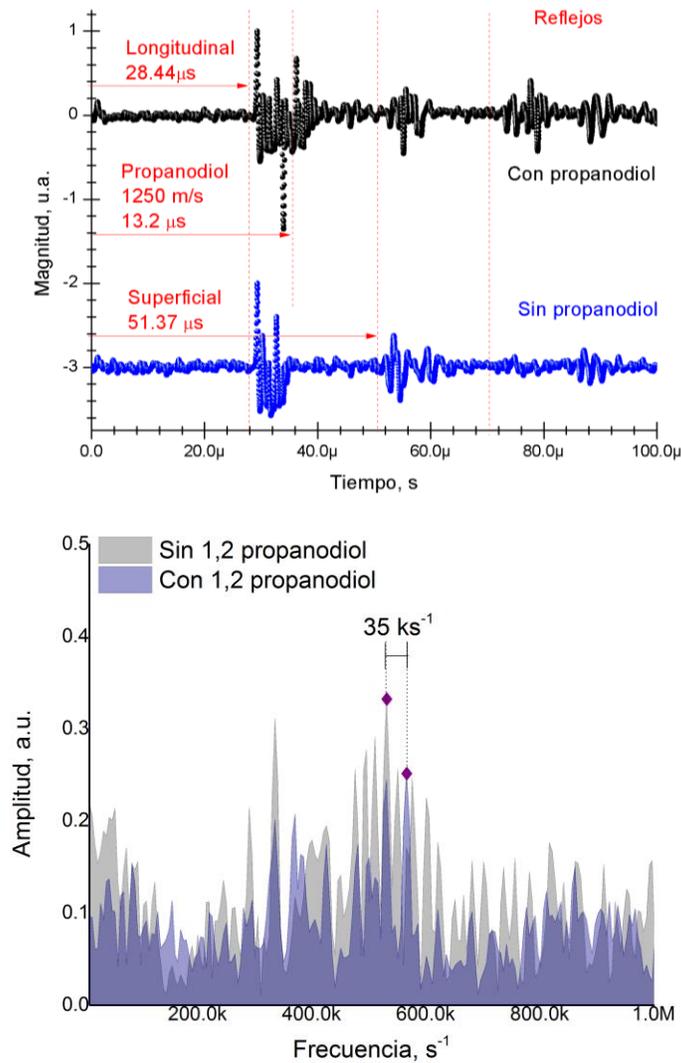


Fig. 20 Análisis en tiempo y frecuencia de la respuesta acústica del tubo Venturi montado en el circuito hidráulico para un caso con y sin 1,2 propanodiol.

De acuerdo al análisis espectral de la Fig. 20, el intervalo en el cual los cambios de frecuencia por la variación de la fracción volumétrica de gas/vapor son significativos entre 0 y 35 kHz.

En la Fig. 21 se despliega la caída de presión entre la entrada y garganta del tubo Venturi, así como el incremento en la temperatura procesados mediante OriginPro. De acuerdo a la gráfica de caída de presión, a bajos porcentajes de trabajo de la bomba hidráulica todos los comportamientos son similares (> 40%), sin importar la temperatura inicial del líquido. Este comportamiento casi lineal es debido a que el tubo Venturi funciona como un medidor de flujo, lo cual sugiere que sin importar la temperatura inicial del líquido es factible estimar el caudal a bajas velocidades de flujo. No obstante, existe un comportamiento no lineal, que además se desplaza a caudales menores conforme se incrementa la temperatura, es aquí en esta zona donde se obtiene la mayor desviación estándar y se espera la condición de flujo sónico. Además, se observa el comportamiento del tubo Venturi como controlador de gasto que también es independiente de la temperatura del líquido.

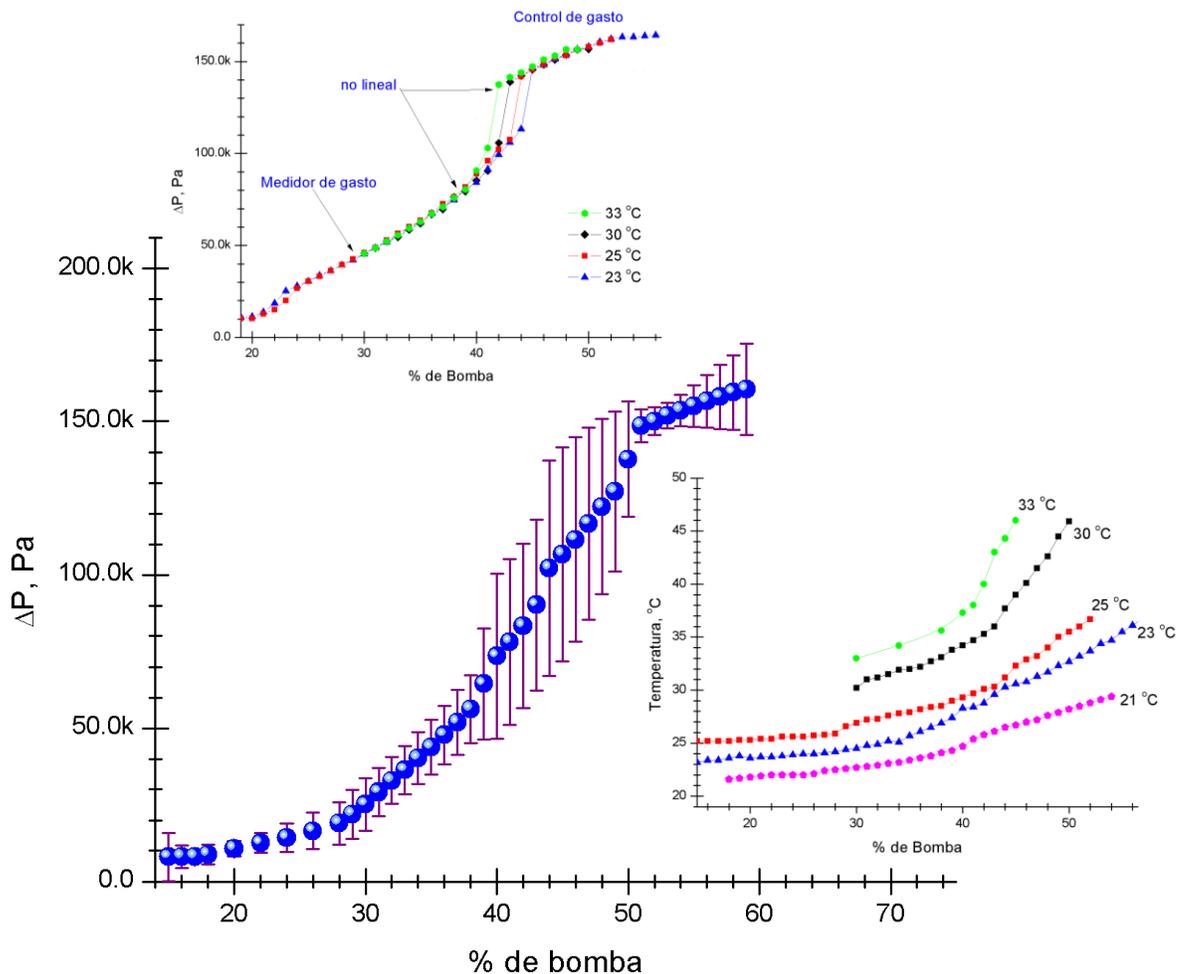


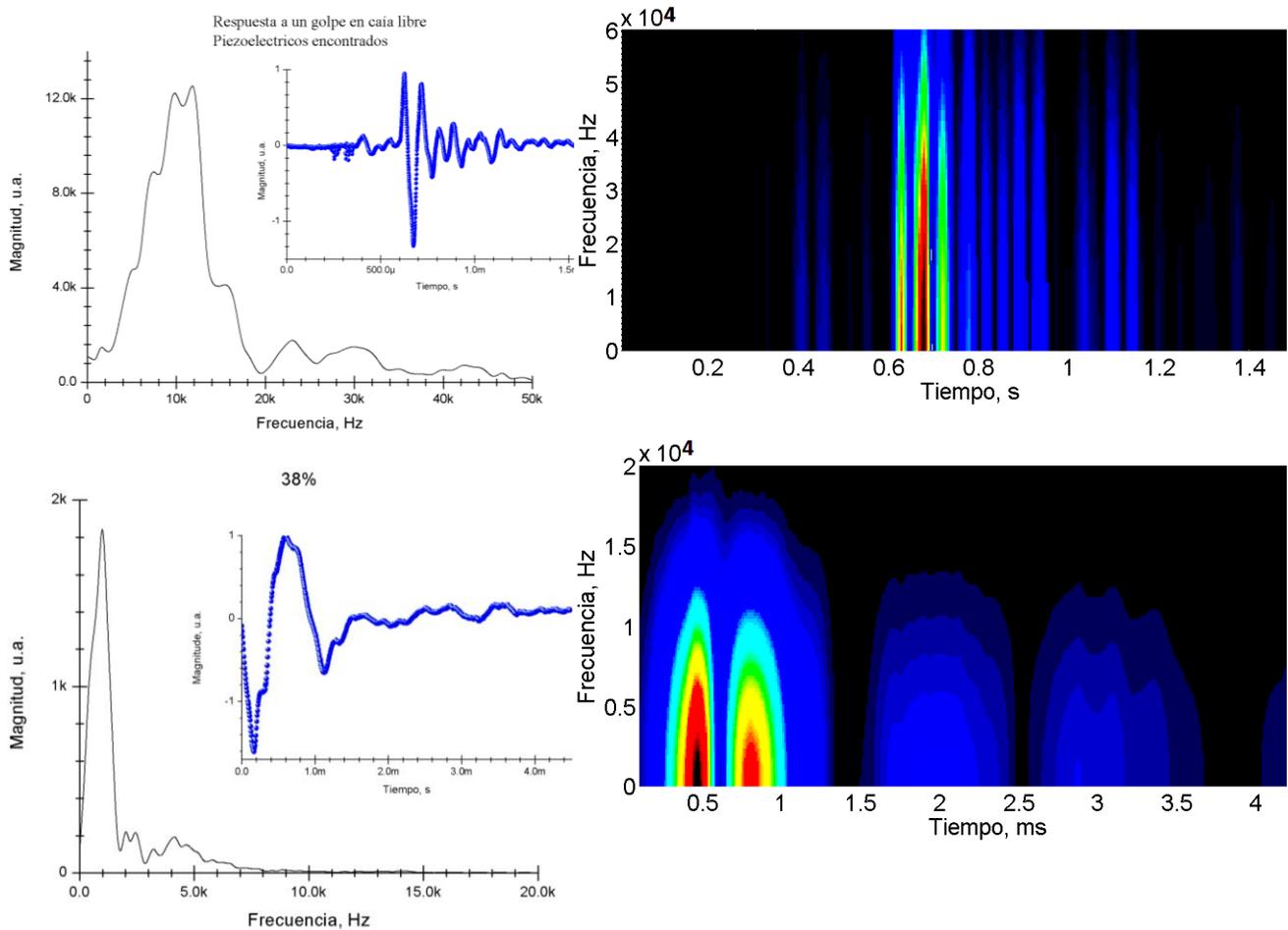
Fig. 21 Caída de presión y temperatura del 1,2 propanodiol como una función del porcentaje de trabajo de la bomba hidráulica.

A diferencia de la gráfica de caída de presión, el incremento en la temperatura como una función del porcentaje de trabajo de la bomba hidráulica es no lineal. La pendiente de las curvas es suave a bajos porcentajes de trabajo o caudales, pero cuando el tubo Venturi trabaja en la condición no lineal y como controlador de gasto la pendiente de las curvas se vuelve pronunciada.

5.3 Contenido espectral del tubo Venturi cavitante como una función de la potencia suministrada a la bomba hidráulica.

La respuesta acústica a un golpe proporcionado por el sensor de fuerza en condición de flujo subsónico, sónico y supersónico se adquiere a 22%, 38%, 53% y 56% de trabajo de la bomba hidráulica, respectivamente. Igualmente que en los análisis anteriores, las señales adquiridas se ajustan a cero restando sus respectivos valores medios, dividiendo entre sus desviaciones estándar y normalizando respecto al valor máximo. Un filtro Butterword es aplicado por software a 0.5 MHz ya que un golpe por caída libre contiene frecuencias menores a 10^5 Hz. Las señales filtradas se ajustan a 2^N muestras cortando la señal cuando ya no hay información. Se utiliza la transformada de Fourier aplicando una ventana Hanning. Todo lo anterior usando OriginPro.

En la Fig. 22 se despliega los espectros de las señales adquiridas y sus respectivos comportamientos en el dominio del tiempo. Los espectrogramas fueron adquiridos usando Matlab.



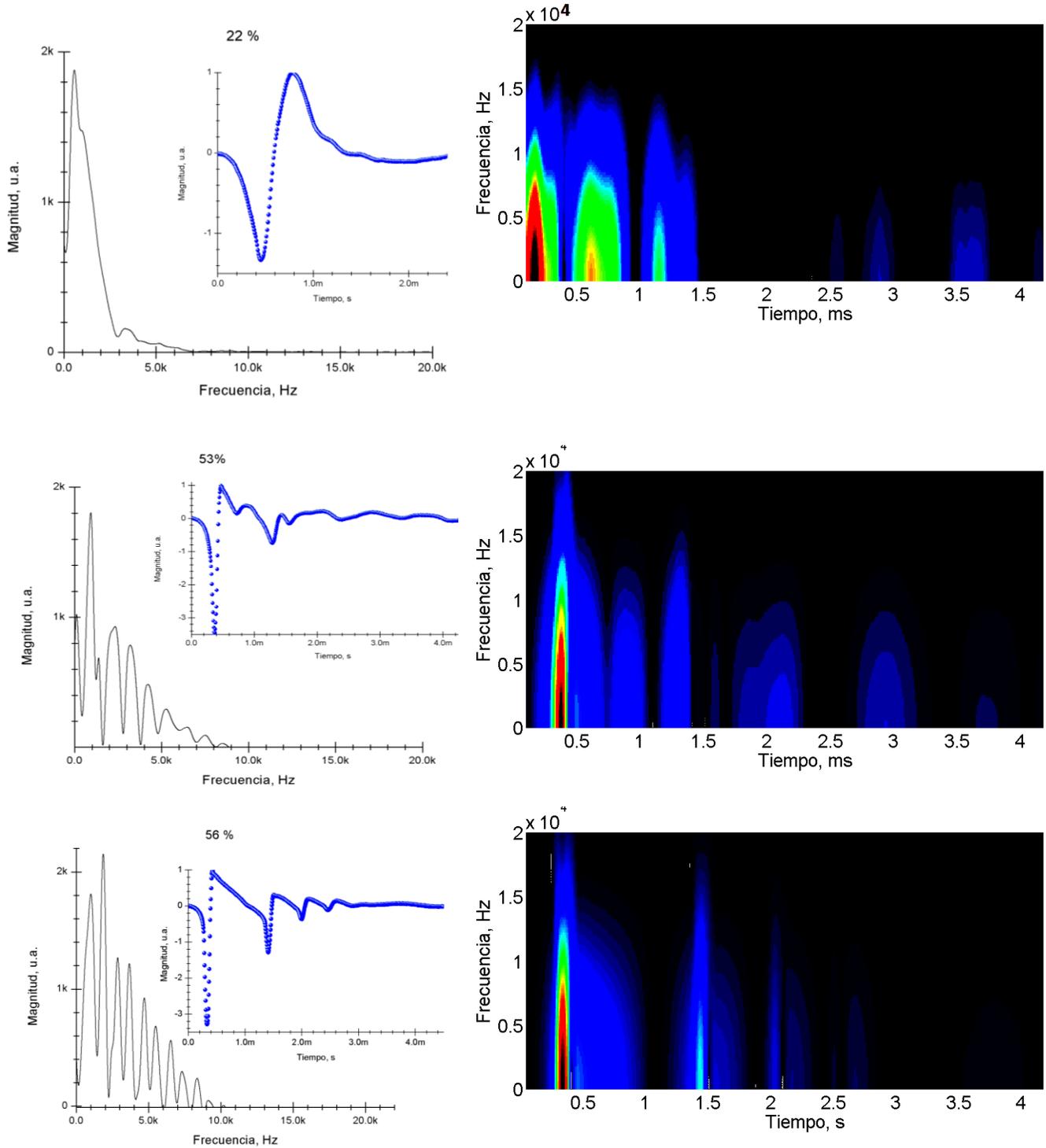


Fig. 22 Respuesta acústica a un golpe proporcionado por un sensor de fuerza en caída libre, en el dominio del tiempo y la frecuencia, obtenidas en condición de flujo subsónico (22 %), sónico (38 %) y supersónico (53 % y 56 %)

En la primera gráfica de la Fig. 22, se muestra el espectro en frecuencias y espectrograma de un golpe dado por el sensor de fuerza al transductor piezoeléctrico de recepción, donde se observa un ancho de banda hasta 20 kHz. Al montar el instrumento en el tubo Venturi y dar un golpe con 22% de trabajo de la bomba hidráulica, la magnitud y la frecuencia disminuyen considerablemente debido a la separación entre los transductores y a que todos los flujos sin desgasificar poseen una fracción volumétrica gaseosa inicial que disminuye a su vez el contenido espectral. En una condición de flujo casi sónico (38%), el contenido espectral disminuye indicando que el número de Mach aumento por el incremento de la velocidad del flujo y en consecuencia el número de cavitación disminuyo. Esto nos indica que nos acercamos a una condición sónica en la cual no se propagan ondas de presión en el flujo como lo sugiere la teoría. Al 53% de trabajo de la bomba hidráulica aparece un mayor contenido de frecuencias que no se observaba anteriormente. Esto sugiere que es posible que el flujo haya alcanzado la condición supersónica y se generan ondas de presión que modulan la señal del golpe y son detectadas por el transductor piezoeléctrico de recepción. Igualmente al incrementar el porcentaje de trabajo de la bomba hidráulica hasta el 56%, también lo hace el contenido espectral, en otras palabras a mayor potencia suministrada al flujo mayor será la cantidad e intensidad de ondas de presión generadas. Las señales adquiridas mediante el transductor PVDF sigue el mismo procesamiento digital descrito anteriormente. No obstante los espectros de frecuencia son recortados en el intervalo determinado mediante la Fig. 20 para observar los cambios de frecuencia debido a la variación de la fracción volumétrica de gas/vapor. En la Fig. 23 y 24 se observan los espectros obtenidos para diferentes porcentajes de trabajo de la bomba hidráulica.

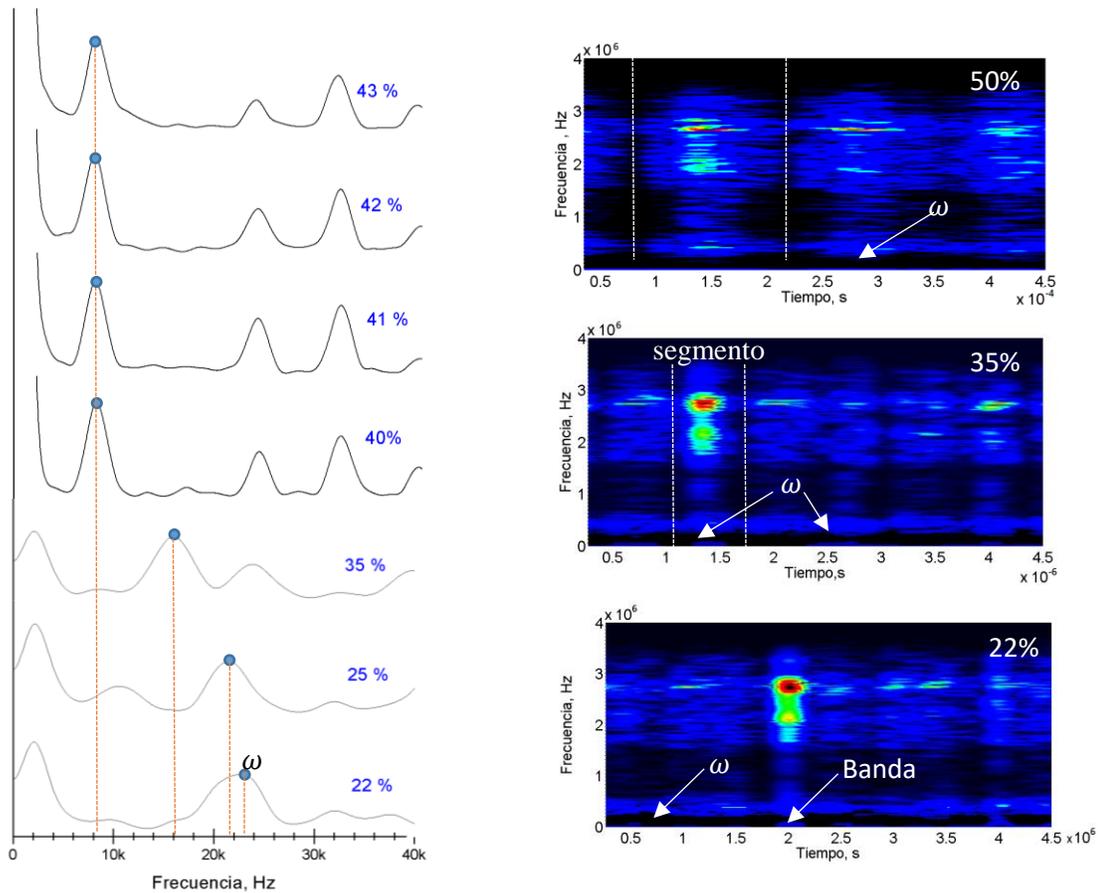


Fig. 23 Espectros en frecuencia de las emisiones adquiridas en la garganta del tubo Venturi con una potencia de la bomba hidráulica de 22% a 43 %.

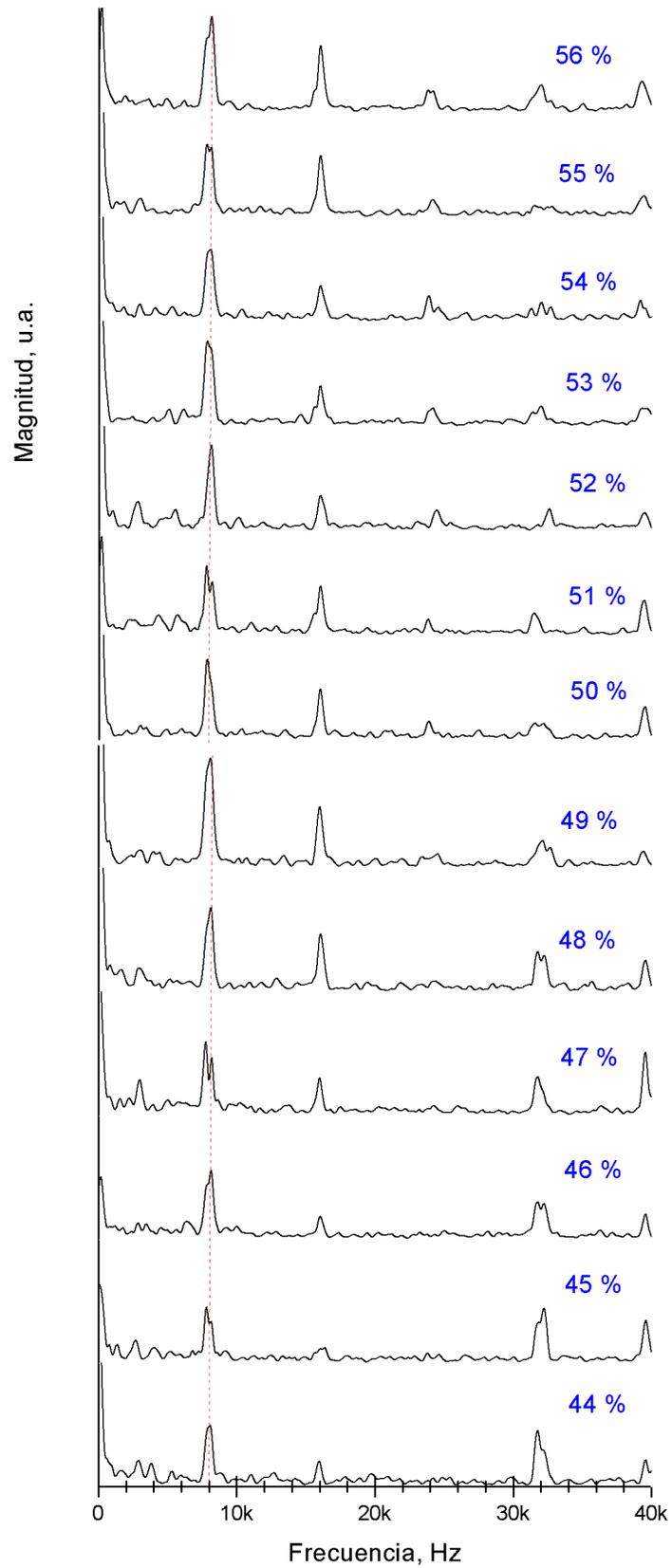


Fig. 24 Espectros en frecuencia de las emisiones adquiridas en la garganta del tubo Venturi con una potencia de la bomba hidráulica de 44% a 56 %.

De acuerdo a los espectros en frecuencia de la Fig. 23, a 22% de trabajo de la bomba hidráulica ω corresponde a 23 KHz y se presenta en el espectrograma como sutiles lóbulos separados por una banda negra, o ausencias de frecuencias. Conforme se incrementa el porcentaje de trabajo de 22% a 35 % y a su vez α , ω se desplaza a valores menores entre $9kHz < \omega < 23 kHz$ (ver puntos sólidos) y el espectrograma presenta segmentaciones verticales en altas frecuencias (línea discontinua). Cuando se trabaja alrededor de la condición no lineal, entre el 40% y 43%, el ancho de banda de ω se reduce a más de la mitad de su valor inicial y surgen un mayor contenido espectral. En la condición de ahogamiento del Venturi, cuando el dispositivo trabaja como controlador de flujo (<43%), ω se mantiene alrededor de 8 KHz (Ver Fig. 24). Este comportamiento sugiere que existe un límite en la cantidad de gas y vapor que se genera dentro del tubo Venturi. Además, en el espectrograma ω se convierte en una delgada línea azul y las segmentaciones verticales en altas frecuencias son notorias.

Capítulo 6

Análisis de resultados

6.1 Resultados teóricos

Para el modelo planteado en esta tesis considerando: flujo bifásico (líquido y gas más vapor), homogéneo y unidireccional que entra a un Venturi con una distribución de burbujas esféricas. Se determina que tanto el parámetro de frecuencia, resistivo y capacitivo son susceptibles a los cambios de ΔP y α (ver Fig. 4 y Fig. 5). Además, sus valores máximos son dependientes de estas variables. Así bien:

- La distribución poblacional de burbujas disminuyen los efectos resistivos del flujo y mejorar la transferencia de energía entre fases.
- Para la geometría Venturi planteada, la máxima transferencia de energía sucede en la garganta el tubo Venturi y el retorno de la energía almacenada principalmente en la zona divergente (ver Fig.7 y Fig.8).
- La devolución de energía se observa teóricamente como una singularidad matemática del parámetro de frecuencia (ver Fig.8)
- Con el incremento de α la singularidad matemática se desplaza desde la zona divergente a la garganta del tubo Venturi.
- La disminución del valor de ω caracteriza la transición de un flujo principalmente líquido a bifásico (ver la Fig. 6). Por el contrario, la transición de un flujo bifásico a principalmente gaseoso, por un incremento de ω . Comportamientos similares son obtenidos en función del número de cavitación, en [Li, S. C. 2008](#) y [Kozák, J. 2015](#) para un tubo Venturi, utilizando un análisis espectral y de impedancia, respectivamente. Donde se observa cómo la frecuencia disminuye con el incremento del número de cavitación. Un comportamiento similar de ω se observa en parámetros distribuidos (ver Fig. 10).
- Se determina que la condición sónica del flujo es un factor involucrado en los fenómenos de resonancia y amortiguamiento de ondas de presión. Esta condición no es observada con la teoría de parámetros concentrados y establece que α determina las frecuencias que se propagan por el medio y el número de Mach la condición de amortiguamiento o generación de ondas de presión (ver Fig. 9).
- Así bien, un flujo con número mach entre 0 y 1 trabaja como un amortiguador de ondas de presión y a partir de 1 como generador de ondas. Además, el parámetro concentrado de frecuencia guarda similitud con los modelos teóricos desarrollados para la dinámica de una burbuja sumergidas en un flujo infinito, incompresible y adiabático, así como los modelos para nubes (ver Tabla. 17).

Tabla 14. Comparativa teórica entre modelo de frecuencia con el planteado en esta tesis.

Una sola burbuja (Ando K. 2013)	$\omega = 1/R_0 \sqrt{\lambda 3 P/\rho_l}$
Una fracción volumétrica de gas/vapor disuelta (modelo propuesto)	$\omega = \sqrt{\Delta P \lambda \varepsilon/\rho_l \alpha}$
Una nube de burbujas homogéneas (D'Agostino L. 1983)	$\omega = \omega_b/\sqrt{1 + 4/3\pi^2 (A_0/R_0)^2 (\alpha/1 - \alpha)}$

De acuerdo a la Tabla. 17 el parámetro de frecuencia planteado en esta tesis es función de la geometría del Venturi y la fracción volumétrica de gas/vapor disuelto, a diferencia del modelo de una sola burbuja y una nube que utilizan el radio inicial las burbujas (R_0) y el área de la nube (A_0). En el modelo de [D'Agostino L. 1983](#) se muestra una curva semejante al de la Fig. 9 donde se observa como la frecuencia disminuye con los cambios geométricos de la nube para diferentes modos de oscilación. Esta semejanza nos indica que cualitativamente el modelo es correcto pero debe ser extrapolado para diferentes modos de oscilación y dispositivos hidrodinámicos en estado de cavitación.

6.2 Comparación teórico-experimental

A partir del análisis espectral de las señales adquiridas mediante el transductor PVDF, dentro del umbral [0, 35] kHz, se observa que al incrementar la potencia de bombeo las variables ΔP y α también aumentan y provocan el cambio de ω a valores menores. Estos cambios de ω se despliegan en la Fig. 25, donde se muestra una comparación entre los datos teóricos (líneas) y experimentales (puntos) para una fracción volumétrica de gas/vapor inicial de $\alpha = 0.001$, hasta el caso donde la zona de constricción está completamente llena de gas/vapor ($\alpha = 0.15$ volumen de garganta/ volumen total del Venturi). En estas condiciones, se observa que los resultados experimentales se encuentran entre los umbrales teóricos. No obstante las barras de error indican que la fracción de gas cambia rápidamente cuando el tubo Venturi trabaja como controlador de gasto.

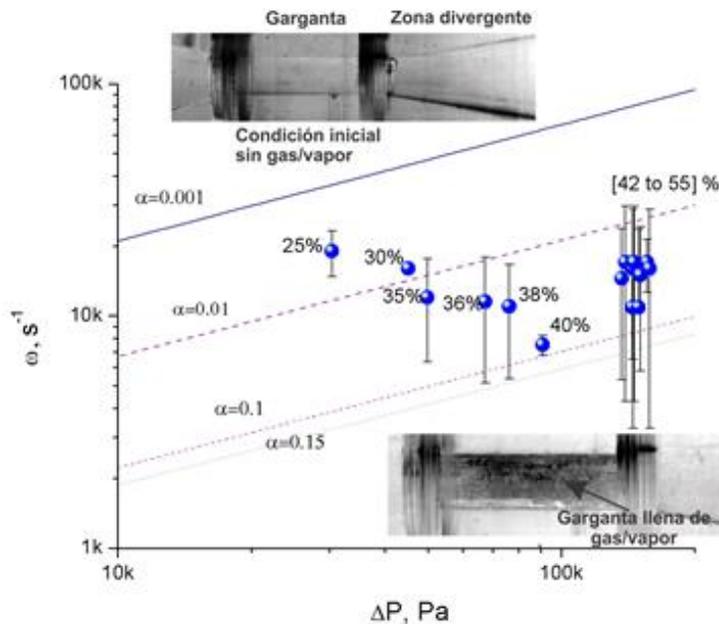


Fig. 25 Comparación entre los cambios en frecuencia teóricos (líneas) y experimentales (puntos), para α de 0.001 a 0.15.

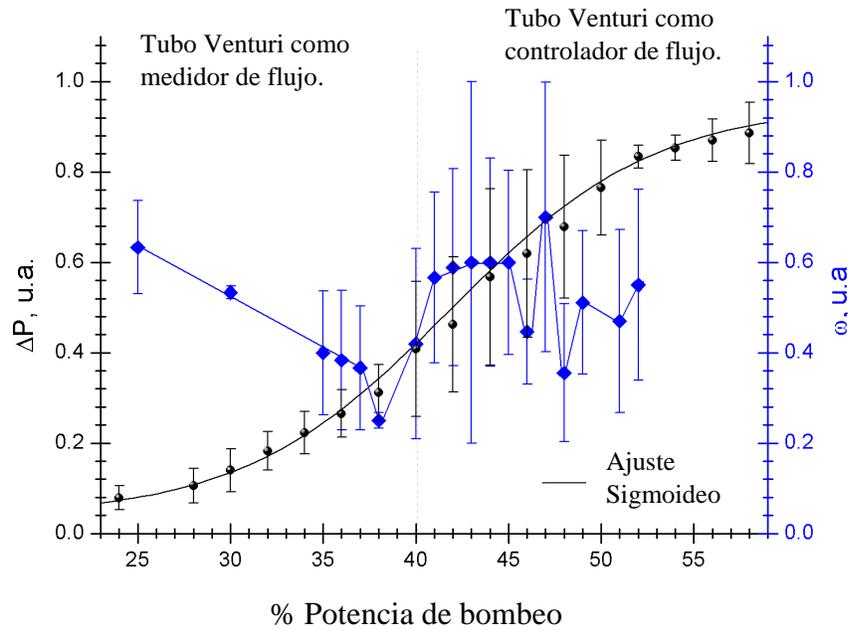


Fig. 26 Cambios en la Frecuencia y caída de presión por el aumento del porcentaje de potencia de bombeo.

La Fig. 9 muestra los cambios de frecuencia y caída de presión al aumentar el flujo de bombeo. Donde se observa el comportamiento del tubo Venturi como medidor de flujo (hasta el 38% de la potencia de bombeo) y el controlador de flujo (estado bloqueado). Por lo tanto, la condición de flujo y el comportamiento de Venturi se pueden determinar mediante el comportamiento de ω . La transición del régimen del medidor de flujo al régimen del controlador de flujo se relaciona con una disminución gradual en ω , seguida de oscilaciones en su amplitud debido a la generación de ondas de presión que hacen que α varíe (este régimen está acompañado de incertidumbres más grandes que las observadas en el régimen de medidor de flujo). El valor de las incertidumbres en el régimen del medidor de flujo se debe a las variaciones de presión (por los diferentes mecanismos que causan la caída de presión como la fricción, la aceleración, los incrementos de temperatura y la distribución fluctuante del tamaño de la burbuja).

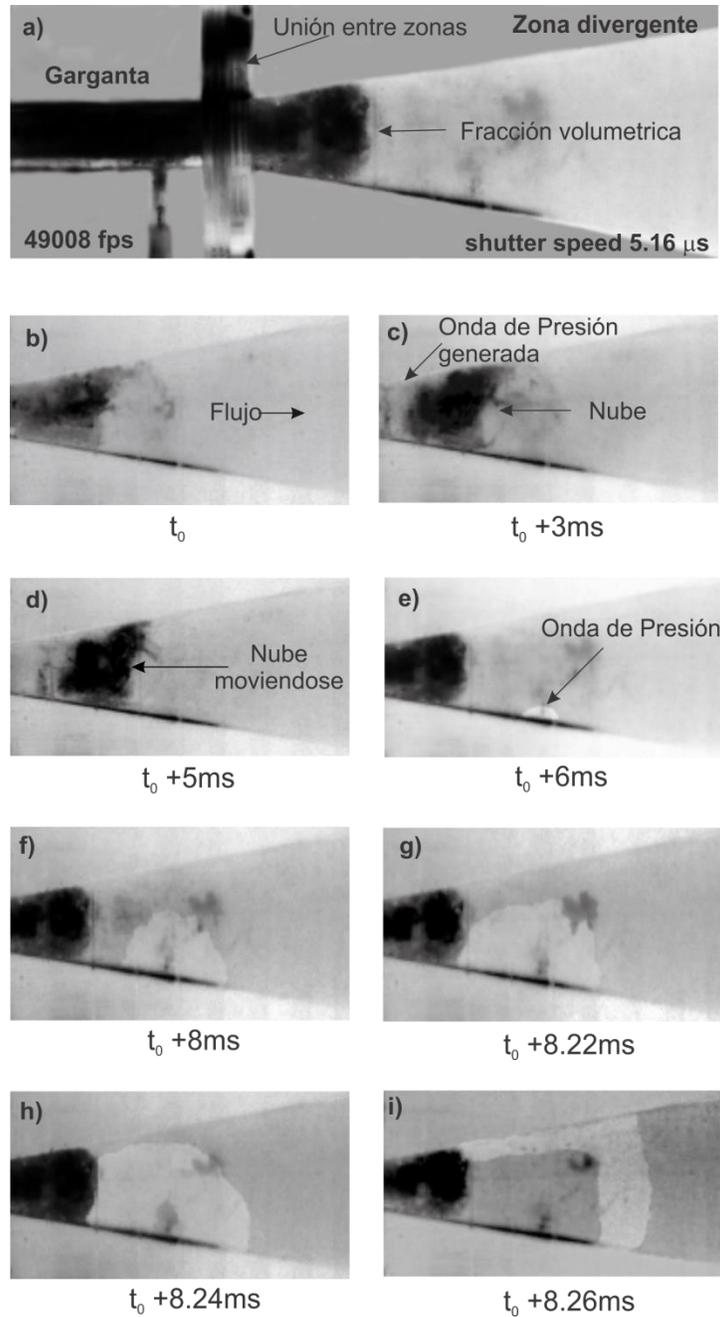


Fig. 27 Comportamiento dinámico del flujo estrangulado al 56% de la potencia de bombeo en la zona divergente.

La Fig. 27 muestra un ciclo del comportamiento dinámico del flujo bifásico estrangulado al 56% de la potencia de bombeo en la zona divergente. La imagen a) ilustra la fracción volumétrica de gas/vapor (una sola estructura) que llena toda la garganta y una parte de la zona divergente. En b) se muestra un zoom de la zona divergente, c) Muestra una nube de burbujas separada (por una onda de presión) de la única estructura de cavitación que se muestra en a). Esta nube de burbujas se mueve en la zona divergente d) hasta una posición donde colapsa emitiendo una segunda onda de presión, que posiblemente en su origen haya sido una onda de choque, como se ilustra en e). Desde

e) hasta i) se observa cómo la onda de presión se propaga en el flujo. Vale la pena señalar que las singularidades matemáticas que se muestran en la Fig. 6) están ubicadas alrededor de la zona divergente donde ocurren las ondas de presión de acuerdo con las Figuras. 11 b) y 11 c).

En la Fig. 28 se muestra el contenido espectral de las señales acústicas adquiridas en la garganta del tubo Venturi con diferentes porcentajes de trabajo de la bomba hidráulica, usando 1,2 propanodiol a 15 °C. Al incrementar de 20% a 52% el contenido espectral se mantiene hasta en 1 kHz. En 54% existe una disminución en amplitud y cuando se trabaja del 56% al 68% se observa nuevamente un incremento en la magnitud y contenido espectral de la señales hasta casi 2.5 kHz. Si comparar estos espectros con la gráfica teórica de frecuencia de parámetros distribuidos (ver Fig. 9) podemos **suponer** que entre 20% a 52% el flujo es subsónico, en 54% alcanza la condición sónica y para porcentajes mayores se alcanzaría una condición supersónica. Esta suposición desde luego tiene que ser corroborada mediante la medición del número de Mach.

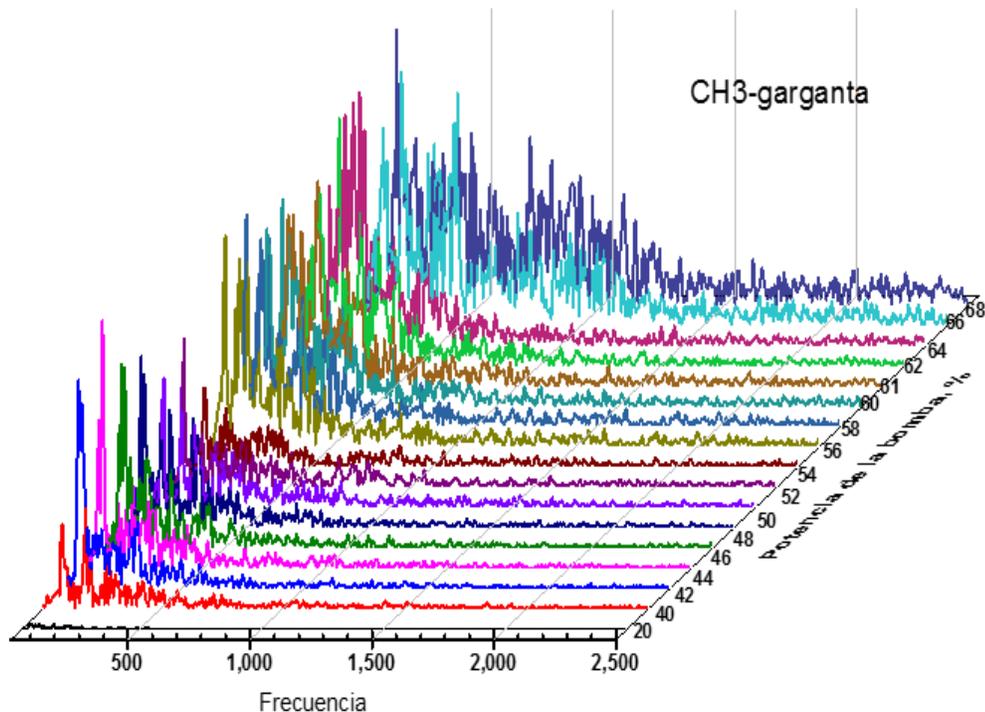


Fig. 28 Contenido espectral de las señales adquiridas en la garganta del tubo Venturi como una función del porcentaje de trabajo de la bomba hidráulica.

Conclusiones y recomendaciones

En esta tesis se determinaron teóricamente los parámetros concentrados y distribuidos de un tubo Venturi cavitante como elementos resistivos, capacitivos e inductivos y de frecuencia. A partir de estos, se establece que los flujos con una distribución poblacional de burbujas presentan pequeñas resistencias y grandes capacitancias en comparación con los flujos con burbujas homogéneas. Por lo que, los flujos con una distribución poblacional de burbujas disminuyen los efectos resistivos del flujo y mejoran la transferencia de energía entre fases.

Se demostró teórica y experimentalmente la existencia de una frecuencia (ω) como función de factores geométricos y la fracción volumétrica de gas/vapor disueltos, que permite determinar la condición de flujo y el comportamiento de Venturi. Así bien la transición de un flujo principalmente líquido a bifásico se caracteriza por el desplazamiento de ω a valores menores. El comportamiento del tubo Venturi como medidor de flujo se caracteriza por una caída abrupta en ω y como controlador de gasto por un valor constante de ω . En base a todo esto, se establece a esta frecuencia característica como un parámetro de monitoreo en un sistema hidráulico cavitante.

Una parte de la energía almacenada en la fracción volumétrica de gas/vapor se devuelve como ondas de presión originadas en la zona divergente. Los puntos donde se generan estas ondas son determinadas por la teoría actual como singularidades matemáticas cuya ubicación concuerda cualitativamente bien con las observaciones experimentales.

Se obtuvieron estimaciones plausibles de la fracción volumétrica de gas/vapor disuelta a diferentes frecuencias experimentales mediante la evaluación de la expresión teórica del parámetro concentrado de frecuencia. Sin embargo, se necesitan mediciones de α utilizando otras técnicas para validar las estimaciones determinadas.

Se cuenta con una metodología experimental para determinar de forma no invasiva el umbral donde se encuentra la frecuencia debida a los factores geométricos y la fracción volumétrica de gas/vapor. Así como la metodología de análisis de datos para establecer los umbrales de operación de un tubo Venturi cavitante.

Como recomendación: se deben realizar modelos para sistemas hidrodinámicos que cuenten con otros dispositivos hidrodinámicos en régimen de cavitación y así delimitar los alcances de los modelos teóricos planteados en esta tesis. Además se deben considerar las diferentes estructuras cavitantes que presentan los flujos.

A partir de los resultados teóricos y experimentales obtenidos de esta tesis se sometió un artículo (Cruz S. 2019) y otro está en proceso de redacción.

Referencias

- Abbot P.A., 1989, Cavitation detection measurements on Francis and Kaplan hydro turbines, Proceedings of the Third International Symposium on Cavitation, Noise and Erosion in Fluid Systems 88, ASME, 55–61.
- Antsaklis P. J., Michel A. N., 2007, A linear System Primer, Birkhäuser Boston 2007, ISBN 978-0-8176-4661-5.
- Ando K., Colonius T., Brennen C.E., 2013, Shock Propagation in Polydisperse Bubbly Liquids, Springer Link, pp. 141-175
- Araujo J. J., 2015, Instrumentación de un circuito hidrodinámico para la observación de la cavitación totalmente desarrollada con fluidos viscosos elásticos, Tesis de Licenciatura, Universidad Nacional Autónoma de México, México.
- Arndt A. R. E., Balas G. J., Wosnik M., 2005, Control of Cavitating Flow: A Perspective, *JSME international Journal*, 48, pp. 334-341.
- Aseev D.G., Batoeva A.A., 2014, Effect of Hydrodynamic Cavitation on the Rate of OH Radical Formation in the Presence of Hydrogen Peroxide, *Russian Journal of Physical Chemistry* 88, 28-31.
- Baiter H. J., 1986, On different notions of cavitation noise and what they imply, Proceedings of the International Symposium on Cavitation and Multiphase Flow, ASME 45, 107–118.
- Benson F.A., Benson T.M., 1991, Fields, Waves and Transmission Lines, Springer-science business media.
- Besant W. H., 1859, A Treatise on Hydrostatics and Hydrodynamics, Cambridge, U.K., Deighton, Bell and Co., 170-171.
- Brant H. M., Brennen C.E., 2005, Lumped Parameter Model for Computing the Minimum Pressure During Mechanical Heart Valve Closure, ASME 127, 648-655.
- Brennen C.E., 1995, Cavitation and Bubble Dynamics, Oxford University Press.
- Brennen C.E., Acosta A. J., 1973, "Theoretical, quasi-static analysis of cavitation compliance in turbopumps". *J. of Spacecraft and Rockets* 10,175-180.
- Brennen C.E., Acosta A. J., 1975, Proceedings of the Fifth Conference on Fluid Machinery ISBN 9630507250, Oxford University Press, 121-135.
- Brennen C. E., Acosta A.J., 1976, The Dynamic Transfer Function for a Cavitating Inducer, *Journal of Fluids Engineering* 98, 182-191.
- Brennen C. E., 1978, Bubbly flow model for the dynamic characteristics of cavitating pumps, *J. Fluid Mech.* 89, 223-240.
- Brennen C.E., 2005, Fundamentals of Multiphase Flows, Cambridge University Press.
- Brennen C. E., 2007, Multifrequency Instability of Cavitating Inducers, ASME J. Fluids Eng. 129, 731-736.
- Bundin F., Tsochatzidis N. A., Guiraud P., Wilhelm A. M., Delmas H., 1999, Characterisation of the acoustic cavitation cloud by two laser techniques, *Ultrasonics Sonochemistry*, 6, pp. 43-51.
- Ceccio S.L., Brennen C.E., 1991, Observations of the dynamics and acoustics of travelling bubble cavitation, *Journal of Fluid Mechanics* 233, 633–660.
- Chatterjee D., Arakeri V. H., 2004, Some investigations on the use of ultrasonics in travelling bubble cavitation control, *J. Fluid Mech*, 504, pp. 365-389.
- Chen H., 2008, Direct numerical simulation of bubble-cluster's dynamic characteristics, *Journal of hydrodynamics* 20(6), 689-695.
- Christian V. G., Christian R., Christian S., Hubertus M., 2013, An Analytic Thermodynamic Model for Hydraulic Resistances Based on CFD Flow Parameters, *International Journal of Fluid Power* 14, 17-26.
- Coil M. A., Farrell P. V., 1993, Particle Size Measurements in Spray, *Proc. SPIE 2005, Optical Diagnostics in Fluid and Thermal Flow*, 2005, pp. 296-305.
- Coussios C. C., Collin J. R., Muckle A. P., 2007, NonInvasive Monitoring and Control of Inertial Cavitation Dynamics during HIFU Exposure In Vitro, *6th International Symposium on*

- Therapeutic Ultrasound*, Oxford (United Kingdom).
- Cruz V. S., 2013, Detección Pasiva de Agentes de Contraste por Arreglo Confocal, Tesis de Maestría, Programa de Mestrías y Doctorados en Ingeniería, UNAM, México D.F.
- Cruz S., Godínez F. A., Navarrete M., 2019, Study of a cavitating Venturi tube by lumped parameters, *ASME J. Fluids Eng.* 141: 071304-1.
- Cuiling G., Douglas P. H., 1998, Ultrasound Induced Cavitation and Sonochemical Yields, *Journal of the Acoustical Society of America* 104, 1-16.
- D'Souza A.F., Oldenburger R., 1964, Dynamic Response of Fluid Lines, *Trans. ASME, Series D*, pp. 589.
- D'Agostino L., Brennen C.E., 1983, On the Acoustical Dynamics of Bubble Clouds, the Applied Mechanics, Bioengineering, and Fluids Engineering Conference, Houston, Texas, pp 72-75.
- Desjoux C., Poizart A., Gilles B., Inserra C., Bera J. C., 2013, Control of inertial acoustic cavitation in pulsed sonication using a real-time feedback loop system, *J. Acoust. Soc. Am.*, 134, pp. 1640-1646.
- Donghyuk K., Kazuhiko Y., 2014, Analytical Study of Cavitation Surge in a Hydraulic System, *ASME J. Fluids Eng.* 136: 101103-1.
- Dominguez E. F., 2014, Detección de ondas de choque para cavitación luminiscente, Tesis de Maestría, Programa de Maestría y Doctorado en Ingeniería, UNAM, México D.F., 2014.
- Dopazo G. C., 2008, ¿Cavitar o no Cavitar?, ES, Madrid: Real Academia de Ingeniería.
- Escaler X., Farhat M., Avellan F., Egusquiza E., 2003, Cavitation erosion tests on a 2D hydrofoil using surface-mounted obstacles, *Wear*, 254, pp. 441-449.
- Escaler X., Egusquiza E., Farhat M., Avellan F., Coussirat M., 2006, Detection of cavitation in hydraulic turbines, *Mechanical Systems and Signal Processing*, 20, pp. 983-1007.
- Esquivel D., Vargas A. J., 2014, Disminución de la viscosidad de líquidos mediante cavitación hidrodinámica, Tesis de Maestría, Universidad Nacional Autónoma de México, México.
- Fan S., Fung S., Beling C., 2000, Stability control of single bubble sonoluminescence light, *Physica B: Condensed Matter*, 279, pp. 233-236.
- Farhat B. M., Chakravarty A., Field J. E., 2014, Luminescence from hydrodynamic cavitation, *Proceedings of The Royal Society A*, 467, pp. 591-606.
- Farny C. H., Glynn H. R., Roy R. A., 2006, Monitoring the Development of HIFU Induced Cavitation Activity, *Proceedings*, 829, pp. 348-352.
- Felici A., Di F. F., Pereira F. A., 2013, Measurement of the cavitation pattern by two non-intrusive techniques: laser imaging and ultrasound pulsed echography, *Experiments in Fluids*, 54, pp. 3-12.
- Franc J. P., Michel J. M., 2004, *Fundamentals of Cavitation*, NY: Kluwer Academic Publishers, 76, pp. 1-13.
- Franc J., 2006, *Physics and Control of Cavitation*, France: Educational Notes RTO-EN-AVT-143, pp. 2-1-2-36.
- Frenzel H., Shultes H., 1934, Lumineszenz im ultraschall beschickten Wasser, *Z. Phys. Chem* 27, 421-424.
- Galavani Z., Rezaei-Nasirabad R., Bhattarai S., 2010, On the dynamics of moving single bubble sonoluminescence, *Physics Letters A*, 374, p. 4531-4537.
- Gastona M. J., Reizes J. A., Evans G. M., 2001, Modelling of bubble dynamics in a Venturi flow with a potential flow method, *Chemical Engineering Science* 56, 6427-6435.
- Gehannin J., Arghir M., Bonneau O., 2009, Evaluation of Rayleigh-Plesset equation based cavitation models, *Journal of Tribology*, 131, pp. 1-4.
- Gilmore F.R., 1952, The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid, California Institute of Technology, Pasadena, CA.
- Gnanaskandan A., Mahesh K., 2015, A numerical method to simulate turbulent cavitating flows, *International Journal of Multiphase Flow* 70, 22-34.
- Godínez R. F. A., 2010, Sonoluminiscencia de una Sola Burbuja Modelada con Mecánica Clásica

- no Lineal, Tesis Doctoral, Programa de Mestrias y Doctorados en Ingeniería, UNAM, Mx.
- Gómez L. D, Silva D., Aponte D., 2013, Selección de una wavelet madre para el análisis frecuencial de señales eléctricas transitorias usando WPD, *Ingeniare*, 21, pp. 262-270.
- Gonçalves J. A. S., Fernández A. D., Martins Costa M. A., Azzopardi B. J., Coury J. R., 2001, Evaluation of the models available for the prediction of pressure drop in Venturi scrubbers, *Journal of Hazardous Materials B81*, 123–140.
- Gordiychuk A., Svanera M., Benini S., Poesio P., 2016, Size distribution and Sauter mean diameter of micro bubbles for a Venturi type bubble generator, *Exp. Thermal Fluid Sci*, 70, pp. 51-60.
- Hilgenfeld S., Brennen M.P., Grossmann S., Lohse D., 1998, Analysis of Rayleigh- Plesset dynamic for sonoluminescing bubble, *Phys. Rev Letters* 69, 3839-3842.
- Hockham N., Coussios C. C., Arora M., 2010, A Real-Time Controller for Sustaining Thermally Relevant Acoustic Cavitation During Ultrasound Therapy, *IEEE Trans Ultrason Ferroelectr Freq Control*, 57, pp. 2685-2694.
- Hoff L., 2001, Acoustic characterization of contrast agents for medical ultrasound imaging, MA: Kluwer Academic Publisher.
- Insera C., Sabraoui A., Reslan L., Bera J. C., Gilles B., Mestas J. L., 2011, Feedback loop process for controlling inertial cavitation: experimental evidence, 10th International Symposium on Therapeutic Ultrasound, Tokyo Japan.
- Insera C., Labelle P., Der Loughian C., Lee J. L., Fouqueray M., Ngo J., Poizat A., Desjouy C., Munteanu B., Lo C. W., Vandelle C., Rieu J. L, Chen W. S., Béra J. C., 2014, Monitoring and control of inertial cavitation activity for enhancing ultrasound transfection: The SonInCaRe project, *IRBM*, 35, pp. 94-99.
- Jiang Z., Hua Z., 2012, Model and Simulation on Flow and Pressure Characteristics of Axial Piston Pump for Seawater Desalination, *Applied Mechanics and Material* ISSN: 1662-7482, 1549-1552.
- Junjie Z., Andrea V., Bernhard M. A., 2013, Novel Approach for the Prediction of Dynamic Features of Air Release and Absorption in Hydraulic Oils, *ASME J. Fluids Eng.* 135, 091305-1.
- Junjie Z., Andrea V., Paolo C., 2014, A novel approach for predicting the operation of external gear pumps under cavitating conditions, *Simulation Modelling Practice and Theory* 45, 35–49.
- Johnston K., Tapia-Siles C., Gerold B., Postema M., Cochran S., Cuschieri A., Prentice P., 2014, Periodic shock-emission from acoustically driven cavitation clouds: A source of the subharmonic signal, *Ultrasonics*, 24, pp. 2151-2158.
- Kamil U., Zbigniew Z., 2015, Improved lumping friction model for liquid pipe flow, *Journal of theoretical and applied mechanics*, 53, 295-305.
- Kaulesar, S. D.M., Johannes, E.J., Pierik, E.G., Van Eijck, G.J., Kristelijn, M.J., 1991, The Effect of High Energy Shock Waves Focused on Cortical Bone: An in Vitro Study, *Journal of Surgical Research*, 55, pp. 46-51.
- Knapp R.T., 1937, Complete Characteristics of Centrifugal Pumps and Their Use in the Prediction of Transient Behavior, *ASME*, 683-689.
- Kozák, J., Rudolf, P., Štefan, D., Hudec, M., Gríger, M., 2015, Analysis of pressure pulsations of cavitating flow in converging-diverging nozzle, 6th IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, Ljubljana, Slovenia.
- Kravtsova A., Markovich D., Pervunin K., Timoshevskiy M., Hanjalić K., 2014, High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil, *International Journal of Multiphase Flow*, 60, pp. 119-134
- Kyuichi Y. Toru T., Yasuo I., Hideto M., 2003, Theoretical study of the ambient-pressure dependence of sonochemical reactions, *journal of chemical physics* 119, 346-356.
- Kyuichi Y., Toru T., Judy L., Teruyuki K., Atsuya T., Yasuo I., 2010, Numerical simulations of

- acoustic cavitation noise with the temporal fluctuation in the number of bubbles, *Ultrasonics Sonochemistry* 17, 460–472.
- Li S.C., Wu Y. L., Dai J., Zuo Z. G., Li S., 2006, Cavitation Resonance: The phenomenon and Unknown, Proceedings of the Conference of Global Chinese Scholars on Hydrodynamics, Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 356-362.
- Li S. C., Zuo Z. G., Liu S. H., Wu Y. L., Li S., 2008, Cavitation Resonance, *ASME J. Fluid Mech.*, 130, p.031302.
- Longuet-Higgins M. S., 1989, Monopole emission of sound by asymmetric bubble oscillations, Part 1. Normal modes, *J. Fluid Mech.* 201, 525-541.
- Longuet-Higgins M. S., 1989, Monopole emission of sound by asymmetric bubble oscillations, Part 2. An initial-value problem, *J. Fluid Mech.* 201, 543-565.
- Mauger C., Méés L., Michard M., 2012, Shadowgraph, Schlieren and interferometry in a 2D cavitating channel flow, *Experiments in Fluids*, 53, pp. 1895-1913.
- Mauger C., Méés L., Michard M., Lance M., 2014, Velocity measurements based on a shadowgraph-like image correlations in a cavitating micro-channel flow, *International Journal of Multiphase Flow*, 58, pp. 301-312.
- Maxwell A. D., Wang T.-Y., Cain C. A., Brian Fowlkes J., 2011, Cavitation clouds created by shock scattering from bubbles during histotripsy, *J. Acoust. Soc. Am.*, 130, pp. 1888-1898.
- Nicolas R., Sébastien A., Christophe N., François A., 2012, Cavitation influence on hydroacoustic resonance in pipe, *Journal of Fluids and Structures* 28, 180-193.
- Noltingk, B. E., Neppira E. A., 1950, Cavitation produced by Ultrasonics, Proceedings of the Physical Society. Section B, 674-685.
- Pandit A., Parag R., 2001, Hydrodynamic cavitation reactors: a state of the art review, *Reviews in Chemical Engineering*, 17, pp. 58-71.
- Paik B. G., Kim K. Y., Ahn J. W., 2009, Measurements of High Velocity Gradient Flow Using Bubble Tracers in a Cavitation Tunnel, *Journal of Fluids Engineering*, 131, pp. 091301-10.
- Panigrahi P. K., Muralidhar K., 2012, Laser Schlieren and Shadowgraph, USA: Springer.
- Paolo C., Andrea V., Germano F., Gian L. B., 2006, Modelling of fluid properties in hydraulic positive displacement machines, *Simulation Modelling Practice and Theory* 14, 1059–1072.
- Parag R., 2007, Application of cavitation reactors for water disinfection, *Journal of Environmental Management*, 85, pp. 801-815.
- Parag R., Abhijeet M., 2009, A review of applications of cavitation in biochemical engineering/biotechnology, *Biochemical Engineering Journal*, 44, pp. 60-72.
- Pipes L. A., 1940, The matrix theory of four-terminal networks, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 30, pp. 370-395.
- Plesset, M.S., 1949, The Dynamics of Cavitation Bubbles, *Journal of Applied Mechanics* 16, pp. 277-282.
- Plesset, M.S., Prosperetti A., 1977, Bubble Dynamics and Cavitation, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 145-185.
- Poritsky H., 1952, The collapse or growth of a spherical bubble or cavity in a viscous fluid, The collapse on growth of a spherical bubble on cavity in a viscous fluid. Pro. First U.S. Natl. Congress. Appl. Mech. ASME, 813-821.
- Pozuelo C. C., Vanhille C., 2012, Electrical detection of the ultrasonic cavitation onset, *Ultrasonics Sonochemistry*, 19, pp. 1266-1270.
- Putterman S. J., Weninger K. R., 2000, Sonoluminescence: How Bubbles Turn Sound into Light, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 32, 445-476.
- Quiroga J., Oviedo S., García A., 2012, Detección de cavitación en una bomba centrifuga usando emisiones acústica, *Ingeniare*, 20, pp. 343-349.
- Rafiroiu D., Díaz-Zuccarini V., Hose D.R., Lawford P.V., Narracott A.J., Ciupa1 R.V., 2007, The Cavitation Potential of a Single-leaflet Virtual MHV: A Multi-Physics and Multiscale Modelling Approach, *IFMBE Proceedings* 16, 895–898.

- Rayleigh L., 1917, On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity, *Phil. Mag*, 94-98.
- Riley J. B., 1987, Laser diffraction particle sizing: sampling and inversion, PhD thesis, USA: Massachusetts Institute of Technology.
- Rubio C. E., 1998, Interferometría Holográfica para visualización de flujos, Tesis de Maestría, Division de estudios de posgrado, UNAM, México D.F.
- Sabraoui A., Inserra C., Gilles B., Béra J. C., Mestas J. L., 2011, Feedback loop process to control acoustic cavitation, *Ultrasonics Sonochemistry*, 18, pp. 589-594.
- Salem A., Hashmi A., 2012, Spectrum Analysis of Acoustic Signals for Cavitation Detection, *IEEE Symposium on Industrial Electronics and Applications*, pp. 321-325.
- Sayyaadi H., 2010, Instability of the cavitating flow in a venturi reactor, *Fluid Dynamics Research*, 42, pp. 1-19.
- Shihua Y., Junjie Z., Jibin H., 2015, A lumped element method for modeling the two-phase choking flow through hydraulic orifices, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 81, 355-361.
- Singhal A. K., Mahesh M. A., Huiying Li, Yu Jiang, 2002, Mathematical Basis and Validation of the Full Cavitation Model, *Journal of Fluids Engineering* 124, 617-324.
- Thomas C. R., Farny C. H., Coussios C. C., Roy R. A., Holt R. G., 2005, Dynamics and control of cavitation during high-intensity focused ultrasound application, *Acoustical Society of America*, 6, pp. 182-187.
- Tinguely M., Obreschkow D., Kobel P., Dorsaz N., A. de Bosset, Farhat M., 2012, Energy partition at the collapse of spherical cavitation bubbles 86, 046315(1-6).
- Urteaga R., Bonetto F. J., 2008, Trapping an Intensely Bright, Stable Sonoluminescing Bubble, *Physical Review Letters*, 100, p. 074302(4).
- Van W., 1972, One-dimensional flow of liquids containing small gas bubbles, Twente Institute of Technology, Enschede, The Netherlands, 369-396.
- Verma S., Yogesh M., Muralidhar K., 2011, Optical Interferometers: Principles and applications in transport phenomena, USA: Nova Publishers, p. 60.
- Vladislav A. B., 1999, Differential criterions of a bubble collapse in viscous liquids, *Phys. rev. E*, 504-508.
- Vogel, A., Busch, S., Parlitz, U., 1996, Shock wave emission and cavitation bubble generation by picosecond and nanosecond optical breakdown in water, *J. Acoust. Soc. Am*, 100, pp. 148-165.
- Vojislav K., 1985, State-Space Model of Lumped and Distributed System, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- White F. M., 1983, Mecánica de fluidos, Mc Graw Hill De México, México.
- Wu C. C., Roberts P. H., 1993, Shock wave propagation in a Sonoluminescing gas bubble, *Phys. Rev. Letters* 70, 3424-3427.
- Yamamoto K., and Tsujimoto Y., 2009, Backflow Vortex Cavitation and Its Effects on Cavitation Instabilities, *Int. J. Fluid Mach. Syst.* 2, 40-54.
- Yang W., Chen Y., 1989, Optical Methods in Flow Visualization, *Journal of Laser Applications*, 31, pp. 31-39.
- Yan Z., Liu J., Cheng B., Cheng X., Yang J., 2015, Fluid cavitation detection method with phase demodulation of ultrasonic signal, *Applied Acoustics*, 87, pp. 198-204.
- Yosioka A., Omura A., 1962, The light emission from a single bubble drive by ultrasound and the spectra of acoustic oscillations, *Proc Annual Meet Acoustic Soc. Jpn*, 125-126.
- Young F., 1999, Cavitation, UK: Imperial College Press.
- Yuan W., Schnerr G.H., 2003, Numerical Simulation of Two-Phase Flow in Injection Nozzles: Interaction of Cavitation and External Jet Formation, *Journal of Fluids Engineering ASME* 125, pp. 963-969.
- Yuan X., Caraballo E., Debiassi M., Little J., Serrani A., Ozbay H., Samimy M., 2006,

- Experimental Results and Bifurcation Analysis on Scaled Feedback Control for Subsonic Cavity Flows, in Control and Automation, 14th Mediterranean Conference on, Ancona.
- Zijlstra A., Dieter O. C., 2008, On fiber optic probe hydrophone measurements in a cavitating liquid (L), *J. Acoust. Soc. Am.*, 123, pp. 29-32.
- Zuo Z. G., Li S. C., Carpenter P. W., Li S., 2006, Cavitation Resonance on Warwick Venturi, Sixth International Symposium on Cavitation CAV2006.
- Zuo Z. G., Li S. C., Liu S. H., Li S., Chen H., 2009, An attribution of cavitation resonance: volumetric oscillations of cloud, *Journal of Hydrodynamics* 21(2), 152-158.

Apéndice A

Breve revisión histórica de la cavitación

-Definición de Cavitación

Es difícil proporcionar una definición establecida de la cavitación pues su descripción varía dependiendo de la perspectiva científica, ingenieril o técnica del observador

- La definición técnica establece que es la generación de burbujas en una zona de baja presión del líquido.
- La definición ingenieril establece que es el cambio de estado líquido a gaseoso debido a una presión menor que la presión de vapor del fluido, a temperatura ambiente constante.
- Científicamente cuando un cuerpo líquido es calentado a presión constante o cuando la presión en el líquido se reduce a temperatura constante, por medios dinámicos o estáticos, se alcanza un estado en el cual se generan burbujas de vapor- gas o solo vapor.

Para todo lo referente a esta tesis se asume como cavitación a la generación y crecimiento de burbujas en sitios de nucleación de fase distinta, cuando la presión en el líquido es menor a la presión de vapor, y su posterior implosión y/o disolución en regiones de mayor presión (Franc J. P. 2004, Young F. 1999).

Más complicado es aún ahondar en la historia de la cavitación y las contribuciones teóricas, experimentales e ingenieriles ya que sería realizar un largo recorrido por la historia de la mecánica de fluidos. Según Young, es Newton (1704) el primer científico en identificar y describir la formación de burbujas en agua dentro de una lente convexa y una superficie plana de cristal, él no sabe cómo explicar este fenómeno al variar la presión del líquido. En 1754, Euler expone que un líquido sometido a tensión, en zonas de alta velocidad, pierde su característica de medio continuo debido a la formación de cavidades. Casi un siglo después, Francois Donny (1846) emplea un tubo en forma de U lleno con ácido sulfúrico para estudiar la tensión en líquidos y observa la generación de burbujas al liberar dicha tensión. Berthelot (1850) realiza el mismo experimento dejando una porción de aire dentro del tubo, registrando tensiones de 50 bar para generar cavidades. Diez años después Tomlison y Gernez suponen que la generación de cavidades requiere de impurezas en el líquido o superficie (Dopazo G. C. 2008, Godínez R. F. A 2010).

El estudio de cavidades en el tubo U siguió con Osborne Reynolds (1878) quien empleando mercurio y desgasificación registra tensiones de 1.86 bar para la generación de cavidades. En otro experimento el cual empleaba un tubo Venturi, Reynolds (1894) observo la formación de nubes de burbujas, en el área mínima del dispositivo y asocio el sonido producido, además de la formación de burbujas, con el hervir del agua. En ese mismo año Charles Algernon Parsons investiga porque una turbina diseñada por él no consigue girar a la velocidad de diseño y es más, aparece una formación de burbujas que afecta físicamente las hélices. Parsons identifica el problema, el deslizamiento de las hélices genera una reducción brusca de presión y en consecuencia se generan cavidades de vapor de agua. Un año más tarde estudia este fenómeno empleando un túnel hidrodinámico y en 1916 colabora junto con Sidney Barnaby, ingeniero naval Ingles, para descifrar la causa de la erosión que presentan las hélices que generan burbujas. La investigación de Barnaby lo llevan a escritos de Robert Edmun Froude, otro ingeniero naval británico, que décadas atrás observo la formación de cavidades de vapor cuando, según Froude, la presión negativa media supera $6.75 \text{ [lbf/in}^2\text{]}$, a lo cual decidió nombrar *cavitación* (Godínez R. F. A 2010).

-Modelos Teóricos del Comportamiento Dinámico de una Burbuja

En 1917, Lord Rayleigh presento un modelo matemático del comportamiento dinámico de una burbuja con simetría esférica, el cual supone un proceso adiabático, sin transferencia de masa y en un líquido incompresible. Con este modelo, Rayleigh sentó las bases de la teoría clásica de la dinámica de burbujas. En las siguientes décadas su ecuación fue refinada (Plesset y Prosperetti) para incluir la viscosidad y la tensión superficial, y pronto numerosos modelos que partían de este primigenio comenzaron a surgir para burbujas en un campo acústico (Herring), fluidos compresibles (Gilmore), considerando emisiones acústicas desde la burbuja (Keller-Miksis) y para fluidos de composición molecular compleja (ver Tabla 14.). Además, con el surgimiento de los agentes de contraste en la década de los 90 y su capacidad de aumentar las señales acústicas, nuevos modelos matemáticos se desarrollaron con el fin de predecir el comportamiento de estas burbujas con membrana (Church) bajo los efectos de campos acústicos específicos (Hoff L. 2001, Galvani Z. 2010).

Tabla 15 Modelos matemáticos para el estudio de la dinámica radial de una microburbuja.

Rayleigh-Plesset	$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} - P_v \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} + P_v - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} - P_0 - P(t) \right]$	P densidad, σ tensión superficial, $\square\square$ coeficiente adiabático, $\square\square$ viscosidad del líquido, R₀ radio inicial, P₀ Presión ambiental, P_v presión en el interior de la burbuja, P(t) = Pa sin(ωt - φ) es la presión acústica aplicada
Herring	$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 - \frac{R}{\rho c} \frac{dp_L}{dt} = \frac{p_L - (P_0 + P(t))}{P_0 + P(t)}$	p_L amortiguamiento por la pared de la burbuja, c velocidad del sonido en el medio
Gilmore	$R\ddot{R} \left(1 - \frac{\dot{R}}{c} \right) + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c} \right) = h \left(1 + \frac{\dot{R}}{c} \right) + \frac{R}{c} + \dot{h} \left(1 - \frac{\dot{R}}{c} \right)$	h = ∫_{P_∞}^P ρ⁻¹ dP es la entalpia c = (c₀² + (m - 1)h)^{1/2} velocidad del sonido
Keller-Miksis	$R\ddot{R} \left(1 - \frac{\dot{R}}{c} \right) + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 - \frac{\dot{R}}{3c} \right) = \Delta(R) \left(1 - \frac{\dot{R}}{c} \right) + \frac{R'\Delta(R)}{c} - \frac{4\mu\dot{R}}{c\rho} - \frac{4\mu\ddot{R}}{c\rho} - \frac{2\sigma}{\rho R} + \left(1 + \frac{\dot{R}}{c} \right)$	$\Delta(R) = \frac{P_G - (P_0 + P(t))}{\rho}$, P_G = P + $\frac{2\sigma}{\rho R}$ + $\frac{4\mu}{3} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right)$ Presión interna de la burbuja, θ función de onda
Church	$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left[P_G - P(t) - P_0 - \frac{12\mu_s R_E^2 \delta_E \dot{R}}{R^4} - \frac{4\mu_L \dot{R}}{R} - 12G_s \frac{R_E^2 \delta_E}{R^3} \left(1 - \frac{R_E}{R} \right) - \frac{2\sigma}{R} \right]$	μ_L viscosidad del líquido, μ_s viscosidad de la membrana, δ_E espesor de la membrana, G_s modulo elástico,
Navier-Stokes	$-\frac{1}{\rho_L} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \nu_L \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{2u}{r^2} \right]$	Asumiendo un fluido Newtoniano, un volumen de control que consta de una pequeña lamina infinitamente delgada, u = F(t)/r² , r posición radial, F(t) = [1 - $\frac{\rho^V(T_B)}{\rho_L}$] R² $\frac{\partial R}{\partial t}$, R radio, ρ_L densidad del líquido, ρ_v densidad de vapor saturado, ν_L viscosidad de líquido.

Debido a que la cavitación es un fenómeno de muchos cuerpos, la ecuación de Rayleigh es extrapolada para modelar acumulaciones de burbujas de diversos radios bajo las mismas consideraciones, además se emplean modelos numéricos para conocer el comportamiento del clúster. A continuación se muestra una tabla en la cual se muestran los modelos analíticos y numéricos.

-Observaciones Experimentales de la Cavitación

A partir de 1915 con los experimentos ultrasónicos de Langevin y la observación de la cavitación ultrasónica la comunidad científica empezó a observar cavitación en múltiples procesos y escenarios, en explosiones submarinas, en vórtices sumergidos, en fluidos sometidos a rotación, en máquinas hidráulicas, cascos de barcos, engranajes sumergidos, circuitos hidráulicos de aviones, aliviadero de presas, entre otros (Pandit A. 2001).

Las primeras observaciones de burbujas que emitían luz fue en 1934 cuando H. Frenzel realizaba experimentos con un SONAR, al percatarse de que sus placas fotográficas presentaban destellos aleatorios de luz. No fue sino hasta 1962 que Yosioka y Omura identifican y reportan la emisión de luz de burbujas cavitantes mientras trabajaban con ultrasonido, este fenómeno es justamente la sonoluminiscencia de múltiples burbujas y dada su naturaleza transitoria e impredecible en ese momento permaneció olvidado debido a su difícil estudio. Con la generación de la sonoluminiscencia de una sola burbuja por Gaitán en 1989 se comenzó a estudiar su comportamiento lineal y no lineal, la formación de subarmónicos, sus efectos térmicos, la evolución de su geometría en las proximidades de una superficie, la duración del destello de luz, el espectro de emisión, posibles reacciones nucleares dentro de la burbuja, etc. Uno de los reportes más importantes y del cual se pretenden sacar múltiples beneficios es la emisión de ondas de choque en la etapa de colapso de la burbuja reportado por Holzfuss (Cruz V. S. 2013, Parag R. 2009).

La evolución radial de una burbuja en régimen no lineal está caracterizada por una etapa de expansión lenta, en el campo de presión negativo, y una compresión rápida seguida de una serie de rebotes cuando la presión es positiva. En la etapa de colapso de la burbuja, su superficie alcanza velocidades de compresión superior a la del sonido en el fluido, lo cual genera la emisión de una onda de choque que se propaga a una velocidad estimada de 4000 m/s. Además, los gases contenidos dentro de la burbuja alcanzan temperaturas de hasta 5000 K y presiones cercanas a 100 MPa, lo cual produce la emisión de un pulso de luz cuya longitud de onda depende del gas dentro de la burbuja (Gehannin J. 2009).

En la cavitación se distinguen fases importantes, la primera se caracteriza por la nucleación de la burbuja en la superficie de un núcleo sólido o gaseoso. La segunda fase consiste en la evolución radial de la burbuja, crecimiento y disminución o colapso de las cavidades en el interior del líquido; cuya velocidad de crecimiento está en función de los parámetros reológicos del fluido, radio inicial de la burbuja y gradiente de presión. La tercera es la emisión de energía en forma de calor, ondas acústicas, luz, etc. Finalmente la cuarta se distingue por las formaciones que muestran las burbujas en el campo de flujo inicial del líquido (patrones de cavitación). Sin embargo dado que la cavitación no es un fenómeno estacionario tiende a modificar el flujo y generar patrones de cavitación que varían en función del tiempo, la energía suministrada y del tipo del sistema de cavitación. Se identifican tres regímenes de cavitación que forman diversos patrones de cavitación, el primer régimen es característico de las burbujas aisladas que se generan y se desplazan en dirección del flujo formando rocíos, hilos o láminas, y se disuelven en zonas de alta presión. El

segundo régimen es llamado conviviente y se identifica cuando las cavidades están agrupadas en nubes o laminas gruesas de burbujas. El tercer régimen es de vórtice donde la cavitación forma remolinos o trayectorias turbulentas dadas por superposición de diversos vórtices en el fluido (Franc J. P 2004, Gehannin J. 2009, Felici A. 2013).

La cavitación se clasifica según el modo de generación (por aplicación de una tensión o depósito de energía) y se identifican 4 tipos, (1) la cavitación acústica producida por las variaciones de ondas de presión de .01 – 10 MHz, (2) la cavitación hidrodinámica debido a un cambio en el momento del fluido por factores geométricos, (3) cavitación óptica producida por fotones de luz de alta intensidad que atraviesan a un líquido y la cavitación por partículas (4), generada por el rompimiento de la estructura molecular del fluido por partículas de alta energía.

De entre los diversos tipos de cavitación, la acústica e hidrodinámica son de interés académico e industrial debido a su facilidad de generación. Sin embargo, la cavitación acústica requiere de transductores de fabricación compleja, altamente costosos y que necesitan de grandes cantidades de energía para su funcionamiento. Lo cual convierte a la cavitación hidrodinámica en una opción económica ya que se genera en los sistemas hidráulicos de forma sencilla, razón por la cual ingenieros y científicos han invertido grandes esfuerzos en evitar este fenómeno que afecta a los sistemas. Pero, recientemente comenzaron a mirar a la cavitación no como un problema del que preocuparse, sino como un fenómeno del que incluso la naturaleza saca beneficios (Urteaga R. 2008).

Parag R. 2007 y 2009, en su estado del arte sobre la cavitación, menciona que sus efectos son aprovechados en la aceleración y mejoramiento de procesos químicos o físicos en los cuales es necesaria mayor energía de activación en forma de presión y calor. Entre las aplicaciones mencionadas se encuentran la síntesis de nanopartículas, desintegración de materia orgánica en lixiviados, hidrólisis de aceites grasos, desinfección de agua, entre otros. No obstante, es necesario controlar la forma de cavitación para lograr una eficiente transferencia de masa o energía y evitar el derroche. Para el entendimiento del fenómeno se emplean diversos modelos teóricos clásicos, además de técnicas de medición (optoelectrónicas, acústicas, mecánicas, reológicas, etc.), siendo los métodos ópticos los de mayor ventaja ya que abarcan un amplio campo de visión y se procesan en tiempo real (Verma S. 2011). A partir de los 80s se comenzaron a utilizar técnicas ópticas en el estudio de fluidos por su método no invasivo de visualizar los fenómenos de transporte (momento y transporte de masa o calor) que se presentan en fluidos de una o múltiples fases. Las técnicas ópticas pueden dividirse en dos grandes categorías: interferométricas y no-interferométricas (Yang W. 2003). Aunque las dos generan una representación del objeto de estudio, tienen un rango de aplicación y una sensibilidad específica (Rubio C. E. 1998).

Como sabemos, cuando la luz se transmite en algún medio experimenta una reducción en su velocidad, dispersión y absorción por el material. Esta variación en el índice de refracción cambia la trayectoria óptica de la luz en el medio. Cambios espaciales así como cambios en la concentración y temperatura del medio de transmisión, generan variaciones en el índice de refracción. Algunos fenómenos como turbulencia, ondas de choque, capas límite y flujo de separación, afectan directamente la concentración de masa o gradientes de temperatura en los fluidos (Verma S. 2011, Franc J. 2006).

Apéndice B

Métodos y técnicas empleadas en el estudio de la cavitación

Por lo general, las técnicas interferométricas y holográficas (Michelson, Mach-Zehnder, Sagnac) son empleadas en variaciones ligeras del índice de refracción, mientras las no-interferométricas (Schlieren, grafo de sombras ‘Shadowgraph’, motas ‘Speckle’, imagen de velocimetría de partícula ‘PIV’) cuando los cambios en el índice de refracción son significativos. Ambas técnicas muestran los mejores resultados cuando el flujo es bidimensional, es decir, cuando las variaciones de la magnitud física a estudiar son insignificantes en tres dimensiones. Las técnicas no-interferométricas son fáciles de implementar e interpretar cualitativamente pero no susceptibles para un análisis cuantitativo, por lo que se suelen implementar ambas técnicas para el análisis de un fluido (Panigrahi P. K. 2012) Estas técnicas ópticas muestran que patrones de cavitación distintos poseen campos de velocidad característicos (Kravtsova A. 2014), así como campos de densidad (Mauger C. 2012), espectros de frecuencia particulares y una distribución de velocidades de las burbujas en función de su radio y de la distancia a la zona de generación (Mauger C. 2014, Paik B. G. 2009).

Otras técnicas ópticas empleadas en el estudio de microburbujas son aquellas basadas en el análisis de la dispersión de luz causada por cavidades que atraviesan una región del fluido. Métodos como Mie, Rayleigh, Fraunhofer o fase Doppler, por mencionar algunos, permiten determinar distribuciones de tamaño (Bundin F. 1999), la velocidad de las burbujas en una región del flujo estacionario (Coil M. A. 1993) y las emisiones de luz en corto y largo régimen (Farhat B. M. 2014). Con lo cual se estima el campo de flujo y el tamaño de partículas teniendo en cuenta los siguientes supuestos, 1) las partículas están lo suficientemente separadas y se dispersan en forma independiente, 2) el haz incidente no se atenúa y 3) hay partículas suficientes y de varios tamaños en el medio para considerar una distribución suave (Riley J. B. 1987).

Como sabemos, la cavitación es un fenómeno que provoca variaciones en la presión del fluido debido a las oscilaciones radiales de las burbujas. Como resultado de esas variaciones, se generan vibraciones y ruido acústico que se propaga a través del sistema hidrodinámico. Por lo que, la cavitación es una fuente de emisión acústica que actúa en el interior del sistema. Se emplean sensores y transductores acústicos, montados en las paredes externas del sistema para la detección de los diferentes patrones de cavitación (generación de burbujas, nubes de burbujas, vórtices, supercavitación, etc.).

Los métodos acústicos de detección son susceptibles a ruidos provenientes de otras fuentes ajenas al sistema, ruido mecánico y electromagnético principalmente. La detección del tipo de cavitación se basa principalmente en las técnicas de análisis de señales y en la adecuada selección de los transductores, además de su correcto empalme al sistema hidrodinámico en lugares estratégicos de medición. Para la adquisición de vibraciones, los soportes son lugares correctos de censado, mientras que para la medición de presión los tubos de circulación o las venas contractas son lugares idóneos. Asimismo, las mediciones se llevan a cabo en diferentes condiciones de funcionamiento y las señales adquiridas se registran con un número amplio de muestras para el análisis posterior (Arndt A. R. E. 2005, Salem A. 2012, Escaler X. 2003).

Se emplean además, algoritmos computacionales basados en transformaciones lineales (wavelet, Hilbert, etc.) para reducir el tiempo de procesamiento, filtrar las señales que se

superponen en las de interés, sin afectar la cantidad o magnitud de los datos (Quiroga J. 2012, Escaler X. 2006, Gomez L. D. 2013).

La cavitación ha sido responsable de la innovación de algunos métodos experimentales de medición. Si bien los avances en su estudio se hicieron gracias al empleo de técnicas que estaban en uso, en otros campos de estudio, la cavitación vino a reinventar y desarrollar, instrumentos y técnicas de medición.

-Sistemas Acústicos

La cavitación es una condición de funcionamiento en los sistemas hidrodinámicos. Se desarrolla en varias etapas, desde su generación hasta los patrones de cavitación. Como consecuencia de la mezcla gas-liquido se generan vibraciones debidos al desplazamiento de las cavidades por el fluido; además de emisiones acústicas por el colapso de las cavidades. Las vibraciones y emisiones acústicas poseen frecuencias en el intervalo de 100 KHz a MHz y mediante el análisis de señales adquiridas por transductores o sensores acústicos se determinan los regímenes de cavitación. A partir del 2000, numerosos investigadores se dieron a la tarea de controlar algún régimen de cavitación mediante técnicas acústicas, empleando el análisis de espectros de emisión.

Sabraoui A. 2011, desarrolla un laso retroalimentado para regular la conducta de una nube de burbujas generada en una superficie solida a 1.4 cm de un transductor acústico. El arreglo experimental o bloque de proceso consta de un emisor PZT sumergido en agua destilada (20 L, 25°C, O₂ = 2.8 mg/L). El bloque de retroalimentación consta de una película piezoeléctrica (PVDF) conectada a un adquisidor de datos que regula el voltaje de entrada al amplificador de potencia del emisor acústico. El adquisidor de datos es controlado por un ordenador que realiza la toma de decisiones en base a una histéresis determinada. Los limites máximo y mínimo de la histéresis son los valores de la media aritmética de los espectros de potencia de 1000 señales adquiridas (de 448 muestras) por el PVDF. Mediante este método determina que la nube de burbujas es controlada por un lapso ligeramente mayor a 5 ms (ondas continuas) debido a otros parámetros que intervienen en su dinámica y no fueron tomados en cuenta. En la siguiente tabla se muestran, de forma simplificada, algunos arreglos experimentales empleados en la detección, monitoreo y control de la cavitación.

Tabla 16 Descripción de algunos arreglos experimentales implementados para la detección, monitoreo y control de sistemas de cavitación por métodos acústicos. Tomando como principales referencias el régimen de cavitación a controlar, la cuantificación, los elementos del bloque de proceso, los elementos del bloque de retroalimentación y los principales resultados.

Año	Autor	Cavitación "Régimen"	Cuantificación	Proceso	Realimentación	Resultados
2004	Chatterjee D.	Hidrodinámica	Nivel de ruido en un tubo Venturi	2 PZT montados a la entrada de la zona de convergencia	PZT (10 MHz) conectado a adquisidor de datos	El uso de ondas acústicas a frecuencias y ciclos de trabajo específicos, controlan e impide la cavitación de burbujas viajeras.
2005	Tomas C. R.	Acústica "nube"	Media aritmética del ruido espectral	Emisor PZT (f ₀ = 1.1MHz) en agua	Receptor PCD (f ₀ =5 MHz) Y un DAQ	Señales pulsadas mejoran el control de clústeres de burbujas.
2006	Farny C. H.	Acústica "una burbuja"	Raíz cuadrada de la potencia acústica	Transductor de 5 MHz en agua	piezoeléctricos (15 MHz) con un módulo de N. I.	La potencia acústica radiada por la burbuja disminuye con el incremento de la temperatura.

2006 Yuan X.	Hidrodinámica "Cavitación Subsónica"	Se determina el campo de velocidad y flujo por control lineal	Agua fluyendo en una tobera	Piezoeléctrico conectado a un adquisidor de datos DELL (50 kHz, 16-bit)	El control de la cavitación por técnicas lineales cuadráticas es válido para líquidos con número Mach de 0.3
2007 Coussios C.	Acústica "nube"	Valor RMS de la señal y emisión de ruido de banda ancha	PZT (1.08 MHz) En agua (15 MΩ cm, 8 mg/L)	PVDF conectado a una tarjeta de adquisición N.I. 8.0	El ruido de banda ancha de los regímenes de cavitación controlados (pulsos) no varía con el aumento de amplitud acústica.
2010 Hockham N.	Acústica "nube"	Media aritmética del ruido espectral	Emisor cerámico semiesférico en agua	PCD (f ₀ = 15 MHz) Y adquisidor de datos propio.	El máximo de temperatura en la nube de burbujas es Independiente de la intensidad acústica.
2011 Inserra C.	Acústica "nube"	Nivel de ruido espectral y porcentaje de OH	Emisor PZT (f ₀ = 445 kHz) en agua (20L, O ₂ =3mg/L, 25°C)	Hidrófono (BW=10 MHz) Y tarjeta N.I. (14 bits, 64 MHz)	La producción de OH esta correlacionada de forma exponencial con el nivel de cavitación.
2013 Desjouy C.	Acústica "nube"	Media aritmética del ruido espectral	PZT (550 kHz, 2 MPa) en agua (45 L, 21° C)	PZT conectado a un FPGA (300μs)	Limitando la cantidad de energía a 25ms, se controla el patrón de cavitación >1 min.
2014 Inserra C.	Acústica "nube"	Media aritmética del ruido espectral	Emisor PZT (f ₀ =1 MHz) en glucosa (37°C)	Hidrófono (BW=10 MHz) Y FPGA	Mediante zonificación pulsada < 5s se evita el daño celular.

-Sistemas Optoelectrónicos

La óptica constituye una de las técnicas base en el estudio de la cavitación. Mediante la implementación de diversos instrumentos ha permitido detectar, visualizar y clasificar los tipos de formaciones presentes en los sistemas cavitantes. En la siguiente tabla se muestran algunos arreglos experimentales empleados en el control de algún régimen de cavitación.

Tabla 17 Descripción de algunos arreglos experimentales implementados para la detección, monitoreo y control de sistemas de cavitación por métodos ópticos. Tomando como principales referencias el régimen de cavitación a controlar, la cuantificación, los elementos del bloque de proceso, los elementos del bloque de retroalimentación y algunos resultados.

Año Autor	Cavitación "Régimen"	Cuantificación	Proceso	Realimentación	Resultados
2000 Fan S.	Acústica "Burbuja sonoluminiscente"	Cantidad de fotones por segundo	2 PZT montados en un resonador esférico	PMT (440 nm) conectado a un sistema de discriminación y conteo de pulsos.	Es factible emplear la sonoluminiscencia de una burbuja en el control de su estabilidad y régimen, variando frecuencia y amplitud del campo acústico.
2010 Sayyaadi H.	Hidrodinámica	Relativa intensidad de luz emitida por la cavitación	Flujo de agua en tubo Venturi	Lazo abierto	Cuando $\sigma \geq 0.8$ el régimen de flujo está gobernado por la física de ondas de choque. $\sigma \leq 0.8$ el régimen de flujo está gobernado por la física de jets.
2011 Farhat B. M.	Hidrodinámica	Numero de pulsos e intensidad.	Flujo de agua en un NACA 009	PMT (200-650nm) Y CCD	La cantidad de pulsos y su distribución espacial son independientes de la velocidad de flujo pero no así la intensidad de las emisiones.

En los últimos años se han publicado nuevos métodos que abren la posibilidad del monitoreo y control de los regímenes de cavitación. Un ejemplo de lo anterior es mostrado por [Johnston K. 2014](#), quien estudia la evolución de nubes de burbujas cavitantes en un sistema acústico tipo tobera. Empleando las técnicas Shadowgraph y detección pasiva de cavitación demuestra que el múltiplo de los subarmónicos decrece con el aumento de la presión acústica, además se observa que se emiten ondas acústicas con múltiples frentes de onda que sugieren colapsos no uniformes dentro de la nube.

En un trabajo semejante, [Maxwell A. D. 2011](#), demuestre que la interacción entre una burbuja y una onda acústica genera una nube de burbujas, de radios menores, que colapsa por la presión alta en el fluido y genera ondas acústicas que interactúa con otras burbujas. El análisis en frecuencia de los datos adquiridos muestra las frecuencias debidas al frente inicial, y los frentes secundarios en tiempos distintos.

Debido a que las mediciones de presión generadas por las cavidades, que aportan información sobre los regímenes de cavitación así como de daños en el sistema, son obstaculizadas por las paredes del sistema e incluso por la actividad de la cavitación, se emplean instrumentos que entran en contacto directo con el fenómeno. Sin embargo, cuando existe generación de altas presiones (ondas de choque) o cavidades cercanas a las superficies de cualquier dispositivo (microjets), son afectados por erosiones en sus superficies. Un detector de relativo bajo costo, fácil reparación así como calibración y alta sensibilidad es el hidrófono óptico. Este dispositivo emplea la transducción de energía acústica a óptica, mediante las variaciones en el índice de refracción de un material ópticamente transparente ([Dominguez E. F. 2014](#), [Zijlstra A. 2008](#)).

-Métodos alternativos de detección y medición de la cavitación.

Sucesivamente al uso de dispositivos y técnicas para el estudio de cavitación, se han propuesto métodos de análisis en señales acústicas como la detección de peróxido de hidrogeno, demodulación por flujo, o cuantificación de la impedancia de emisión. El segundo método es aplicado principalmente en cavitación hidrodinámica y es fundamentado en el cambio de fase en las señales ultrasónicas recibidas (la portadora ultrasónica es modulada por la información de la velocidad de flujo). Así, la demodulación de fase es una representación física de las variaciones del campo de velocidad de las burbujas en la dirección del ultrasonido y es utilizada para identificar el estado de cavitación. [Yan Z. 2015](#), expone que la precisión del método es mayor al 98%, comparable con los métodos acústicos que emplean hidrófonos, y es altamente conveniente debido a que no se emplean dispositivos intrusivos.

El tercer método de medición empleado es la caracterización de campos de burbujas generadas por piezoeléctricos emisores, en contacto con el fluido, es basado en la cuantificación de las variaciones eléctricas de la admitancia del emisor en un intervalo amplio de frecuencias. Debido a que el fluido es caracterizado por su impedancia mecánica en la superficie del transductor, cualquier cambio provocado por el régimen modifica la frecuencia y potencia del emisor para mantener una distribución volumétrica de burbujas. Este método permite prescindir del uso de transductores que son afectados por la cavitación, sin embargo es susceptible a cambios en la admitancia debido al incremento de la temperatura del piezoeléctrico para largos periodos de trabajo ([Pozuelo C. C. 2012](#)).

Debido a los beneficios y riesgos que presenta la cavitación se han desarrollado y extrapolando métodos para su detección y monitoreo en los sistemas. Los métodos usados se

clasifican en dos grupos, los de contacto directo con el fenómeno y los no intrusivos. El primer método engloba los instrumentos que miden de forma directa una propiedad intensiva del sistema, los no intrusivos se valen de técnicas que aprovechan las propiedades de los materiales, así como los fenómenos de interacción con la energía. Actualmente los métodos no intrusivos son ampliamente usados debido a que tienen ventajas específicas, abarcan un campo de visión determinado y algunas técnicas están libres de la inercia del sistema.

Con base en esta revisión sobre los métodos empleados en el estudio y control de la cavitación se concluye lo siguiente:

- Las técnicas ópticas basadas en el cambio de índice de refracción y en la dispersión de luz son ampliamente usadas en el estudio del comportamiento dinámico de los fluidos reales. Sin embargo, requieren de implementaciones optoelectrónicas complejas, susceptibles a perturbaciones y de difícil adquisición. Además de procesadores de datos de alta velocidad para el análisis de imágenes o señales y la toma de decisiones.
- Las técnicas electroacústicas, son susceptibles a ruidos provenientes de otras fuentes ajenas al sistema, principalmente mecánico y electromagnético. Se requiere de un amplio número de muestras de las señales para caracterizar el fenómeno y de un tiempo significativo de procesamiento.
- Los métodos alternativos de detección y control de cavitación como son las variaciones en la impedancia del fluido o del emisor, variaciones químicas y demodulación de fase son susceptibles a cambios en la temperatura y requieren de dispositivos intrusivos (hidrófonos, piezoeléctricos, etc.) que se ven afectados físicamente por la cavitación.
- Es factible emplear la luminiscencia de las burbujas en el control del fenómeno debido a que la intensidad y cantidad de los pulsos, así como los patrones de cavitación, son función del número de cavitación. Los pulsos de luz emitidos son fácilmente distinguibles de otras fuentes de luz, lo cual permite la medición de cavitación en sistemas fuera del laboratorio donde no se garantiza completa oscuridad.
- En términos de eficiencia energética los reactores de cavitación hidrodinámica (76.5 J/mL) son superiores a sus homólogos acústicos y ópticos (14337 J/mL) al menos a escala de operación industrial. Siendo los dispositivos Venturi los de mayor eficiencia, hasta 60% dependiendo de las características geométricas.

ANEXO A

Programa para simular la Variación de la fracción volumétrica de gas como una función del radio medio de la población de burbujas Fig. 3

```
R=[0:.000001:10e-2]; % Vector de radios medios
V=(4/3)*pi*R^3; % Volumen de burbujas
n=1e8; % Número de burbujas
alfa=n*V/(exp((-0^2)/2+n*V)); % Calculó de la fracción volumétrica
plot(R,alfa) % Graficar
hold on
alfa=n*V/(exp((-1^2)/2+n*V));
plot(R,alfa)
alfa=n*V/(exp((-3^2)/2+n*V));
plot(R,alfa)
alfa=n*V/(exp((-4^2)/2+n*V));
plot(R,alfa)
```

Programa para simular el parámetro resistivo de la Fig. 4

```
clear all
clc
B=0; % Desviación estándar
R=[0.01e-6:10.01e-6:10e-3]; % Intervalo de radio de las burbujas
V=(4*pi/3)*R.^3; % Volumen de las burbujas
alfa4=1e8.*(V)./(exp(B))+1e8.*(V); % Fracción volumétrica por unidad de volumen
P=[1000:1000:1000000]; % Intervalo de caída de presión
[a,b]=meshgrid(P,alfa4); % mallado
Rt=sqrt(a)*3.369e3.*(32.187*(1-b)+1.14.*b); % parámetro resistivo.
hold on % Varias gráficas en una sola pantalla
plot(diag(b,0),diag(Rt,0)) % Graficar
plot(diag(b,50),diag(Rt,50)) % Graficar
plot(diag(b,400),diag(Rt,400)) % Graficar
```

Programa para simular el parámetro capacitivo de la Fig. 5

```
clear all
clc
B=0; % Desviación estándar
Ro= 1000; % Densidad del líquido
R=[0.01e-6:10.01e-6:10e-3]; % Intervalo de radio de las burbujas
V=(4*pi/3)*R.^3; % Volumen de las burbujas
alfa4=1e8.*(V)./(exp(B))+1e8.*(V); % Fracción volumétrica por unidad de volumen
P=[1000:1000:1000000]; % Intervalo de caída de presión
A=4.5e-6; % Área de la garganta integrada
Lambda= 1.3; % Índice politrópico
```

```
[a,b]=meshgrid(P,alfa4); % mallado
C=A.*(b.*Ro./(a.*Lambda)); % parámetro capacitivo
hold on % Varias gráficas en una sola pantalla
plot(diag(b,0),diag(C,0)) % Graficar
plot(diag(b,50),diag(C,50)) % Graficar
plot(diag(b,400),diag(C,400)) % Graficar
```

Programa para simular el parámetro de frecuencia de la Fig. 6

```
clear all
clc
B=0; % Desviación estándar
R=[0.01e-6:10.01e-6:10e-3]; % Intervalo de radio de las burbujas
V=(4*pi/3)*R.^3; % Volumen de las burbujas
alfa4=1e8.*(V)./(exp(B))+1e8.*(V); % Fracción volumétrica por unidad de volumen
P=[1000:1000:1000000]; % Intervalo de caída de presión
[a,b]=meshgrid(P,alfa4); % mallado
W=0.2608.*sqrt(a./(b.*(1-b))); % Parámetro de frecuencia
hold on % Varias gráficas en una sola pantalla
plot(diag(b,0),diag(W,0)) % Graficar
plot(diag(b,50),diag(W,50)) % Graficar
plot(diag(b,400),diag(W,400)) % Graficar
```

Programa para simular los parámetros resistivo, inductivo y capacitivo como una función de la coordenada axial (ver Fig. 7).

```
clc
x1=0; % Inicio de la zona convergente
x2=65e-3; % Fin de la zona convergente e inicio de la garganta
x3=131e-3; % Fin de la garganta en inicio de la zona divergente
x4=265e-3; % Fin de la zona divergente
X1=[x1:(x2-x1)/650:x2]; % Intervalo de la zona convergente
X2=[x2:(x3-x2)/650:x3]; % Intervalo de la garganta
X3=[x3:(x4-x3)/650:x4]; % Intervalo de la zona divergente
X=[X1,X2,X3]; % Intervalo total del tubo Venturi
m1=-46e-3; % Pendiente de la zona convergente
m2=22.285e-3; % Pendiente de la zona divergente
b1=3.2e-3; % Ordenada al origen de la zona convergente
b2=-2.705e-3; % Ordenada al origen de la zona divergente
Ag=2.138e-4; % Área transversal de la garganta
A1=m1.*X1+b1.*(ones(1,length(X1))); % Área transversal de la zona convergente como una
función de la coordenada coaxial
A2=Ag.*ones(1,length(X2)); % Área transversal de la garganta como una
función de la coordenada coaxial
```

```

A3=m2.*X3+b2.*(ones(1,length(X3))); % Área transversal de la zona divergente como una
                                     función de la coordenada coaxial

A=[A1,A2,A3]; % Área transversal del tubo Venturi
P=1000000; % Caída de presión en la entrada de zona convergente
                                     y la garganta

alfa=0.1; % Fracción volumétrica de gas más vapor en el
                                     líquido

teta=0.24; % Relación de diámetros entrada a la zona
                                     convergente/garganta

CD=0.98; % Coeficiente de descarga

Rt= sqrt(P*(1-teta^4)./(2*CD.*A)).*(32.187*(1-alfa)+1.14.*alfa);
C=-alfa.*(788.46e-6).*(((m1+m2).*X.^2)./2)+((b1+Ag+b2).*X)-alfa.*(1-alfa)/((1508^2));
% Parámetro de capacitancia como una función de la coordenada axial
L1=(1./m1).*log((m1.*X1+b1)./b1)+1./3.2e-3; % Parámetro inductivo en la zona convergente
L2=(X2./Ag)+L1(length(L1))*ones(1,length(L1))-(X1(length(X1))./Ag).*ones(1,length(X1));
% Parámetro inductivo en la garganta
L3=(1./m2).*log(m1.*X3+b1)+L2(length(L2))*ones(1,length(L2))-
(1./m2).*log(m1.*X2(length(X2))+b1); % Parámetro inductivo en la zona divergente
L=[L1,L2,L3]; % Parámetro inductivo en el tubo Venturi

subplot(3,1,1)
plot(X./x4,Rt)
subplot(3,1,2)
plot(X./x4,C)
subplot(3,1,3)
plot(X./x4,L)

```

Programa para simular el parámetro de frecuencia como una función de la longitud del Venturi de la Fig. 8

```

x1=0; % Inicio de la zona convergente
x2=65e-3; % Fin de la zona convergente e inicio de la garganta
x3=131e-3; % Fin de la garganta en inicio de la zona divergente
x4=265e-3; % Fin de la zona divergente
X1=[x1:(x2-x1)/650:x2]; % Intervalo de la zona convergente
X2=[x2:(x3-x2)/650:x3]; % Intervalo de la garganta
X3=[x3:(x4-x3)/650:x4]; % Intervalo de la zona divergente
X=[X1,X2,X3]; % Intervalo total del tubo Venturi
m1=-46e-3; % Pendiente de la zona convergente
m2=22.285e-3; % Pendiente de la zona divergente
b1=3.2e-3; % Ordenada al origen de la zona convergente
b2=-2.705e-3; % Ordenada al origen de la zona divergente
Ag=2.138e-4; % Área transversal de la garganta

```

```

P=1000000; % Caída de presión en la entrada de zona convergente
              y la garganta
alfa=0.1; % Fracción volumétrica de gas más vapor en el
            líquido
C=-alfa.*(788.46e-6).*(((m1+m2).*X.^2)./2)+((b1+Ag+b2).*X))-alfa.*(1-alfa)/((1508^2));
% Parámetro de capacitancia como una función de la coordenada axial
L1=(1./m1).*log((m1.*X1+b1)./b1)+1./3.2e-3; % Parámetro inductivo en la zona convergente
L2=(X2./Ag)+L1(length(L1))*ones(1,length(L1))-(X1(length(X1))./Ag).*ones(1,length(X1));
% Parámetro inductivo en la garganta
L3=(1./m2).*log(m1.*X3+b1)+L2(length(L2))*ones(1,length(L2))-
(1./m2).*log(m1.*X2(length(X2))+b1); % Parámetro inductivo en la zona divergente
L=[L1,L2,L3]; % Parámetro inductivo en el tubo Venturi
W=(1/2*pi).*(1./sqrt(C.*L)); % Frecuencia como una función de la coordenada
                              axial
plot(X./x4,abs(W)) % Graficar
    
```

Programa para simular el parámetro de frecuencia como una función del número de Mach de la Fig. 9

```

Ma=[0:0.001:2] % Intervalo del número de Mach
a=10e3; % Velocidad del sonido en el medio
D=16.5e-3; % Diámetro de la garganta
Wo=(a/D)*sqrt(1-Ma.^2); % Parámetro de frecuencia como una función del número de Mach
plot(Ma,abs(Wo)) % Graficar
hold on % Retener gráfica
a=10e2; % Velocidad del sonido en el medio
Wo=(a/D)*sqrt(1-Ma.^2); % Parámetro de frecuencia como una función del número de Mach
plot(Ma,abs(Wo)) % Graficar
a=10e1; % Velocidad del sonido en el medio
Wo=(a/D)*sqrt(1-Ma.^2); % Parámetro de frecuencia como una función del número de Mach
plot(Ma,abs(Wo)) % Graficar
    
```

Programa para simular el parámetro de frecuencia como una función de la fracción volumétrica de gas más vapor, de la Fig. 10

```

b=[0:0.01:1]; % Intervalo de la fracción volumétrica de gas más vapor
dv=0.02176; % Densidad de la fracción volumétrica
dl=997.58; % Densidad de la fracción líquida
al=1493; % Velocidad del sonido en el líquido
av=404; % Velocidad del sonido en la fracción volumétrica de gas más vapor
d=16.5e-3; % Diámetro de la garganta
M=0; % Número de mach
al=((b.*dv+(1-b).*dl).*((b./(dv*(av.^2)))+((1-b)./(dl.*(al.^2))))).^(-0.5); % Velocidad del sonido
de la mezcla
W=(1./d).*sqrt(1-M.^2).*al; % Parámetro de frecuencia
plot(b,abs(W)) % Graficar
hold on % Retener gráfica
    
```

```

M=0.5; % Número de mach
al= ((b.*dv+(1-b).*dl).*((b./(dv*(av.^2))+((1-b)./(dl.*(al.^2))))).^(-0.5); % Velocidad del sonido
de la mezcla
W=(1./d).*sqrt(1-M.^2).*al; % Parámetro de frecuencia
plot(b,abs(W)) % Graficar
M=0.9; % Número de mach
al= ((b.*dv+(1-b).*dl).*((b./(dv*(av.^2))+((1-b)./(dl.*(al.^2))))).^(-0.5); % Velocidad del sonido
de la mezcla
W=(1./d).*sqrt(1-M.^2).*al; % Parámetro de frecuencia
plot(b,abs(W)) % Graficar

```

Programa para simular el parámetro de frecuencia como una función de la fracción volumétrica de gas más vapor, de la Fig. 10

```

V=[0:1:20];
alfa=[0:0.005:1]; % zona convergente
L=[0:325e-6:65e-3]; % longitud del Venturi
D=-.7276*L+63.8e-3; % Diámetro del Venturi
[w,x]=meshgrid(L,D);
[y,z]=meshgrid(D,V);
[a,b]=meshgrid(V,alfa);
al= (((1-b).*997.58).*(b./3551.58016)).^(-0.5);
Ma=z./al;
Wo=(1./y).*sqrt(1-Ma.^2).*al; % frecuencia natural
LL=(265e-3)*ones(length(w),length(w));
M=abs(Wo);
surf(w./LL,b,abs(Wo));
shading interp % Garganta
L=[65e-3:330e-6:131e-3]; % longitud del Venturi
D=(16.5e-3)*ones(1,length(L)); % Diámetro del Venturi
[w,x]=meshgrid(L,D);
[y,z]=meshgrid(D,V);
[a,b]=meshgrid(V,alfa);
hold on
al= (((1-b).*997.58).*(b./3551.58016)).^(-0.5);
%al= ((b.*(0.02176)+(1-b).*997.58).*((b./3551.58016)+((1-b)./2.22365e9))).^(-0.5);
Ma=z./al;
Wo=(1./y).*sqrt(1-Ma.^2).*al; % frecuencia natural
LL=(265e-3)*ones(length(w),length(w));
M=[M,abs(Wo)];
surf(w./LL,b,abs(Wo));shading interp % zona divergente
L=[131e-3:670e-6:265e-3]; % longitud del Venturi
D=.3529*L-.02974; % Diametro del Venturi
[w,x]=meshgrid(L,D);
[y,z]=meshgrid(D,V);
[a,b]=meshgrid(V,alfa);
hold on
al= (((1-b).*997.58).*(b./3551.58016)).^(-0.5);
%al= ((b.*(0.02176)+(1-b).*997.58).*((b./3551.58016)+((1-b)./2.22365e9))).^(-0.5);
Ma=z./al;
Wo=(1./y).*sqrt(1-Ma.^2).*al; % frecuencia natural
LL=(265e-3)*ones(length(w),length(w));

```

```
M=[M,abs(Wo)];  
surf(w./LL,b,abs(Wo));  
shading interp
```

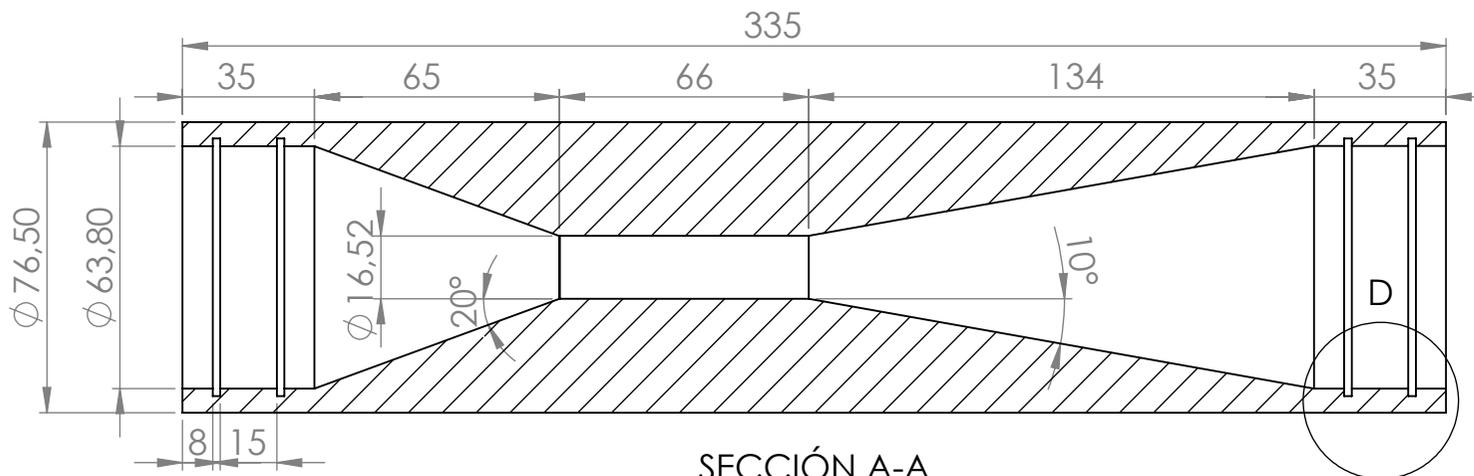
Programa para determinar el tiempo de arribo de las señales acústicas de la Fig. 18

```
nombre=input('nombre del archivo');           % Nombre del archivo  
nombre1=strcat(nombre,'.txt')                 % Solo para archivos TXT  
F=load(nombre1);                             % Cargar archivo  
t=F(:,1);                                    % Columna de tiempo  
a=F(:,2);                                    % Columna de Amplitud  
  
% Para cortar la señal y quitar componente de directa  
  
X=find(t>4e-7);                              % quitar datos después de la señal de arribo  
delta=t(2)-t(1);                             % tiempo de muestreo  
z=t(X(1));  
t=[0:delta:t(X(end))-t(X(1))];              % Nuevo vector de tiempo  
s=a(X(1):X(end));                             % Nuevo vector de amplitud  
s=s-mean(s);                                 % Nuevo vector de amplitud sin offset  
  
%Para utilizar filtro Butterword  
  
length(t)  
length(s)  
n = 2;                                        % Orden del filtro  
Fs=1/delta;                                  % Frecuencia de muestreo  
Wn = [0.1e6 5e6]/(Fs/2);                    % Frecuencias de corte  
ftype = 'bandpass';                          % Filtro de paso bandas  
[b,a] = butter(n,Wn,ftype);                  % Vector de respuesta Butterword  
yf3 = filtfilt (b,a,s);                      % Aplicar filtro al nuevo vector  
num=1:1:length(a);  
  
% Para utilizar la transformada de Hilbert  
  
[A,I]=max(abs(yf3)) ;                        % Valor absoluto de la señal filtrada  
yh = hilbert(yf3);                           % Aplicar la transformada de Hilbert a la señal filtrada  
y3 = sqrt(yf3.*yf3+yh.*conj(yh));            % Amplitud temporal instantanea  
A2 = max(y3);                                % Valor máximo de la amplitud temporal  
y3 = y3/A2;                                  % Normalización de la amplitud temporal  
for n = 10:I  
if y3(n) > 0.5  
n;  
break  
end  
end  
m=n;
```

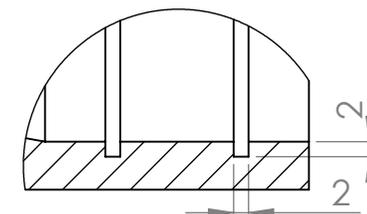
```
for k = 1:n
if (y3(m-k)-y3(m-k-1)<0) && (y3(m-k)<0.01)
Ip = n-k;
tp = (Ip)*delta+z
break
end
end
fprintf('%s%8.8f\n', 'Tiempo P = ',tp);    % Imprimir el valor del tiempo de arribo de la señal
end
```

Programa para determinar el espectrograma de las señales acústicas de la Fig. 22, Fig. 23 y Fig. 24.

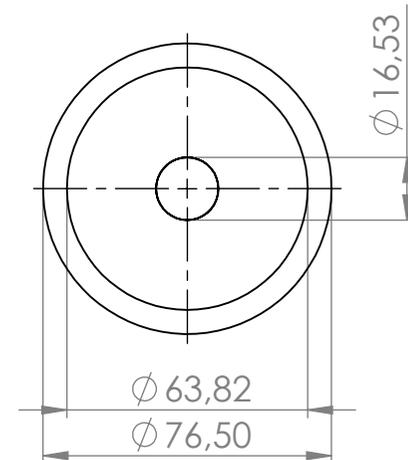
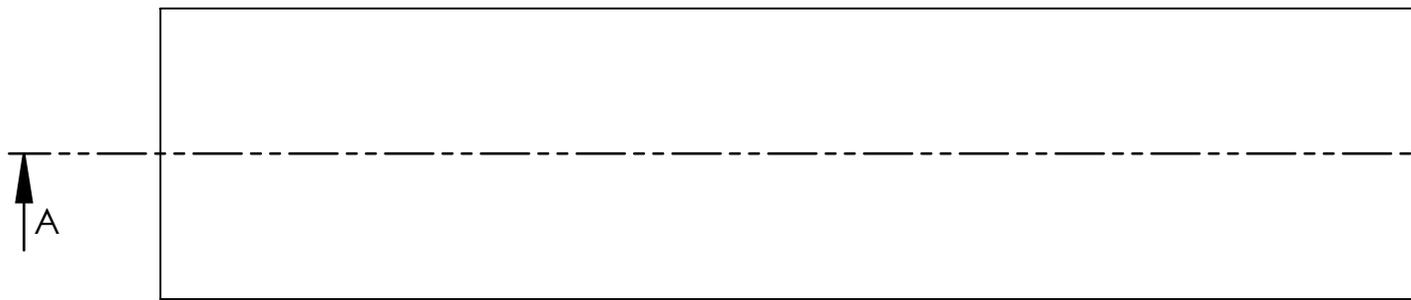
```
F= load('Archivo a procesar.txt');    % Cargar archivo a Matlab
E=F(:,2);    % Vector de amplitud
T=F(:,1);    % Vector de tiempo.
T1=find(T>0)    % Solo datos mayores a 0
Delta= T(2)-T(1);    % Tiempo de muestreo
t=[0:Delta:T(T1(end)-T(1))];    % Nuevo vector de tiempo
s=E(T1(1): T(end));    % Nuevo vector de amplitud
[S,F,k,P]=spectrogram(s,30000, 29900,2900,460000000)    % Instrucción para determinar la matriz
del espectrograma con 30000 muestras de resolución.
Surf(k,F,abs(S), 'edgecolor', 'none')    % Graficar el espectrograma.
```



SECCIÓN A-A
ESCALA 1 : 2



DETALLE D
ESCALA 1 : 1



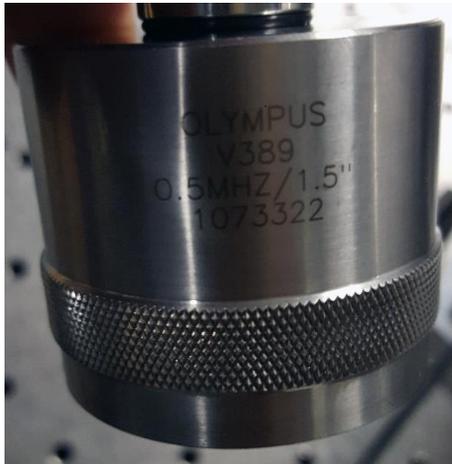
MATERIAL: ACRILICO	N.º DE DIBUJO Venturi2	A4
PESO:	ESCALA: 1:5	HOJA 1 DE 1

ANEXO C

Piezoeléctricos Olympus



Centrascan Composite Immersion Transducer, 5.00 MHz, 0.25 in. Element Diameter, Standard Case Style, Straight UHF Connector Includes Test Form Certificate.



Immersion Transducer, 0.5 MHz, 1.50 in. Element Diameter, Large Diameter Case Style, Straight UHF Connector Includes Test Form Certificate