



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

DETECTOR DE ONDAS DE CHOQUE PARA CAVITACIÓN LUMINISCENTE

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

PRESENTA:
EDUARDO FERNÁNDEZ DOMÍNGUEZ

TUTOR PRINCIPAL
MARGARITA NAVARRETE MONTESINOS
COORDINACION DE MECÁNICA Y ENERGÍA,
INSTITUTO DE INGENIERÍA, UNAM

MÉXICO, D. F. NOVIEMBRE 2014



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: Dr. Pérez Alcázar Pablo Roberto

Secretario: Dra. Oropeza Ramos Laura

Vocal: Dra. Navarrete Montesinos Margarita

1 er. Suplente: Dr. Naude De La Llave Jorge L.

2 d o. Suplente: Dra. Mejía Uriarte Elsi Violeta

Lugar donde se realizó la tesis: Instituto de Ingeniería, UNAM.

TUTOR DE TESIS:

Navarrete Montesinos Margarita



FIRMA

A mis padres.

Por motivarme una y otra vez para salir adelante,
por haberme brindado siempre las herramientas necesarias,
por las lecciones académicas y las lecciones de vida,
y porque sin ustedes no habría podido llegar hasta aquí.

Por eso y más, GRACIAS.

Agradecimientos

Agradezco infinitamente a mis padres Francisco y Yolanda por brindarme todo tipo de apoyo en todo momento, y por la motivación que me han inspirado.

A mis hermanos por esos momentos gratos en que me pude olvidar de la maestría para disfrutar con la familia.

A mis compañeros del cubículo que me hicieron más agradables las horas de trabajo.

A mis amigos del alma Jimena y César por la ayuda incondicional, la compañía y por compartir una vez más este trayecto académico.

A Ivonne por la motivación del día a día y por ayudarme en los demás aspectos de mi vida.

A mis demás amigos: Carlos, Hibrahim, Oscar, Gabriel, Enoc y Lulú les agradezco su amistad y su apoyo, gracias por creer en mí.

Agradezco a los sinodales que conformaron mi jurado, por las revisiones y correcciones hechas a mi trabajo de tesis, y en particular a mi tutora la Dra. Margarita, por las lecciones que le pude aprender.

Agradecimientos académicos

A la Coordinación de Estudios de Posgrado por el apoyo económico otorgado durante los cuatro semestres que duraron mis estudios.

Agradezco también al Programa UNAM-DGAPA-PAPIIT por otorgar el proyecto titulado "Rompimiento de hidrocarburos de alta viscosidad inducidos por cavitación hidrodinámica rotatoria" con número IN105212-3; mediante el cual se adquiere el instrumental y componentes para la realización de mis experimentos.

De igual manera agradezco a los proyectos de investigación conjunta del Instituto de Ingeniería y la Facultad de Ingeniería de la UNAM:

"Estudio y seguimiento de la temporalidad de los fenómenos físicos involucrados en la emisión de frentes de choque" con número II-3130.

"Estudio de las Ondas acústicas generadas por pulsos láser en bancos de burbujas; refracción y reflexión en la acumulación de energía" con número FI-114-2013-ONDAS ACÚSTICAS.

Contenido

Agradecimientos académicos	(1)
Índice general	(2)
Índice de figuras	(4)
Índice de gráficas	(5)
Índice de tablas	
Resumen	(6)
Capítulo I. Introducción	(7)
I.1 Breve historia y descubrimiento de la sonoluminiscencia	(8)
I.2 ¿Qué es la cavitación?	(9)
I.3 Tipos de sonoluminiscencia en la cavitación	(10)
I.4 Luminiscencia por colapso de burbuja cónica	(11)
I.5 Ondas de choque en la sonoluminiscencia	(20)
Capítulo II. Conceptos Básicos	(22)
II.1 Interferometría	
II.1.1 La fuente láser	(23)
II.1.2 El divisor de haz	(24)
II.1.3 Los espejos	
II.1.4 Los fotodetectores	(25)
II.2 Hidrófono óptico	
II.2.1 Modelo teórico para una fibra óptica sin recubrimiento	(26)
II.2.2 Modelo teórico para una fibra óptica con recubrimiento	(27)
II.3 Detector balanceado	(30)
II.3.1 Amplificador de transimpedancia	(31)
Capítulo III. Diseño y desarrollo del detector interferométrico	(32)
III.1 Requisitos del detector	
III.2 Propiedades de los fotodiodos	(34)
III.3 Propiedades del divisor de haz	(36)
III.4 Diseño del amplificador de transimpedancia	(39)

III.5 Fibra Óptica	(43)
III.6 Cálculos del cambio en la reflectividad	(46)
III.6.1 Fibra óptica de silicio con recubrimiento	(46)
III.6.2 Fibra óptica de silicio sin recubrimiento	(50)
Capítulo IV. Implementación del detector en distintas configuraciones	(53)
IV.1 Ondas de choque por enfoque de luz láser	
IV.2 Ondas de choque por ruptura dieléctrica	(55)
IV.3 Ondas de choque por detonación de una carga explosiva	(59)
IV.4 Directo en el tubo de cavitación	(61)
IV.4.1 Procedimiento del tubo en "U"	(62)
Capítulo V. Señales adquiridas, resultados y discusión	(66)
V.1 Ondas de choque generadas por concentración láser	
V.2 Detección de señales producidas por rompimiento dieléctrico	(68)
V.3 Señales producidas en el tubo en U	(70)
V.3.1 Análisis comparativo	(84)
Conclusiones	(89)
Aspectos a mejorar y recomendaciones	(89)
Apéndice	(91)
Depósito de plata	
Bibliografía	(93)

Índice de figuras

Figura 1: Curva característica del radio de una burbuja sonoluminiscente contra el tiempo (SBSL).	(7)
Figura 2: Formas comunes de generar cavitación.	(9)
Figura 3: Representación esquemática de los dos modos de sonoluminiscencia.	(11)
Figura 4: Arreglo experimental usado por Hawtin <i>et al.</i>	(12)
Figura 5: Modelo horizontal del colapso de una cavidad cónica.	(13)
Figura 6: Tubo en U adaptado para experimentos de espectroscopia y termodinámica.	(15)
Figura 7: Secuencia de emisión del pulso de luz (10 μ s/cuadro).	(16)
Figura 8: Gráficas en cascada de la emisión de luz en experimentos consecutivos para I (sin ácido sulfúrico), y II (con ácido sulfúrico).	(18)
Figura 9: Máximos de intensidad de la luz emitida contra la presión del gas.	(19)
Figura 10: Interferómetro en configuración tipo Michelson.	(23)
Figura 11: Patrón de interferencia anular.	
Figura 12: Interfases en un hidrófono óptico.	(28)
Figura 13: Sistema de hidrófono óptico para detección de ODCH.	(30)
Figura 14: Fotodiodo con amplificador de transimpedancia.	(31)
Figura 15: Fotografía del tubo en U.	(32)
Figura 16: Esquema del tubo en U.	
Figura 17: Perfil de presión de una ODCH típica generada por un litotritor electrohidráulico (cortesía de CFATA UNAM), correspondiente a un pico de presión de 20.86MPa.	(33)
Figura 18: Modelo eléctrico de un fotodiodo.	(34)
Figura 19: Dos modos de hacer un detector balanceado.	(36)
Figura 20: Montaje de componentes opto-electrónicos.	(37)
Figura 21: Vista aérea de componentes interferométricos.	(38)
Figura 22: Esquema del amplificador compuesto de transimpedancia.	(39)
Figura 23: Implementación del amplificador en PCB.	(40)
Figura 24: Acabado final del detector electrónico balanceado en chasis.	
Figura 25: Circuito esquemático del filtro pasa altas de 4° orden.	(43)
Figura 26: Fibras ópticas tratadas.	(44)
Figura 27: Recubrimiento metálico en la punta de una fibra monomodo.	
Figura 28: Esquemático de una fibra óptica con lente GRIN (Gradient Index) acoplada.	
Figura 29: Fotografía del dispositivo de generación de ondas de choque por concentración de luz láser.	(54)
Figura 30: Fotografía de la cuba con agua, el plasma se ve a simple vista.	
Figura 31: Circuito esquemático de un generador de ondas de choque por rompimiento dieléctrico.	(56)
Figura 32: Fotografía del generador improvisado de ondas de choque.	(57)
Figura 33: Tina de pruebas de ondas de choque electrohidráulicas.	(58)
Figura 34: Zoom de la bujía implementada con dos tornillos afilados.	
Figura 35: Detonador de salvas.	(60)
Figura 36: Salvas de pólvora cal. 4.5 mm.	

Figura 37: Acercamiento al retén, salva en posición.	(60)
Figura 38: Tina de pruebas para detonaciones.	(61)
Figura 39: Cabezal cónico con barra óptica.	(62)
Figura 40: Sistema completo de operación del tubo en U.	(63)
Figura A-1: Representación de la ecuación de la reacción de Tollens.	(91)
Figura A-2: Recubrimiento de plata en una barra de boro-silicato.	(92)

Índice de gráficas

Gráfica 1: Cambio en el espesor en función de la presión.	(48)
Gráfica 2: Cambio en el índice de refracción del depósito delgado de aluminio.	
Gráfica 3: Cambio en el índice de refracción para una fibra sin recubrimiento.	(51)
Gráfica 4: Decaimiento del coeficiente de reflexión en función de la presión.	(52)
Gráfica 5: Señales recopiladas en concentración de luz láser.	(67)
Gráfica 6: Señales producidas por acción de rompimiento dieléctrico.	(69)
Gráfica 7: Señales recopiladas directo de la cavitación del tubo en U.	(71)
Gráfica 8: Señal del sensor piezoeléctrico de membrana (5MHz).	(72)
Gráfica 9: Acercamiento a la señal del sensor piezoeléctrico de membrana (5 MHz).	(73)
Gráfica 10: Espectro de Fourier de la señal piezoeléctrica de compresión.	(74)
Gráfica 11: Máximo acercamiento a la región de compresión.	
Gráfica 12: Alta frecuencia en el máximo de presión.	(75)
Gráfica 13: Señal interferométrica del detector balanceado.	(76)
Gráfica 14: Señal interferométrica y pulso de luz.	(77)
Gráfica 15: Coincidencia de mínimos y máximos de las señales interferométrica y piezoeléctrica.	(79)
Gráfica 16: Acercamiento temporal de las señales.	(80)
Gráfica 17: Espectro de Fourier de la señal interferométrica.	(82)
Gráfica 18: Espectro de Fourier de la señal interferométrica antes de la llegada del pulso luminiscente.	(78)
Gráfica 19: Espectro de Fourier de la señal interferométrica durante el pulso de luz.	(83)
Gráfica 20: Espectrograma de la señal interferométrica.	(84)
Gráfica 21: Espectro de Fourier de la señal piezoeléctrica de 5 MHz.	(85)
Gráfica 22: Perfil característico de una onda de choque concentrada generada por medios electrohidráulicos.	(86)
Gráfica 23: Espectro de Fourier de la onda de choque electrohidráulica.	
Gráfica 24: Espectrograma de la onda de choque electrohidráulica.	(87)

Índice de tablas

Tabla 1: Especificaciones técnicas de los fotodiodos empleados.	(35)
Tabla 2: Especificaciones técnicas del divisor de haz.	(37)
Tabla 3: Propiedades de las sondas ópticas con recubrimiento.	(49)
Tabla 4: Variaciones en los coeficientes de reflexión y en las potencias ópticas.	(50)

DETECTOR DE ONDAS DE CHOQUE PARA CAVITACIÓN LUMINISCENTE

Resumen

Se desarrolla un instrumento opto-electrónico para la detección de ondas de choque, que se integra al sistema de medición de un dispositivo de cavitación denominado "Tubo en U". Cuyo objetivo es determinar el perfil de presiones (en función del tiempo y espacio) que se produce al hacer colapsar una burbuja de gas dentro de una punta cónica mediante un pistón líquido.

El principio de detección del instrumento se fundamenta en determinar el cambio del coeficiente de reflexión que ocurre en la punta de una fibra óptica cuando incide una onda de choque. Para tener esta característica física, a la punta de la fibra óptica se le deposita una película delgada reflectora para formar un espejo de segunda superficie. El coeficiente varía inversamente con la presión del medio, y los cambios de reflectividad son transmitidos por un haz láser hacia el detector.

El instrumento se constituye por un haz láser en disposición interferométrica, acoplado a un detector balanceado en intensidad. Este último está conformado por dos fotodiodos en conjunto con un amplificador de transimpedancia especialmente diseñado para esta aplicación.

El diseño opto-electrónico se establece mediante el modelado matemático que describe los cambios de reflectividad en el extremo de la fibra óptica.

Para determinar el nivel de detección del instrumento, éste se somete a una serie de pruebas con ondas de choque con distinto número Mach. Las ondas de choque de prueba fueron generadas por: focalización láser, rompimiento dieléctrico y detonación de una micro-carga explosiva. Una vez calibrado el instrumento se determinó el perfil de presiones que se produce durante el colapso de una burbuja cónica.

Con el fin de evaluar la respuesta del instrumento, se realiza un análisis comparativo de la señal producida durante el colapso de la burbuja cónica con la señal de un sensor piezoeléctrico de 5 MHz, y con la de una onda de choque producida por otros medios, dicho análisis corrobora los resultados y el funcionamiento del instrumento desarrollado, y sugiere la existencia de más ondas de choque posteriores al pulso luminiscente.

El presente trabajo se divide en 5 capítulos, los dos primeros dan una breve introducción de los conceptos básicos sobre sonoluminiscencia y cavitación luminiscente. El capítulo 3 aborda el desarrollo del dispositivo y hace un recuento de las características requeridas para lograr su funcionamiento. Se explica a detalle la función de los componentes y se justifica la elección de los mismos, se presenta también el modelo abordado y los cálculos numéricos pertinentes.

El capítulo 4 explica las pruebas realizadas cuyos resultados se discuten a detalle en el capítulo 5. Finalmente se concluye sobre el desempeño del detector interferométrico, y se propone una serie de recomendaciones y mejoras sustanciales al dispositivo desarrollado.

Capítulo I. Introducción

Se le llama sonoluminiscencia (SL) al proceso mediante el cual se produce luz pulsada en el intervalo visible y ultravioleta cercano, a partir de la concentración de energía de un campo de ultrasonido en una región focalizada. Imagine una burbuja de gas contenida en el interior de algún líquido bajo un campo de presiones a través del fluido, tal que el volumen de la burbuja inmersa oscila con el campo acústico. Para intensidades de presión lo suficientemente altas, la burbuja colapsará produciendo calentamiento intenso y altas presiones en su interior ^[1], esto es equivalente a concentrar la energía en aproximadamente 12 órdenes de magnitud ^[3]. El origen de la sonoluminiscencia es la cavitación acústica, de la cual hablaremos más adelante, y la clave está en el radio de la burbuja como función del tiempo, (Figura 1).

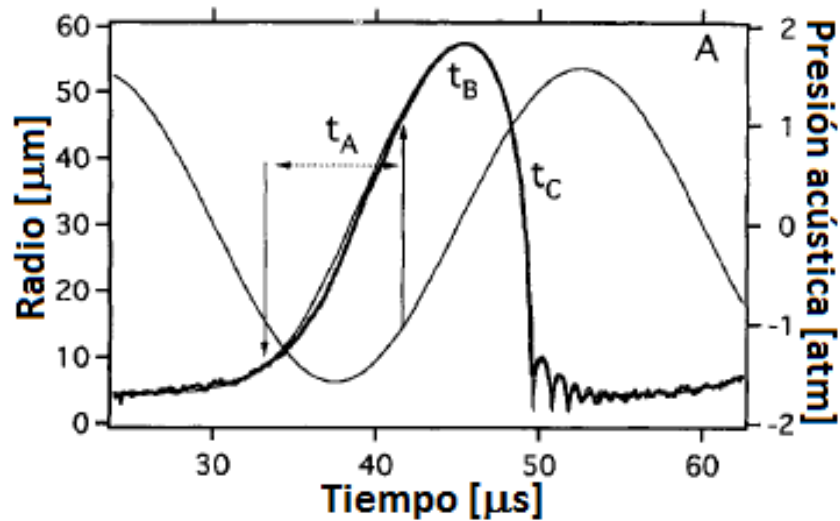


Figura 1: Curva característica del radio de una burbuja sonoluminiscente contra el tiempo (SBSL)

Para una sola burbuja que oscila bajo la acción de un campo acústico, la burbuja empieza con un radio ambiente R_0 , que es el radio al cual la burbuja se encuentra en equilibrio mecánico con la presión externa. Conforme la presión del campo acústico se vuelve negativa en la región indicada como t_A , la burbuja entra en una etapa de expansión que incluso continúa creciendo por inercia cuando la presión externa aplicada se vuelve positiva (tiempo t_B). En este punto, el radio de la burbuja es máximo y es aproximadamente 10 veces más grande que R_0 . El volumen ha incrementado unas 1000 veces por lo que la presión interna ha decaído en el mismo factor, lo que conforma un vacío en el interior de la burbuja que no prevalece por mucho tiempo y la burbuja inevitablemente colapsa ^[2]. Dicho colapso es el que da lugar a la emisión de un pulso de luz de algunos picosegundos de duración, acompañado de una onda de choque. Tras dicha emisión, la burbuja continúa oscilando con poca amplitud y tiende a estabilizarse a su radio original R_0 .

Este proceso ocurre una vez durante cada periodo de oscilación del campo acústico aplicado y se conoce como sonoluminiscencia de una sola burbuja (SBSL por sus siglas en inglés). Si bien en el trabajo actual este fenómeno no es de principal interés, su descripción conceptual ayuda a entender el fenómeno de la sonoluminiscencia, en el siguiente apartado se habla un poco al respecto.

I.1 Breve historia y descubrimiento de la sonoluminiscencia

Los orígenes de la sonoluminiscencia datan desde 1933, cuando los físicos franceses N. Marinenco y J.J. Trillat, estudiaban la acción de ondas ultrasónicas en el en placas fotográficas, buscando acelerar el proceso de revelado de las mismas, introdujeron un transductor ultrasónico en el tanque del líquido revelador y notaron que las placas se velaban frecuentemente en diversos y pequeños puntos. Un año más tarde Fresnel y Schultes notaron que el velado de las placas era siempre acompañado de una luminiscencia fugaz, y en 1937 Chambers produjo sonoluminiscencia en 14 líquidos distintos usando únicamente sus ojos como detector. Para este entonces ya se dominaba la técnica para producir las emisiones de luz a partir de un campo acústico, pero no fue sino hasta 1959 cuando Meyer y Kuttruff determinaron a qué fase del campo de presiones y en qué volumen de la burbuja ocurrían las emisiones. El experimento consistió de una barra de níquel excitada a 2.5 kHz para producir burbujas de cavitación. Meyer y Kuttruff obtuvieron una serie de fotografías donde se mostraba el ciclo de dichas burbujas y en ellas se apreciaba que las burbujas empezaban a aparecer a mitad del periodo acústico, después crecían hasta un máximo y posteriormente colapsaban; el destello de luz ocurría al final del primer colapso ^[3].

Los trabajos de Günther *et al.* entre 1957 a 1959 mostraron que los pulsos de luz eran periódicos y ocurrían ligeramente antes del final de la etapa de compresión, también se encontró que la frecuencia de los pulsos coincidía con la del campo acústico aplicado. En 1988 Leighton *et al.* demostraron experimentalmente que la sonoluminiscencia ocurría en los antinodos de presión de las ondas estacionarias del campo acústico en agua. Finalmente en 1990, Felipe Gaitan y su supervisor de post doctorado Crum lograron atrapar y mantener suspendida una única burbuja en una onda acústica estacionaria, produciendo la llamada sonoluminiscencia de una sola burbuja (SBSL); este experimento dio lugar a toda una gama de experimentos sistemáticos y la sonoluminiscencia se convirtió en el fenómeno favorito de los teóricos al tratar de explicar de dónde provenía la luz, dando lugar a más de 15 teorías distintas ^[4].

Desde el experimento de Gaitan y hasta la fecha, los estudios en sonoluminiscencia (SL) se han enfocado en determinar la dependencia del fenómeno con variables como la presión hidrostática, la amplitud de las ondas acústicas, la frecuencia del campo de presiones, la temperatura del líquido, la naturaleza del solvente, el gas disuelto en el solvente, etc. Una serie de autores han hecho también estudios del espectro de sonoluminiscencia.

I.2 ¿Qué es la cavitación?

Todo fenómeno de SL es precedido por cavitación, el cual es un fenómeno de ruptura de líquidos que en consecuencia genera cavidades de gas, se le llama también cavitación a los efectos relacionados con el movimiento y la dinámica de cavidades generadas de este modo ^[4]. Existen en realidad dos tipos de cavitación, siendo la cavitación acústica la descrita anteriormente, ésta literalmente desgarrar los enlaces moleculares del líquido y desprende vapores para crear la cavidad en cuestión. La pseudo-cavitación en cambio, sólo se refiere al cambio de las propiedades dinámicas de burbujas previamente disueltas en el líquido. Como se muestra en la Figura 2, toda cavitación se lleva a cabo ya sea por esfuerzos de tensión como es el caso de las ondas acústicas estacionarias o de un flujo de líquido, o simplemente depositando energía, de este modo la luz focalizada en el interior de un líquido también genera cavitación.

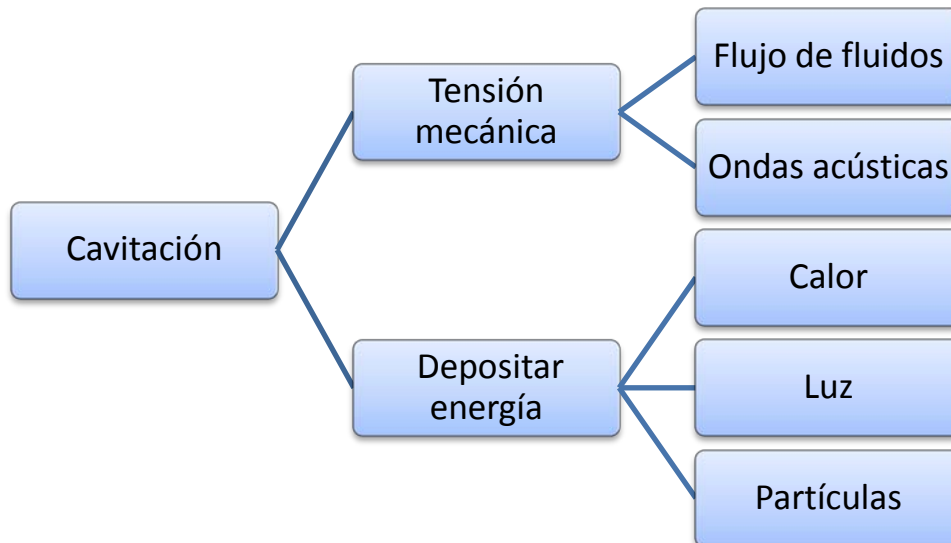


Figura 2: Formas comunes de generar cavitación

También el paso de partículas elementales producen cavitación al transferir parte de su energía al fluido.

La cavitación viene acompañada de una serie de fenómenos que tienen su origen en la dinámica de las burbujas generadas de manera no lineal. Estas burbujas tienden a colapsarse rápidamente emitiendo luz (cavitación luminiscente) en el proceso así como “jets” o chorros de agua, lo que a su vez induce la emisión de ondas de choque y demás ondas de presión, además de otros efectos destructivos que tienden a erosionar superficies sólidas cercanas y que incluso inducen reacciones químicas ^[4].

I.3 Tipos de sonoluminiscencia en la cavitación

En general, en la literatura sólo se habla de dos tipos de sonoluminiscencia, la de múltiples burbujas (MBSL), y la sonoluminiscencia de una sola burbuja (SBSL), ambas inducidas acústicamente. La primera ya se conocía 37 años antes de que se lograra producir sonoluminiscencia a partir de una sola burbuja aislada, lo que de hecho produjo que la SBSL no tuviera tanto impacto en aquel entonces, y no fue sino hasta que Felipe Gaitan (1990) redescubrió la SBSL en su famoso experimento, que la sonoluminiscencia de una sola burbuja generó mayor impacto y se empezaron a publicar centenares de artículos al respecto ^[4]. La razón de que la sonoluminiscencia de múltiples burbujas se descubriera desde antes es porque ésta se produce de forma natural bajo ciertas condiciones, mientras que la SBSL se realiza en laboratorios controlados.

La Figura 3 de estos dos modos de sonoluminiscencia según Lepoint y Lepoint-Mullie (1992), en el cual se nota que en principio no hay relación entre ellos. Las principales diferencias es que la MBSL involucra, claro está, un campo de múltiples burbujas, y presenta campos alternados de presión en un intervalo desde unos pocos Hertz hasta 2 MHz aproximadamente, mientras que la SBSL se produce en un intervalo de frecuencias entre 20 a 50 kHz, y con presiones entre 0.1 y 0.15 MPa. Ambos tipos de sonoluminiscencia ocurren en distintos líquidos como son agua, soluciones acuosas y líquidos orgánicos, así como para distintos gases disueltos ^[5].

La nucleación es el proceso por el cual se generan burbujas a partir del paso de una onda acústica intensa en el líquido. La cavitación estable ocurre cuando las burbujas involucradas oscilan continuamente, mientras que la cavitación transitoria se refiere a burbujas cuyo ciclo apenas alcanza unos cuantos ciclos acústicos y ocurre a presiones mayores a 0.2 MPa.

La dependencia de la MBSL con diversos factores la hacen en general compleja y difícil de estudiar en comparación con la SBSL. Entre las principales variables de las que depende la MBSL se encuentran la presión hidrostática, la amplitud de la presión acústica, la frecuencia del campo acústico, la temperatura, la evaporación de líquido durante el proceso, el solvente o líquido y el gas disuelto en el solvente.

La configuración más común para estudiar la SBSL consiste de una burbuja atrapada en agua entre un nodo y un antinodo de velocidad de ondas estacionarias; conforme la intensidad de dichas ondas aumenta, las pulsaciones de la burbuja alcanzan una amplitud tal que comienzan a emitir destellos de luz que duran apenas unos cuantos picosegundos. La frecuencia de las pulsaciones depende de la frecuencia del campo acústico, es decir del resonador ^[4]. En la Figura 1 se aprecian las dos curvas: la correspondiente a la onda estacionaria del campo acústico y la curva característica del radio de la burbuja en función del tiempo, obtenidas en el Laboratorio de Pruebas no Destructivas del Instituto de Ingeniería de la UNAM.

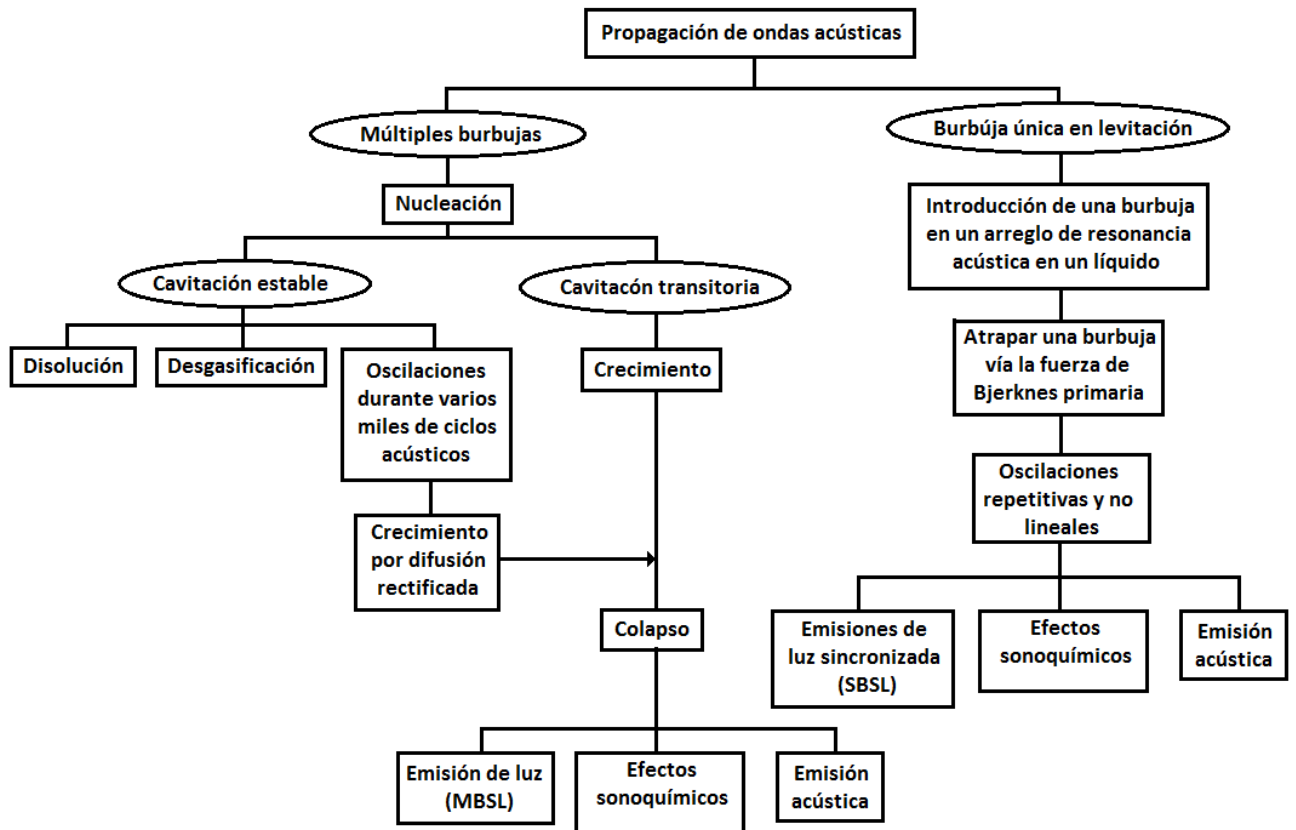


Figura 3: Representación esquemática de los dos modos de sonoluminiscencia ^[5]

I.4 Luminiscencia por colapso de burbuja cónica

En la literatura aparece el término CBL (luminiscencia de burbuja cónica), que hace referencia al fenómeno de luminiscencia que a diferencia de la SL, no es conducido mediante campos acústicos. Se trata de una cavidad cónica en que se comprime un gas por medio de un pistón líquido, y cuya energía proviene de la diferencia de presiones en la interfase líquido-aire del pistón. El fenómeno de cavitación involucrado es en realidad una pseudo-cavitación inducida. La luminiscencia de burbuja cónica es el fenómeno alrededor del cual se desarrolla el presente trabajo. De los primeros en incursionar en este tema están P. Hawtin, G.A. Henwood y R.A. Huber, quienes en 1970 publicaron un artículo titulado “On the collapse of water vapour cavities in a bubble analogue apparatus”^[6], en el que desarrollaron un modelo matemático para la dinámica del colapso de la cavidad cónica.

Como se ve en la Figura 4, el dispositivo usado por Hawtin consiste de un tubo doblado en “U” en cuyo extremo derecho se coloca un bloque con la forma interna de un cono, típicamente con un ángulo de 30°. Al hacer vacío en el extremo izquierdo del tubo (interfase agua-aire), se crea

una diferencia de presión respecto de la otra interfase (agua-gas), que se equilibra desplazando el pistón líquido hacia el brazo izquierdo del tubo.

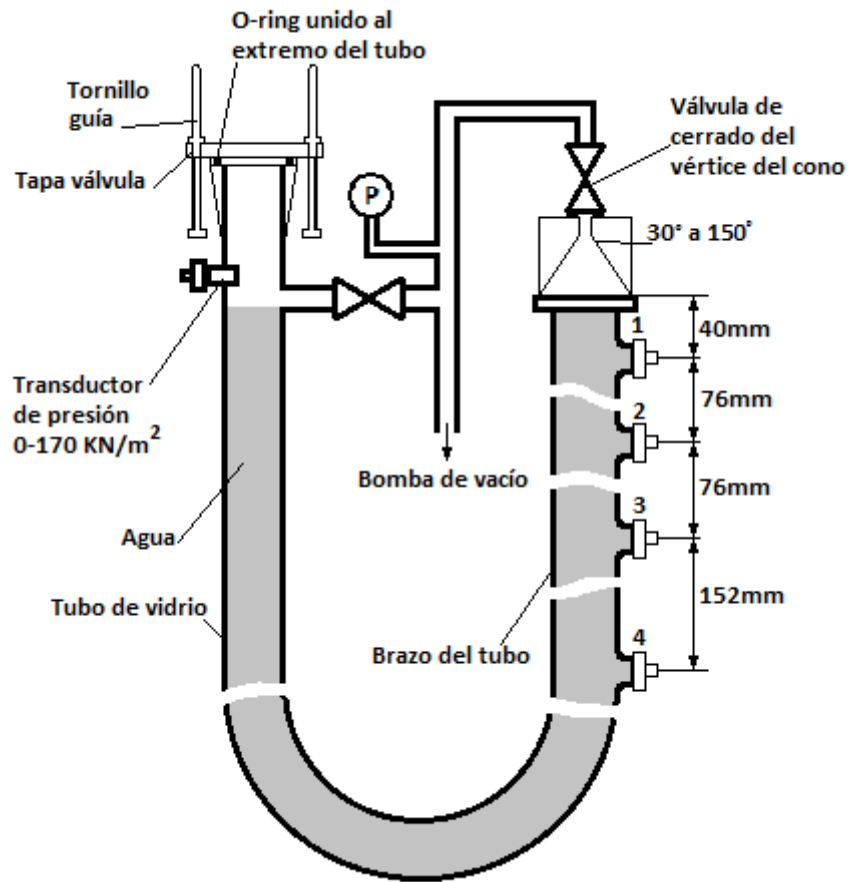


Figura 4: Arreglo experimental usado por Hawtin et Al ^[6]

Al cerrar todas las válvulas el sistema queda cargado con una energía potencial en el pistón líquido, que es liberado al dejar entrar aire a presión atmosférica por la válvula del extremo izquierdo. Tan pronto la presión en la interfase del mismo lado se equilibra, el pistón se desplaza comprimiendo el gas en el otro extremo dentro de la cavidad cónica. Despreciando los efectos de la curvatura del tubo, el fenómeno se idealiza como si su dinámica fuera completamente horizontal (Figura 5). Entre las condiciones que Hawtin *et al.* asumió está el hecho de que el vapor no es conductor térmico y se comprime adiabáticamente, al llegar a un nivel crítico de presión, éste se sobresatura y parte se condensa en las paredes del cono y en la interfase agua-vapor liberando calor. Este calor aumenta la temperatura de la interfase pero se pierde por conducción directa con el líquido y las paredes del dispositivo, se asume que el resto del calor contenido en el volumen de vapor es debido a la compresión adiabática. Se asume también que el vapor se

comporta como un gas ideal y por tanto su presión depende únicamente de su densidad y su temperatura ^[6].

$$P_v = \rho_v G T_v \dots \dots \dots (1)$$

donde G es la constante universal de los gases [J/Kg °K]. Además de las condiciones antes mencionadas, Hawtin *et al.* separan la dinámica en tres partes: la primera de ellas contempla la dinámica de la interfase, sin salir de la región tubular ($H_0 > H_c$) ^[6]:

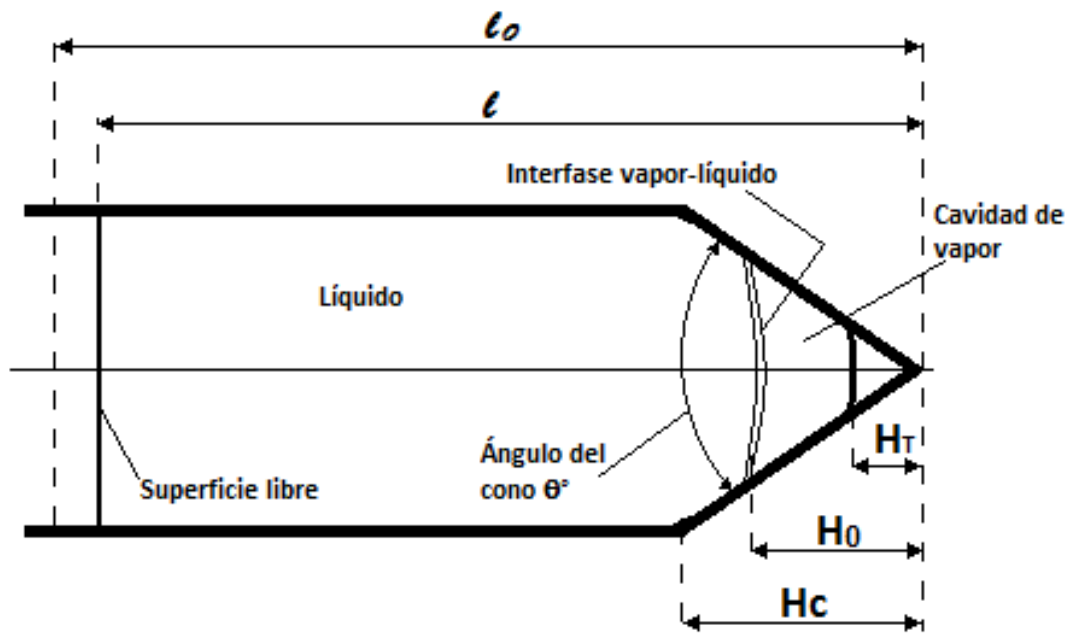


Figura 5: Modelo horizontal del colapso de una cavidad cónica

$$\ddot{H}(l_0 - H_0) = -\frac{1}{\rho} (P_\infty - P_v) \dots \dots \dots (2)$$

Siendo $P_\infty - P_v$ la diferencia de presión ΔP del gas respecto del líquido en un punto lejano al vértice del cono. En la segunda etapa, la interfase inicia en la región tubular pero termina en la región cónica ($H_0 \leq H_c$) ^[6]:

$$H \left[1 - \frac{2H}{H_C} + \frac{Hl}{H_C^2} \right] \dot{H} + \left[\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{H}{H_C} \right)^4 - \frac{4H}{H_C} + \frac{2Hl}{H_C^2} \right] \dot{H} = -\frac{1}{\rho} (P_\infty - P_v) \dots (3)$$

donde l está dada por: $l = l_0 - H_0 + H_C - \frac{1}{3} \left(\frac{H^3 - H_0^3}{H_C^2} \right)$

Finalmente, en la tercera etapa, toda la dinámica ocurre en la región cónica, la ecuación de movimiento es idéntica a (3), pero ahora l está dada por:

$$l = l_0 + \frac{1}{3} \left(\frac{H^3 - H_0^3}{H_C^2} \right)$$

Al final Hawtin *et al.* llegan a una ecuación para calcular el cambio en la temperatura de la interfase agua-vapor, a partir de la cual, junto con la ecuación (1) se determina la presión de vapor de la cavidad ^[6].

$$\dot{T} = \frac{\gamma T^2}{\nu T_1} \left[\left(\frac{A_L k_L}{\lambda_L} + \frac{A_S k_S}{\lambda_S} \right) (T_\infty - T) \frac{GT_v}{LP_v} - \dot{V} \right] \dots \dots \dots (4)$$

\dot{T} = razón de cambio de la temperatura de la interfase [°K/s]

A_L = área de la interfase en líquido [m²]

k_L = conductividad térmica del líquido [W/m°K]

A_S = área de la interfase en sólido [m²]

k_S = conductividad térmica del sólido [W/m°K]

γ = cociente de los calores específicos

λ_L = grosor de la capa de frontera térmica [m]

λ_S = grosor de la capa de frontera térmica del sólido [m]

G = Constante universal de los gases [J/Kg°K]

T_v = Temperatura del vapor en la cavidad [°K]

P_v = Presión del vapor en la cavidad [N/m²]

\dot{V} = razón de cambio del volumen de vapor en la cavidad [m³/s]

Hasta hoy en día la dinámica de la cavidad ha sido explicada con relativo éxito ^{[6], [7]}, sin embargo se han desarrollado también, con el mismo dispositivo pero con algunas modificaciones (Figura 6), una serie de estudios espectroscópicos y termodinámicos para determinar su dependencia con ciertas variables y la evolución espacial-temporal de la cavidad. También es

común encontrarse en la literatura que se sustituya el agua con algún otro líquido, como el propilenglicol ($C_3H_8O_2$), también conocido como 1,2-propanediol, el cual es un compuesto orgánico usado en este tipo de experimentos que posee características similares a las del agua. Usando este líquido, se ha encontrado que tras repetidos experimentos, tanto la composición del gas que se está usando, así como las propiedades físico-químicas del líquido del pistón cambian [8]. En lo que a este trabajo se refiere, el 1,2-propanediol es el líquido que se usa en todos los experimentos que se mencionen a menos que se especifique otra cosa, y de hecho la mayoría de las investigaciones que se encuentran en la literatura lo usan por igual.

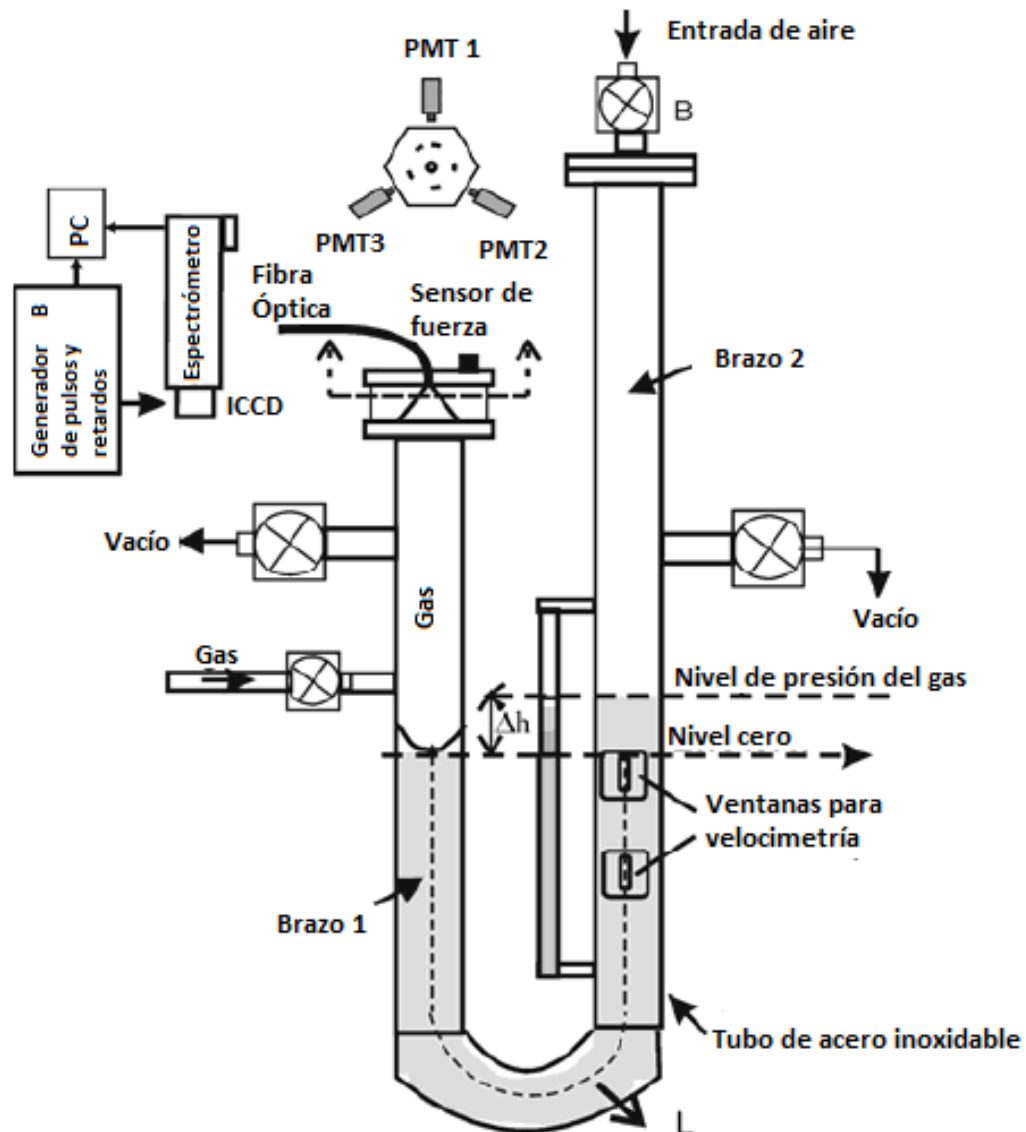


Figura 6: Tubo en U adaptado para experimentos de espectroscopia y termodinámica [8]

El arreglo experimental de la Figura 6 se ha empleado usando 1,2-propanediol como pistón líquido y Argón como gas para la cavidad. En dicha figura se aprecia que la cabeza cónica tiene una geometría hexagonal en las paredes externas del bloque, lo que permite tener 6 caras de observación, de las cuales 3 se han usado para posicionar el eje óptico de tubos fotomultiplicadores. Un par de ventanas de PMMA (polimetilmetacrilato) permiten montar un arreglo láser para medir la velocidad con la que el pistón comprime la cavidad; la presión en el gas se mide mediante un aumento en la diferencia de alturas Δh de ambas columnas del líquido. Si bien a Hawtin *et.al.* les interesaba estudiar la evolución de la cavidad de gas durante el colapso, con este arreglo se busca estudiar otras propiedades inherentes al pulso de luz. Se hace vacío en ambos extremos del tubo y posteriormente se inyecta un gas inerte (en este caso Argón) en el brazo 1 donde se termina con la cavidad cónica. Por medio de una electroválvula, controlada con un generador de pulsos, se permite entrar aire a presión en el brazo 2 del tubo, lo que en consecuencia empuja el pistón que a su vez comprime la cavidad.

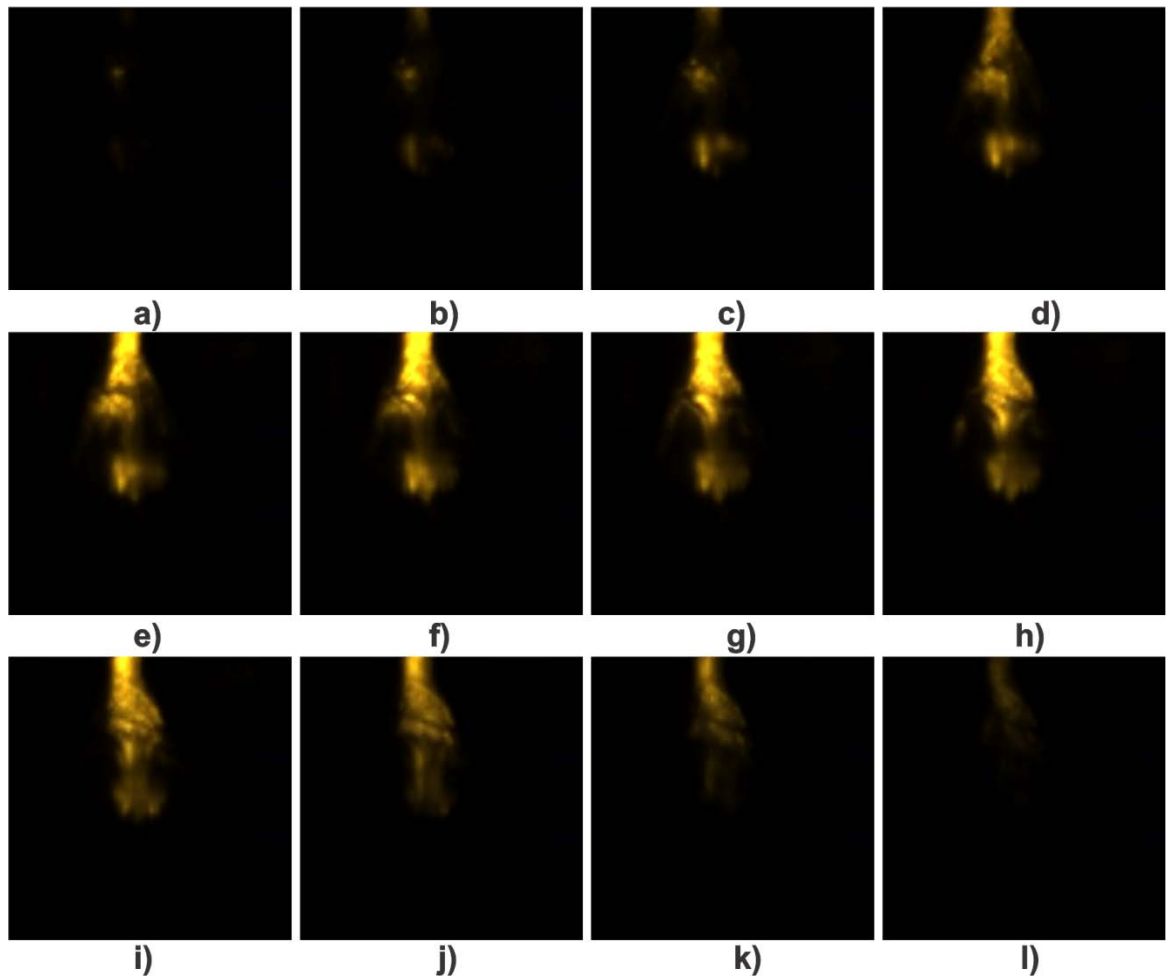


Figura 7: Secuencia de emisión del pulso de luz (10 μ s/cuadro)

En general, en el colapso de burbuja cónica, bajo las condiciones anteriores se registran emisiones de luz tanto simples como múltiples, distribuidas espacial y temporalmente; cabe señalar que las emisiones no tienen simetría respecto de los fotomultiplicadores montados, lo cual no es de extrañar, pues dependiendo de los detalles de cada colapso, existen una variedad de mecanismos de emisión con distintas probabilidades de ocurrir. Así mismo la forma, la amplitud y el ancho del pulso registrado varían mucho de un colapso a otro, aún bajo las mismas condiciones iniciales, aunque generalmente siempre presentan, además de un máximo principal, dos máximos de amplitud locales, uno antes y otro después del pico principal ^[8]. La Figura 7 muestra 12 fotogramas en secuencia de la emisión del pulso de luz correspondiente a un proceso de cavitación del tubo en U.

A pesar de que la cavidad alcanza temperaturas de alrededor de 10 000K, la intensidad y el ancho del pulso no dependen directamente de la máxima temperatura alcanzada, aunque si hay variaciones dependiendo del tiempo que dure la cavidad por encima de la temperatura crítica en que se activan reacciones químicas. Más aún, tanto la intensidad como la forma de los pulsos de luz emitida dependen en buena medida de la presión inicial del gas (Figura 8), de la presión que alcanza el pistón líquido y de las propiedades físico-químicas del líquido y sustancias disueltas en él. Así, por ejemplo se ha demostrado que el ácido sulfúrico (H_2SO_4) es un agente oxidante que acelera la descomposición del propanediol, y en consecuencia, modifica las propiedades físico-químicas del líquido intensificando los pulsos de luz emitidos. Dichos cambios son rastreados en el líquido con métodos de espectroscopia de absorción, espectroscopia Raman, e incluso con fluorescencia.

En la Figura 8, se aprecia el aumento gradual de intensidad conforme a la degradación del líquido y un cambio significativo al pasar de la región I a la región II, en que se agrega cierta concentración de ácido sulfúrico ^[8]. Los espectros de absorción han revelado que conforme el propanediol se degrada y/o se adicionan cantidades de ácido sulfúrico, hay un corrimiento en la banda de absorción hacia longitudes de onda mayores en comparación a cuando se usa propanediol sólo y sin degradar.

Muchos estudios se enfocan en analizar los perfiles del pulso y los espectros de emisión de luz, ya que se cree que en ellos está la clave para entender los mecanismos de emisión; en comparación con las emisiones de SBSL, la duración de los pulsos luminiscentes en CBL es relativamente larga. Chen Qi-Dai *et al.* proponen que lo anterior se debe a que se está observando luminiscencia de múltiples burbujas y que las formas de los pulsos se deben a la superposición de un gran número de emisiones de SL separadas. Sin embargo, es difícil determinar tal hipótesis ya que los perfiles registrados son en realidad curvas “suaves” como para parecerse a la superposición de muchos pulsos ^[11].

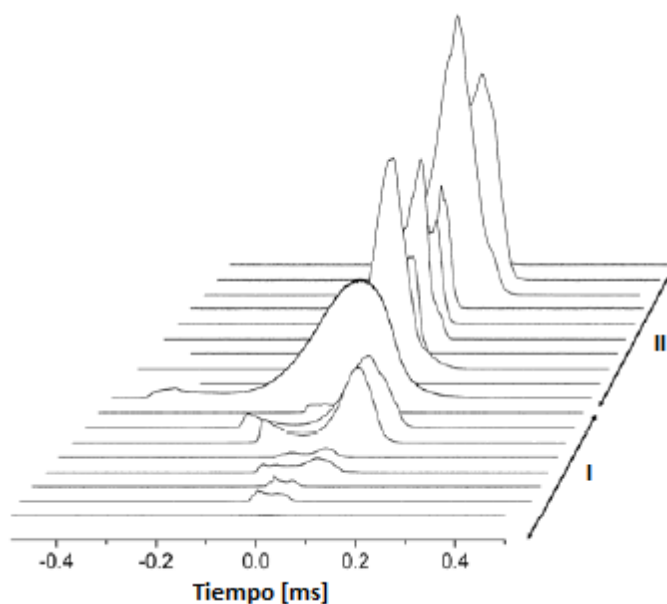


Figura 8: Gráficas en cascada de la emisión de luz en experimentos consecutivos para I (sin ácido sulfúrico), y II (con ácido sulfúrico) ^[8]

Por otro lado, la caracterización de estas curvas en un espectro continuo, sugieren que el mecanismo de emisión sea por radiación de cuerpo negro, pues estos espectros concuerdan bien con una curva de emisión de cuerpo negro a 3000°K por encima de los 400nm, incluso se explica que por debajo de los 400nm ambos espectros no concuerden debido a la fuerte absorción de ultravioleta del 1,2-propanediol ^[11]. Aunque claro, la dependencia del espectro de emisión con el tipo de gas utilizado es suficiente para descartar que se trate de un mecanismo de emisión de cuerpo negro.

Otra característica de importancia en la CBL es la distribución espacial y temporal de la luminiscencia, o mejor dicho, de las zonas geométricas en que se observa la luminiscencia. Dependiendo de la geometría del cono, no solo varía la forma y ancho del pulso de luz, sino que se presenta luminiscencia en más de una zona dentro de la cavidad ^{[7], [10]}. En general, para luminiscencia generada a partir del colapso de una burbuja cónica con el dispositivo antes mencionado, se tiene una zona de emisión de luz en el vértice del cono que se explica por la compresión directa de la cavidad. Adicionalmente, una segunda zona de emisión de geometría irregular se forma algunos centímetros por debajo de la primera, no necesariamente en ese orden. M. Navarrete *et al.* ^[10] sugieren que la emisión de luz en dos zonas separadas espacial y temporalmente, se deba la emisión de un micro-jet que literalmente perfora la cavidad de gas aún en colapso, lo que eventualmente termina por separar a la cavidad misma en dos partes.

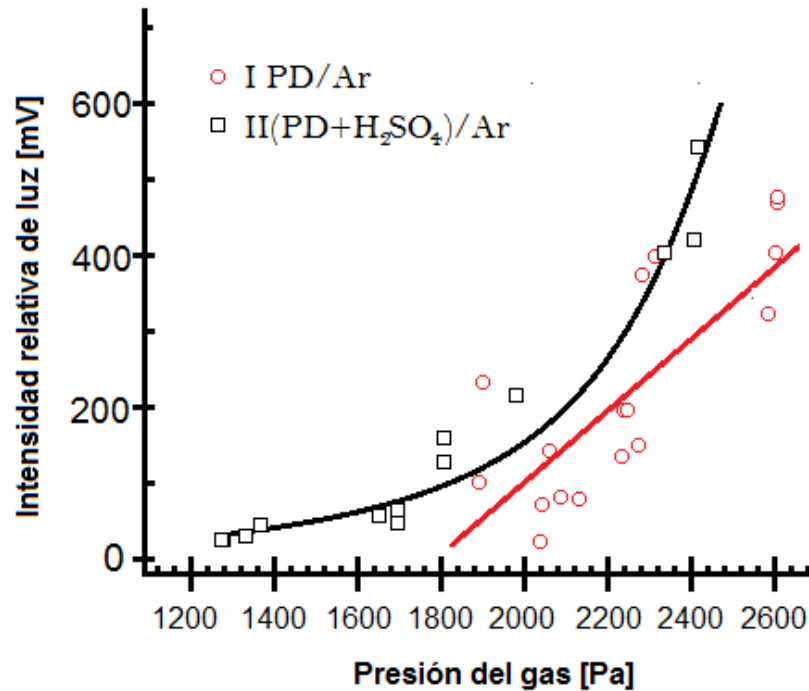


Figura 9: Máximos de intensidad de la luz emitida contra la presión del gas.

Si bien todos los estudios mencionados se han enfocado en determinar cada vez más propiedades y características del fenómeno de CBL, poca información se tiene con respecto a cómo se lleva a cabo la concentración de energía; a decir verdad, aún no existe una teoría que explique en todo aspecto el fenómeno completo ya sea para CBL o para SBSL. El siguiente apartado habla de otra característica no solo de la sonoluminiscencia sino de la cavitación en sí, la generación de ondas de choque (ODCH). Si bien numerosos trabajos han hecho un estudio de la emisión y propagación de ODCH en experimentos de sonoluminiscencia de burbuja esférica, no se tiene registro aún de cómo interactúan o afectan estas ondas con el colapso de una cavidad cónica; se sabe que estas ondas portan parte de la energía de la fuente que las produjo y por tanto pueden intercambiar energía con el medio y demás elementos con los que interactúan.

En litotripsia extracorporeal por ejemplo ^[12], la concentración de una onda de choque se usa para fragmentar de forma no invasiva, piedras o cálculos que se forman en los riñones y otros órganos. Así mismo, el paso de una onda de choque en un medio líquido favorece la cavitación y otros efectos secundarios ^{[12], [13]}.

Es de interés en el presente trabajo caracterizar, en la medida de lo permisible, la emisión de ondas de choque en el colapso de una burbuja cónica dentro del dispositivo conocido como tubo en “U”, tanto para identificar las principales fuentes de cavitación dentro de la cavidad, así como para determinar la influencia de las ODCH en la luminiscencia.

I.5 Ondas de choque en la sonoluminiscencia

Además del pulso de luz, toda burbuja en colapso no lineal emite una onda de choque (ODCH). Una serie de trabajos se han realizado con el fin de detectar y caracterizar su emisión en experimentos de SBSL, encontrándose que el ancho del pulso de la ODCH aumenta en proporción con la concentración de gas y la presión del campo acústico, y que ésta no depende significativamente de la temperatura del agua ^[14]. Se ha encontrado también que la velocidad de la onda de choque no es constante ni lineal, sino que es emitida con una velocidad superior a la del sonido en agua, y disminuye a medida que se aleja de su fuente, tendiendo precisamente a la velocidad del sonido en agua (≈ 1500 m/s) ^[15]. La relación de Rankine- Hugoniot (5) y una ecuación de estado (6) (en este caso para agua) permiten calcular la presión de la ODCH en función de su velocidad ^[16].

$$v = \frac{1}{\rho_0 \sqrt{\frac{p-p_0}{\rho_0^{-1}-\rho^{-1}}}} \dots \dots \dots (5)$$

$$\frac{p+B}{p_0+B} = \left\{ \frac{\rho}{\rho_0} \right\}^n \dots \dots \dots (6)$$

siendo ρ la densidad máxima y p la presión en la onda de choque. El resto de los parámetros son:

ρ_0 = densidad ambiente [kg/m³]

P_0 =presión ambiente [Bar]

$B=3046$ bares

$n=7.025$

con B y n parámetros derivados del arreglo experimental ^[16].

Otros estudios ^[16] han demostrado que las ondas de choque que genera la burbuja en colapso interactúan con ella misma influyendo en los procesos de emisión, aunque de hecho las ODCH no parecen ser esenciales para el fenómeno de sonoluminiscencia estable en SBSL ^[17].

A pesar de que la CBL no es un fenómeno periódico como SBSL, es probable que la emisión de luz esté influenciada por la interacción de ODCH, ya que tan solo el paso de ésta discontinuidad de presión por el medio, favorece el colapso de las burbujas de cavitación. La geometría cónica de la cavidad juega también un rol importante, ya que si alguna ODCH se genera en las cercanías del vértice, las paredes internas del cono la reflejarían volviéndola a concentrar a lo largo del eje del cono pero por debajo del vértice, lo que en parte explicaría la formación de dos regiones

luminiscentes que se presentan frecuentemente. Con base en tales hipótesis, esta tesis pretende hacer un estudio de las ondas de choque, generadas durante el colapso de burbuja cónica mediante el mecanismo antes descrito, enfocándose principalmente en la detección de las ODCH, para posteriormente analizarlas por software, y discutir su influencia en la concentración de la energía luminiscente.

El siguiente capítulo explica el desarrollo opto-electrónico de un detector interferométrico de ODCH, tomando en cuenta que una onda de choque se diferencia del resto de ondas acústicas por ciertas características principales: primero que nada es una discontinuidad en las propiedades del estado termodinámico del medio, es decir un cambio abrupto, por lo que no tiene propiedades ondulatorias como frecuencia o longitud de onda, aunque si tiene un ancho de pulso; de hecho, el término “onda” de choque es un abuso de lenguaje pero el término se usa casi indistintamente cuando se quiere hablar de frentes de choque ^[13]; también es importante mencionar que se propagan a velocidades supersónicas y que su velocidad va en disminución a medida que se alejan de su punto de origen.

Capítulo II. Conceptos Básicos

En este capítulo se explican los principios más fundamentales con base en los cuales se diseñó el detector interferométrico de ondas de choque. Tanto los principios ópticos así como los electrónicos son de gran importancia para entender su funcionamiento y su alta aplicabilidad como sensor acústico.

II.1 Interferometría

La interferometría es una técnica de medición que se emplea para detectar cambios de longitud del mismo orden que la longitud de onda de la luz. Con un sin fin de configuraciones y aplicaciones distintas, la interferencia óptica es de hecho la herramienta de medición más sensible conocida. Gracias a la llegada de los láseres, la interferometría se ha desarrollado exhaustivamente, tanto en el ámbito científico como en el industrial, siendo la aviónica la principal rama de aplicación en la industria. Las aplicaciones científicas abarcan desde telemetría espacial hasta la gravimetría.

Justo después de la invención del láser de He-Ne en 1961, el interferómetro láser se convirtió en el instrumento de medición y calibración por excelencia. Su grado de precisión se debe a que el factor de escala está directamente relacionado con la longitud de onda del láser, y dicho factor alcanza fácilmente un orden de magnitud de $\Delta\lambda/\lambda=10^{-8}$, que equivale a desplazamientos de decenas de nanómetros^[18].

La configuración más conocida es la de Michelson (Figura 10), inventada por el físico Albert Abraham Michelson, que consiste de separar un haz de luz coherente en dos rayos, los cuales viajarán por caminos distintos; tras reflejarse en una superficie o cruzar por una zona de interés, los rayos se hacen converger de nuevo en un mismo haz, tal que los campos ópticos se superpongan. Una diferencia ya sea espacial o temporal en los caminos ópticos recorridos por cada rayo produce un corrimiento de fase de un campo respecto al otro, por lo que la superposición será constructiva en unos puntos y destructiva para otros, dando lugar a lo que se conoce como un patrón de interferencia^[19] (Figura 11). Tal patrón contiene la información de la diferencia en los rayos ópticos y se aprecia a simple vista ampliando el haz resultante. Sin embargo, para un análisis cuantitativo, se suelen emplear fotodetectores que miden la intensidad promedio del patrón de interferencia. Si las longitudes de los brazos del interferómetro permanecen inalteradas, no habrá cambio alguno en el patrón ni en su intensidad promedio, pero basta con una pequeña variación de una fracción de longitud de onda para producir cambios visibles con el detector.

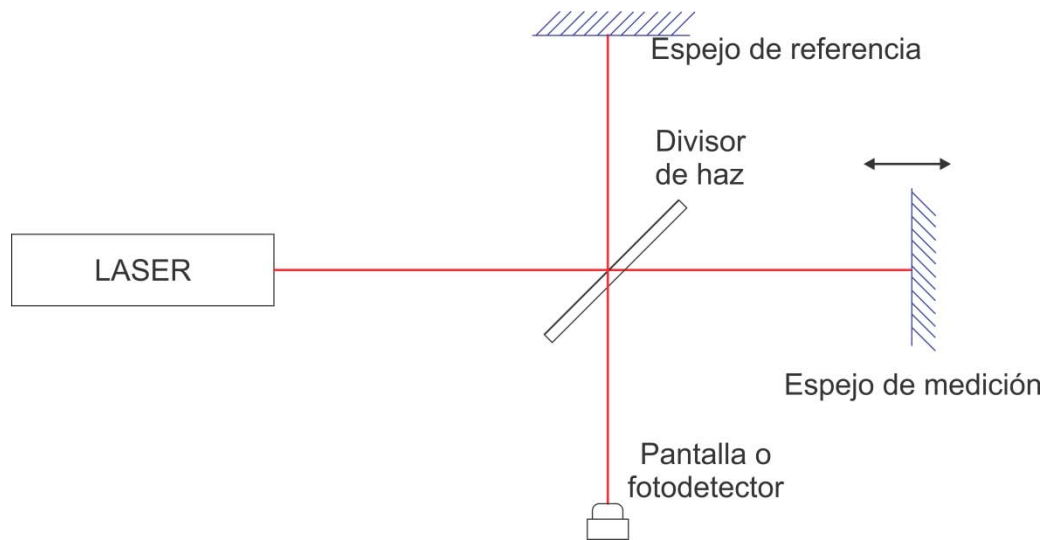


Figura 10: Interferómetro en configuración tipo Michelson

Esta misma configuración ha evolucionado, por decirlo de algún modo, a fin de optimizar ciertas características asociadas a los componentes ópticos empleados y a la fuente láser. A continuación se explica el papel que juega cada elemento dentro del instrumento.

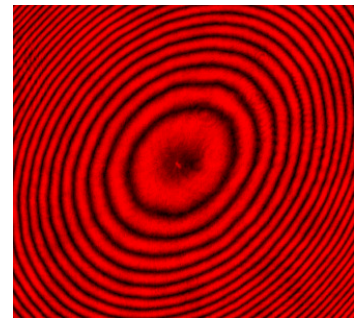


Figura 11: Patrón de interferencia anular

II.1.1 La fuente láser

Proporciona el haz de radiación coherente cuya longitud de onda afecta la sensibilidad y la resolución del instrumento, además su longitud de coherencia limita el intervalo de medición, aunque para la detección de ondas de choque no se esperan cambios mayores a unas cuantas micras en la longitud de uno de los caminos ópticos y cualquier diodo láser con suficiente potencia es útil. Por lo general un láser de He-Ne comercial tiene una potencia que va desde unos cuantos miliwatts hasta varias decenas, y aunque para un interferómetro no se requiere mucha potencia, más adelante veremos que por la disposición de los elementos del hidrófono óptico, la potencia óptica de salida del láser se ve disminuida conforme atraviesa la fibra óptica tal que al final del recorrido la potencia útil detectable resulta en menos del 1% de la potencia eficaz de la fuente láser. Esto último es importante para elegir los fotodetectores.

II.1.2 El divisor de haz

Es el elemento que divide el rayo incidente en dos y los hay de diversos tipos y distintos coeficientes de transmisión y reflexión. A falta de un fin específico, se suele utilizar un divisor 50/50, es decir que refleja el 50% de la luz y transmite el otro 50%; sin embargo, estos elementos se fabrican con distintas tasas de reflexión y transmisión según las necesidades. Un divisor de película delgada es un sustrato ópticamente transparente sobre el cual se deposita una o varias capas dieléctricas de cierta densidad formando una película, la cual reflejará parcialmente la luz incidente y transmitirá otra parte. El grosor del sustrato produce un ligero corrimiento de la dirección del haz que lo atraviesa dejando el otro inalterado, por lo que al intentar recombinar los haces, si no se tiene cuidado, estos llegan ligeramente desalineados. Por otro lado, la cara del sustrato que no fue tratada, presenta un cierto grado de reflexión dependiendo del material del sustrato, ocasionando pérdidas en la potencia del haz.

Un divisor de haz de cubo soluciona estos inconvenientes, ya que las caras parcialmente reflejantes se depositan igual que con el de película, pero este no sólo es más fácil de montar sino que tiene recubrimientos anti-reflejantes en las superficies de entrada y salida; además, asegura que ambos rayos recorran la misma distancia óptica dentro del sustrato evitando diferencias por el cambio en el índice de refracción. Una característica adicional que se suele incorporar a cualquiera de los divisores anteriores es la capacidad de polarización, para lo cual se fabrica el divisor tal que los rayos separados salgan con distinto ángulo de polarización de modo que sean distinguibles aún al volverse a recombinar.

II.1.3 Los espejos

Son elementos 100% reflejantes que simplemente regresan el campo óptico de vuelta al divisor de haz para ser recombinados; estos elementos se montan directamente sobre el objeto que introduce un cambio en la longitud del camino óptico. El uso de espejos planos requiere de una alineación crítica sobre todo a grandes distancias, pero también se llegan a usar espejos cóncavos sobre todo en interferómetros de sección transversal amplia, con el fin de reenfocar el haz en cuestión. Para evitar problemas de alineación, se recomienda sustituir un espejo plano por un "corner cube" o esquina cúbica, el cual es un prisma con una cara transparente y las otras dos reflejantes internas. El ángulo entre las caras reflejantes es diedro a 90° , es decir que sin importar el ángulo de incidencia del haz, el rayo incidente y el reflejado serán siempre paralelos.

En otras técnicas de interferometría como lo es la OCT (por las siglas en inglés de Tomografía de Coherencia Óptica), el instrumento carece del espejo correspondiente al brazo de medición, pues se busca que sea una muestra de interés la que por retrodispersión refleje el

campo óptico de regreso. Así mismo, se usan espejos montados sobre sistemas de barrido que se encargan de enfocar el haz en distintos puntos de una muestra para hacer un mapeo de la superficie. Para fines del instrumento que se desarrolla en este trabajo, no hace falta espejo en el brazo de medición, pues la interfase de la fibra con el medio circundante actúa como tal. De hecho prescindimos también del elemento reflector en el brazo de referencia, ya que no necesariamente hay que producir un patrón de interferencia para llevar a cabo la medición de interés.

II.1.4 Los fotodetectores

Los hay de diversos tipos y básicamente se encargan de generar una señal, ya sea de corriente o voltaje en función de la intensidad óptica. Por lo general se emplean fotodiodos con un área sensible limitada, pero según el objeto de estudio, se llegan a emplear cámaras y CCD's que a diferencia de un fotodiodo, registran no solo la información temporal de la luz sino también la espacial. Dependiendo del sensor y de la fuente de luz empleada se requerirá de un amplificador y demás sistemas para manipular electrónicamente la señal. Las características espectrales del fotodetector que debe usarse quedan determinadas tanto por la fuente de luz que se emplea (ancho espectral y sensibilidad a distintas longitudes de onda), como por los parámetros que se quieren determinar en el experimento (tiempo de respuesta, relación señal ruido, etc.). Si la intensidad de la señal luminosa a detectar es en extremo débil, se usan tubos fotomultiplicadores (PMT), cuidando siempre los límites de sensibilidad del fotodetector.

Como veremos más adelante, este dispositivo opera con dos fotodetectores que en promedio reciben la misma cantidad de luz en condiciones estáticas; sea cual sea el tipo de fotodetector empleado, hay que cuidar que las fotocorrientes generadas por cada uno sean iguales en magnitud y que no dependan de los cambios en la luz ambiental.

II.2 Hidrófono óptico

Un hidrófono es un sensor acústico que genera una señal eléctrica en función del cambio en la presión del medio circundante aplicada sobre determinada área, y a diferencia de muchos otros, este actúa sumergido en el seno de algún fluido. Los hay de diversos tipos, formas y tamaños, siendo los sensores piezoeléctricos los más comunes por su tiempo de respuesta y gran diversidad. El hecho de hablar de un sensor óptico, involucra (en este caso) la transducción de energía acústica a energía óptica, o bien la conversión de las variaciones de un campo al otro. El hidrófono óptico implementa esta conversión de variaciones mecánicas a ópticas mediante la luz reflejada en una interfase expuesta al campo acústico. Un material ópticamente transparente forma siempre una interfase entre sus superficies y el medio circundante por el sólo hecho de

tener índices de refracción distintos, si un haz de luz que viaja dentro del material incide sobre cualquier superficie del mismo, la luz incidente se reflejará parcialmente ^[23]. El hidrófono óptico hace uso de este fenómeno para recolectar la luz reflejada en el extremo de una fibra óptica. Como el extremo de la fibra está expuesto al medio circundante, ciertas propiedades de la interfase se modifican con los cambios de presión del medio, afectando también el coeficiente de reflexión en la interfase misma. De modo que el campo óptico reflejado contiene la información del cambio en la presión del medio. El hecho de usar una fibra óptica permite tener una sonda flexible, inerte a varios tipos de perturbaciones ajenas al campo acústico y que se acopla fácilmente a un arreglo interferométrico (Figura 13) para la recepción y recolección de luz. Un tratamiento particular en el extremo de la fibra óptica ayuda a mejorar el desempeño del hidrófono al incrementar la reflectividad en su interfase con el medio. Dicho tratamiento consiste de hacer un recubrimiento de uno o varios depósitos delgados que forman varias interfases paralelas, cada una con un cierto coeficiente de reflexión, que además son susceptibles de deformación ante incrementos en la presión del medio. En el apartado II.2.2 se explica esto último a detalle.

II.2.1 Modelo teórico para una fibra óptica sin recubrimiento

Como ya se dijo, los cambios de presión del medio se conocen gracias al cambio en el índice de refracción del mismo, lo que directamente se mide como un cambio en el coeficiente de reflexión en la interfase fibra-medio. Al incrementar la presión acústica en el medio circundante se incrementa su índice de refracción. Si la interfase es ideal, es decir que es plana, no dispersa la luz y no genera pérdidas de energía, y si la dirección de incidencia es perpendicular a la interfase, la reflectancia o coeficiente de reflexión está dado por la ecuación (7). Esta ecuación no contempla la compresibilidad del material del que está hecha la fibra óptica, se trata de la parte real de las ecuaciones de Fresnell para campos ópticos incidentes en una interfase ^[23].

$$R = \frac{(n_c - n)^2}{(n_c + n)^2} \dots \dots \dots (7)$$

donde n_c es el índice de refracción del núcleo de la fibra óptica y n el del medio circundante.

La relación entre el índice de refracción, del agua en este caso, y el cambio de presión en la misma se define por un par de ecuaciones: la ecuación isentrópica de Tait, que conecta la densidad del agua con su presión, y la relación de Gladstone-Dale, que relaciona la densidad del agua con el índice de refracción ^[22]. En este trabajo no se muestran dichas ecuaciones, pero combinando ambas e introduciendo ciertos parámetros se llega a que la dependencia del índice de refracción del agua con la presión está dada por:

$$n_w(p) = 1 + (n_{w,0} - 1) \left(1 + \frac{p-p_0}{p_0+Q}\right)^{1/\gamma} \dots\dots\dots (8)$$

donde n_w es el índice de refracción de la guía, p la presión, γ y Q son llamados parámetros de Tait, $Q=295.5$ MPa, $\gamma=7.44$, y bajo condiciones estáticas $p_0=0.1$ MPa y $n_{w,0}=1.333$. La relación entre el cambio de reflectividad ΔR y la presión p se obtiene de las ecuaciones (7) y (8) como:

$$\Delta R(p) = \frac{(n_c - n_w(p))^2}{(n_c + n_w(p))^2} - \frac{(n_c - n_{w,0})^2}{(n_c + n_{w,0})^2} \dots\dots\dots (9)$$

Note que el segundo término del lado derecho de la ecuación es la reflectividad de la interfase en condiciones estáticas.

II.2.2 Modelo teórico para una fibra óptica con recubrimiento

Como ya se dijo, una o varias capas delgadas contribuyen a la reflexión del campo óptico incidente, como se muestra en la Figura 12; sin embargo, deben cumplir algunos aspectos importantes. En primer lugar no deben ser 100% opacos, pues la luz debe atravesar cada interfase comenzando por fibra-recubrimiento, continuando por las distintas interfaces formadas entre recubrimientos, hasta llegar a la interfase recubrimiento-líquido donde se busca que se refleje la mayor parte. La compresibilidad del material o materiales de las capas influye en el grado de sensibilidad del hidrófono, ya que al cambiar el espesor de cada capa se altera el coeficiente de reflexión en sus dos interfaces. Normalmente se emplean materiales metálicos en depósitos delgados, sin embargo son utilizables una infinidad de compuestos siempre y cuando ayuden a incrementar el cambio en la reflectividad de la fibra óptica.

A pesar de las distintas técnicas que existen para hacer recubrimientos, se recomienda ampliamente usar el sputtering (pulverización catódica), ya que este produce depósitos relativamente duros capaces de soportar ondas de choque, aunque no todos los materiales y compuestos son susceptibles de depositarse con esta técnica.

Ahora bien, supongamos un campo óptico incidente E_{in} desde el interior de la fibra, el cual es parcialmente reflejado por cada una de las interfaces (Figura 12), el campo de salida E_{out} es la superposición de todos los campos reflejados desde cada interfase. Si una onda acústica incide sobre la punta de la fibra, el espesor d_i de cada capa y el índice de refracción de cada capa se

verán alterados. Como vimos en la sección II.1, gracias al proceso de interferencia, este cambio en el espesor óptico $d_i n_i$ produce una modificación del coeficiente de reflexión compleja r del sistema definido por $r = E_{out}/E_{in}$. Adicionalmente, el cambio en el índice de refracción del fluido provoca también un cambio en la reflectividad de la interfase fibra-líquido. Cuando se emplean de 1 a 5 capas parcialmente reflejantes, este segundo efecto es el responsable de la mayor contribución a los cambios de reflectividad, de lo contrario, son los efectos debidos al cambio de espesor óptico los que dominan^[20].

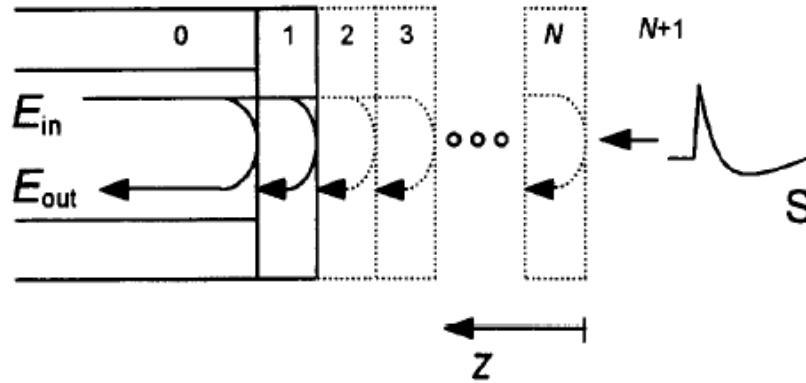


Figura 12: Interfases en un hidrófono óptico^[20]

Los coeficientes de reflexión y transmisión de las N capas están determinados por la ecuación (10); en general las ecuaciones (10) a (15) fueron tomadas y analizadas de la referencia no. [20]:

$$r_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} ; \quad t_{ij} = \frac{2\sqrt{n_i n_j}}{n_i + n_j} \dots \dots \dots (10)$$

$$i, j = 0, 1, 2, \dots, N + 1 ; \quad j = i + 1 \quad \text{o} \quad i = j + 1$$

donde los índices i, j denotan el número de capa, siendo $i, j=0$ para la fibra, e $i, j=N+1$ para el líquido.

Tomemos el caso de una sola capa reflejante entre fibra y líquido, formando 2 interfases; fibra-recubrimiento y recubrimiento-líquido, la reflectividad compleja del sistema de dos interfases se obtiene analizando los campos ópticos reflejados y transmitidos, quedando la reflectividad total como:

$$r_{02} = r_{01} + \frac{t_{01} t_{10} r_{12} \exp(i2\omega n_1 d_1 / C)}{1 - r_{10} r_{12} \exp(i2\omega n_1 d_1 / C)} \dots \dots \dots (11)$$

donde r_{01} , t_{01} , t_{10} y r_{12} se calculan mediante la ecuación (10), ω denota la frecuencia angular de la luz, d_1 el espesor de la capa y c la velocidad de la luz.

Ahora bien, son tres los procesos tomados en cuenta y que contribuyen al cambio en la reflectividad, por acción de una onda acústica incidente.

- a) El cambio en el espesor d_i – Cada una de las interfases sigue el desplazamiento $D(z)$ de la onda acústica. El cambio en el espesor de la capa Δd_i corresponde a la diferencia de desplazamiento en los puntos z_i y z_{i-1} . Si d_i es pequeño en comparación con la longitud de onda acústica λ , esta diferencia se escribe como:

$$\Delta d_i = D_i - D_{i-1} = dD = \frac{\partial D}{\partial z} \times d_i \dots\dots\dots (12)$$

De la ecuación anterior se desprende:

$$\Delta d_i = -\frac{\partial D}{c \partial t} d_i = -\frac{\Delta p}{\rho_i v_i^2} d_i \dots\dots\dots (13)$$

donde ρ_i y v_i denotan la densidad y velocidad del sonido en la i -ésima capa y p la presión.

- b) El cambio en los índices de refracción n_i en los argumentos de la ecuación de r_{02} – Al deformarse las capas cambia su índice de refracción por efectos elástico-ópticos. Dicho cambio en el índice de refracción se describe por:

$$\Delta n_i = \frac{n_i \Delta p}{\rho_i v_i^2} \dots\dots\dots (14)$$

$$\text{con } n_i = \frac{n_i^3}{3} \times [(1 - \mu_i)p_{12,i} - \mu_i p_{11,i}] \cong 0.3$$

Siendo $p_{12,i}$ y $p_{11,i}$ elementos del tensor de esfuerzos ópticos y μ la razón de cambio de Poisson.

- c) Modificación del índice de refracción del fluido, el cual está dado en buena aproximación por la relación lineal:

$$\Delta n_{N+1} = 1.4 \times 10^{-4} * p [MPa] \dots\dots\dots (15)$$

II.3 Detector balanceado

Un detector simple consiste de un sólo sensor que registra los cambios de intensidad de un sólo haz de salida del interferómetro, sin embargo para una configuración como la de Michelson, se prescinde del espejo en el brazo de referencia y se sustituye directamente por un sensor óptico, ya que de hecho no se busca crear un patrón de interferencia. Con dos detectores montados como en la **Figura 13** se amplifica por separado cada señal y se ajusta la ganancia de cada uno para que ambos sensores proporcionen la misma señal, de ahí el término "balanceado".

La ventaja de éste detector, es que la señal balanceada resultado de la superposición de ambas señales, sirve como referencia y reduce el ruido del láser mismo. Una forma de hacer el balance de ambas señales es mediante un restador. Se resta una señal a la otra y el resultado debe ser una señal neutra o cero (**Figura 19-b**). Como la ganancia de cada detector ya está fija, cualquier cambio en la intensidad de uno sólo de los sensores producirá una señal no cero a la salida del restador, y como uno de los detectores es fijo, la respuesta final dependerá solamente de los cambios en intensidad del brazo de medición (luz proveniente de la fibra óptica).

Otra forma simple es hacer un solo arreglo de amplificación y colocarlo en la unión de los dos fotodiodos puestos en serie; como la fotocorriente de cada sensor va un en sentido distinto automáticamente se restan, y si la fotocorriente es la misma el resultado será una señal neutral, nuevamente sólo si la intensidad cambia en cualquiera de los fotodiodos se verá un cambio, resultado de un aumento en la fotocorriente total (**Figura 19-a**).

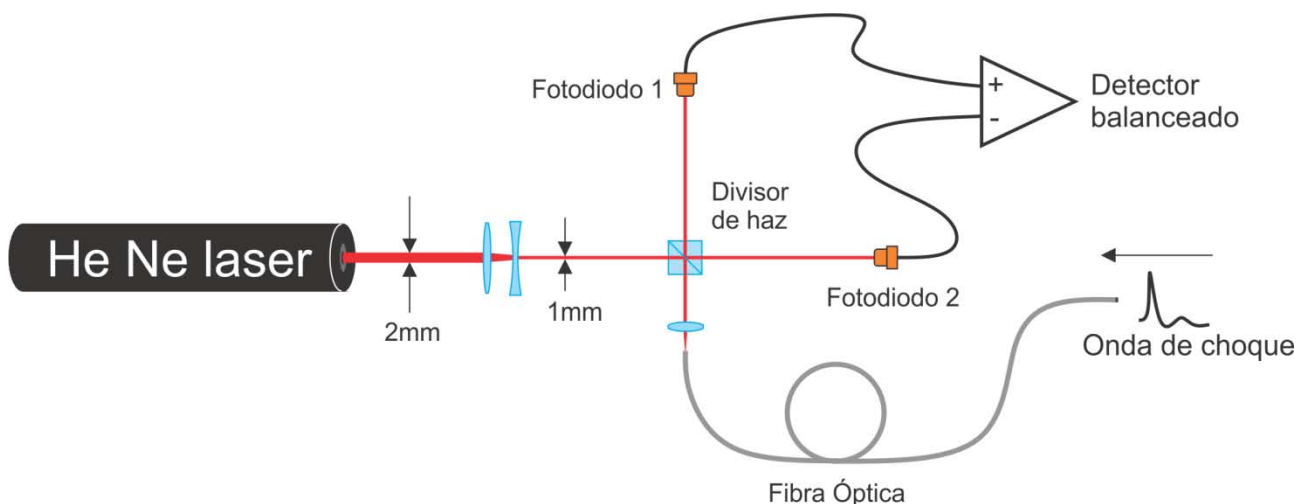


Figura 13: Sistema de hidrófono óptico para detección de ODCH

Así pues, este detector convierte los cambios de intensidad en una señal de voltaje que se observa fácilmente en un osciloscopio. El principal problema radica en la rapidez de la electrónica, el detector está limitado por el ancho de banda tanto de los fotodetectores, como de sus etapas de amplificación y sustracción. Lo conveniente es utilizar fotodiodos como sensores debido a que suelen tener un tiempo de respuesta rápido, así como amplificadores rápidos para implementar por separado un amplificador de transimpedancia para cada fotodiodo y para el restador.

II.3.1 Amplificador de transimpedancia

Se le conoce con ese nombre a la configuración de un amplificador operacional en que la salida del amplificador es retroalimentada a través de una resistencia R_f , bajo tal condición, cuando entra una cierta corriente al amplificador, la ganancia del sistema es tan elevada que toda la corriente fluye a través de dicha resistencia R_f , por lo que el voltaje en la salida estará dado por ^[21]:

$$V_{out} = I_{in} \times R_f \dots \dots \dots (16)$$

De este modo, el amplificador actúa como un convertidor de corriente a voltaje. Por si sólo no hace más que convertir una señal de corriente a una de voltaje según el valor de R_f . La configuración más elemental es la mostrada en la Figura 14, más adelante veremos que su diseño es crítico para cuestiones de detección, y los diseños avanzados incluyen una serie de componentes adicionales para tratar la señal en cuestión, así como para evitar que oscile, suprimir el voltaje de offset, compensar los efectos de capacitancia interna del fotodiodo, etc.

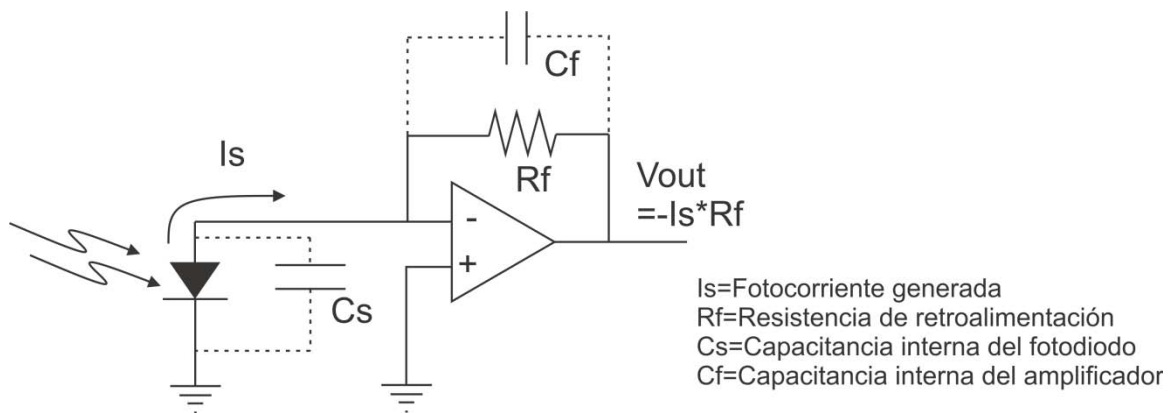


Figura 14: Fotodiodo con amplificador de transimpedancia

Capítulo III. Diseño y desarrollo del detector interferométrico

Este capítulo comprende varios métodos para el desarrollo del instrumento, resaltándose las ventajas y desventajas de cada configuración y los distintos métodos de prueba que se implementaron a fin de detectar las ODCH. Se justifica también la elección de los componentes utilizados y la integración de los mismos en un sistema de detección balanceado.

Las figuras a continuación muestran una foto del tubo en U empleado, así como un esquema del mismo para entender mejor el dispositivo. El sistema completo se muestra esquematizado en la Figura 40.



Figura 15: Fotografía del tubo en U

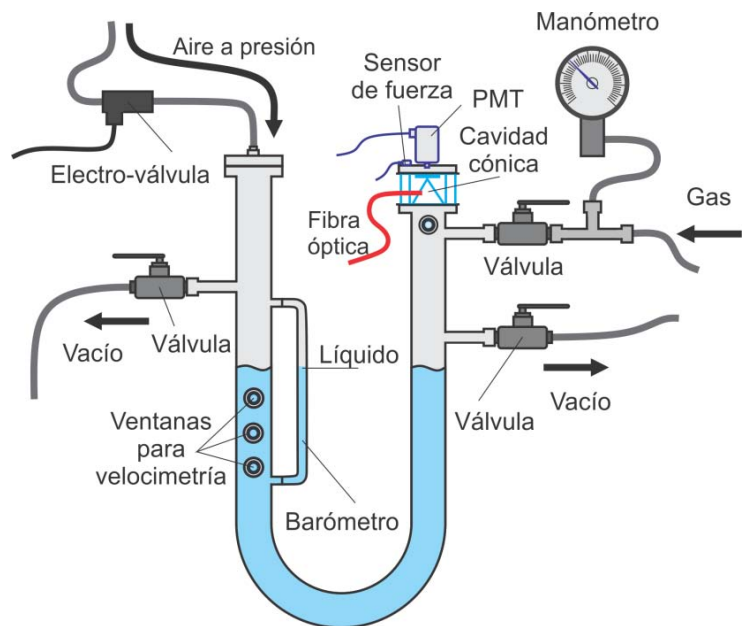


Figura 16: Esquema del tubo en U

III.1 Requisitos del detector

Las ondas de choque que se desean detectar determinan por completo las características que debe tener el instrumento. Recordemos que una onda de choque se propaga a velocidad supersónica y que el cambio en la presión se da en un incremento abrupto. Por el sólo hecho de tratarse de ondas de choque, se espera que este disturbio sea del orden de unos cuantos microsegundos, de modo que los fotodiodos y la electrónica involucrada deben operar con fluidez en la banda de los MHz; más adelante veremos estos detalles. En la Figura 17 se muestra, para fines cualitativos, el perfil de una onda de choque generada con un litotritor electrohidráulico ^[13].

Esta gráfica está normalizada a 1 y el ancho del pulso (FWHM) corresponde $0.34 \mu\text{s}$. Se espera que las ondas de choque que se buscan en este trabajo, tengan características similares, como son: subida abrupta de voltaje y ancho de pulso del orden de microsegundos.

Es importante que llegue suficiente luz desde la interfase de la fibra óptica hasta el fotodiodo, al final de este capítulo veremos que de toda la potencia óptica de la fuente láser, menos del 5% llega al fotodiodo, y el cambio en intensidad debido a la llegada de la onda de choque es todavía 10 000 veces menor. Los fotodiodos deben ser capaces de percibir dicho cambio por pequeño que sea y tal capacidad la determina su sensibilidad.

Otra característica importante, inherente también a los fotodiodos, es la capacitancia interna que posee. Como veremos en el siguiente apartado, todo fotodiodo posee una capacitancia interna intrínseca, la cual debe ser baja para fines del amplificador pues genera oscilaciones en la señal, si bien esta propiedad de los fotodiodos no se elimina, sí se minimizan sus efectos.

El resto de los requisitos son inherentes a los elementos ópticos, veremos que la alineación es crítica para el correcto funcionamiento así como la calidad de los componentes, principalmente de la fibra óptica y su acabado. En los apartados siguientes se habla de cada elemento que constituye el detector y sus características.

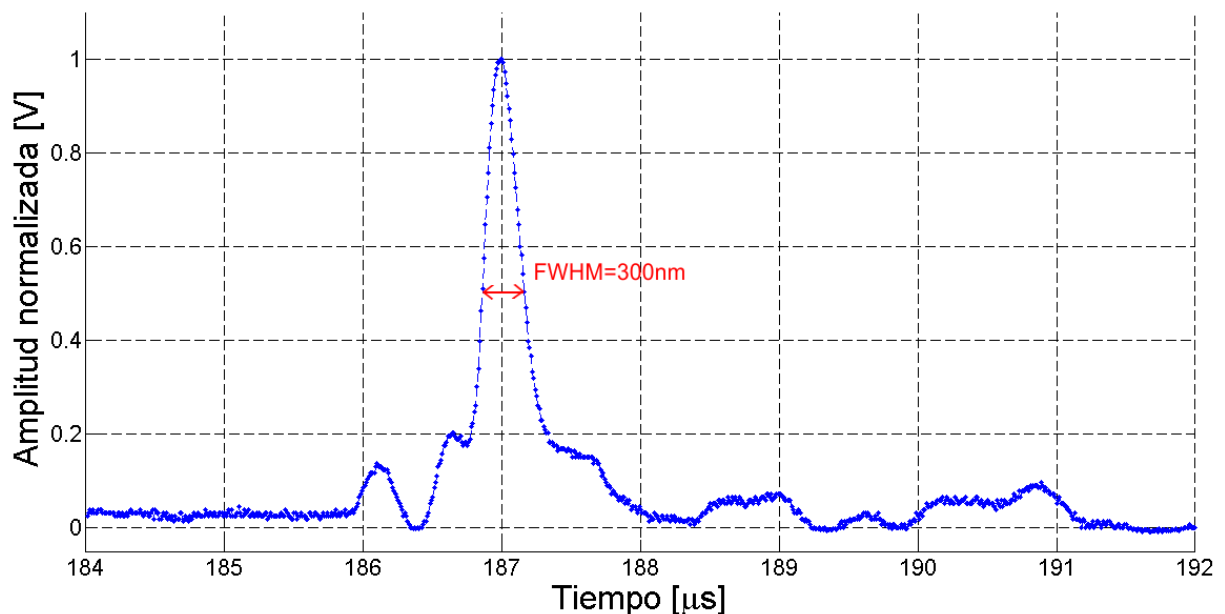


Figura 17: Perfil de presión de una ODCH típica generada por un litotritor electrohidráulico (cortesía de CFATA UNAM), correspondiente a un pico de presión de 20.86MPa

III.2 Propiedades de los fotodiodos

Un fotodiodo trabaja en dos modos distintos, el fotovoltaico y el fotoconductor. En el primero de ellos no existe un voltaje a través del fotodiodo, sino que él mismo genera una fotocorriente creando una diferencia de potencial entre su cátodo y su ánodo, se suele utilizar en los casos en que la precisión de detección es más importante que la rapidez; en el modo fotoconductor en cambio, se conecta el fotodiodo normalmente en polarización inversa, por lo que existe una tensión eléctrica a través del diodo; además se tiene la ventaja de aumentar la rapidez del componente pero a costa de su precisión, y se reduce la capacitancia interna del diodo. Sea cual sea el caso, al trabajar con señales pequeñas se recomienda modelar al dispositivo como un circuito eléctrico como el que se muestra a continuación.

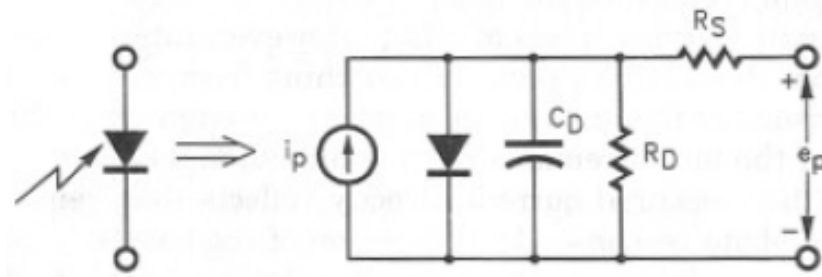


Figura 18: Modelo eléctrico de un fotodiodo

Como se muestra, el modelo resulta de colocar en paralelo una fuente de corriente i_p , un diodo ideal y dos elementos parásitos de capacitancia y resistencia internas, además de una resistencia externa en serie. Esta última contempla tanto la resistencia en las regiones homogéneas del diodo, como la resistencia parásita formada en los contactos externos. Tanto C_D como R_D dependen del tamaño y la estructura del dispositivo, principalmente del área de la unión, y varían con el voltaje a través de la misma, de modo que la capacitancia interna se reduce al conectar el fotodiodo en modo fotoconductor debido a que la región de agotamiento de la unión aumenta en espesor, a su vez se incrementa el valor de R_D del orden de 1 – 100 M Ω típicamente ^[21]. Por otro lado, en el modo fotovoltaico el diodo genera un voltaje en polarización directa a través de la unión y la capacitancia interna C_D del diodo aumenta significativamente cubriendo valores que van desde unos cuantos nanofarads hasta más de 100 nF, y aunque R_D disminuye respecto del modo fotoconductor, sigue preservando valores elevados.

Estas características de un fotodiodo son importantes a la hora de diseñar el amplificador, en este caso se trata de un detector balanceado con amplificador de transimpedancia que busca no sólo amplificar la señal sino acoplarla al osciloscopio y quitar señales no deseadas. Así por

ejemplo, un valor alto de C_D producirá una oscilación en la señal de interés, por lo que es recomendable utilizar un fotodiodo con baja capacitancia interna, aunque ello generalmente implica un área de detección pequeña. El componente a utilizar en este trabajo es un fotodiodo de silicio modelo 53-372 de Edmund Optics, el cual tiene las especificaciones mostradas en la Tabla 1.

Se requieren dos fotodiodos que de preferencia sean iguales en características a fin de simplificar el diseño. Como ya se mencionó al principio de este capítulo, hay dos formas de construir un fotodetector balanceado, la primera consiste en colocar ambos fotodiodos en modo fotoconductor, uno en serie con el otro (Figura 19-a), alimentados mediante una fuente doble y respetando la polaridad de los mismos (normalmente operan en polarización inversa). En el nodo de unión se saca una vía que contendrá la señal balanceada que será procesada por el amplificador. El otro tipo de detector balanceado consiste en operar cada fotodiodo individualmente en el modo que más convenga (conservando el mismo modo para ambos fotodiodos) y posteriormente se introducen ambas señales a un circuito operacional en configuración de restador. El balance dependerá de cada una de las fotocorrientes, pero se puede calibrar ya sea ópticamente, o modificando la ganancia de cada amplificador.

En nuestro caso usaremos el primer modelo por ser fácil de operar; si bien la ganancia no se manipula por separado, si se controla el balance de la cantidad de luz que le llega a cada detector. La posición de los fotodiodos es como la dispuesta en la Figura 13, siendo la alineación del divisor de haz crítica para un buen funcionamiento, aunque la alineación de los fotodiodos contribuye sólo al balance de luz que llega a cada uno. En este punto toma importancia el tipo de divisor de haz que se utilice; si bien el tamaño no es un problema debido a que se usa una fuente de luz láser, sus propiedades ópticas si influyen.

Especificaciones Técnicas del fotodiodo 53-372 de Edmund Optics	
Temperatura de operación [°C]	-40 a 100
Diámetro externo [cm]	0.53
Aplicaciones típicas	Luz de alta luminosidad, detectores pulsados, medición de luz AC
Voltaje de polarización, V_{Bias} [V]	-10
Área activa [mm²]	3.2
Responsividad @ 970nm [A/W]	0.65
Noise Equivalent Power NEP [W/ Hz^{1/2}]	1.1×10^{-14}
Detectividad [cmHz^{1/2}/W]	1.63×10^{13} @ -10V, 970nm
Capacitancia terminal [pF]	45 @ 0V; 12 @ 10V
Corriente Oscura I_d [nA]	0.15 @ 10V
Máximo voltaje de ruptura [V]	30
Tiempo de ascenso [ns]	10 @ -10V/50Ω, 632nm

Tabla 1: Especificaciones técnicas de los fotodiodos empleados

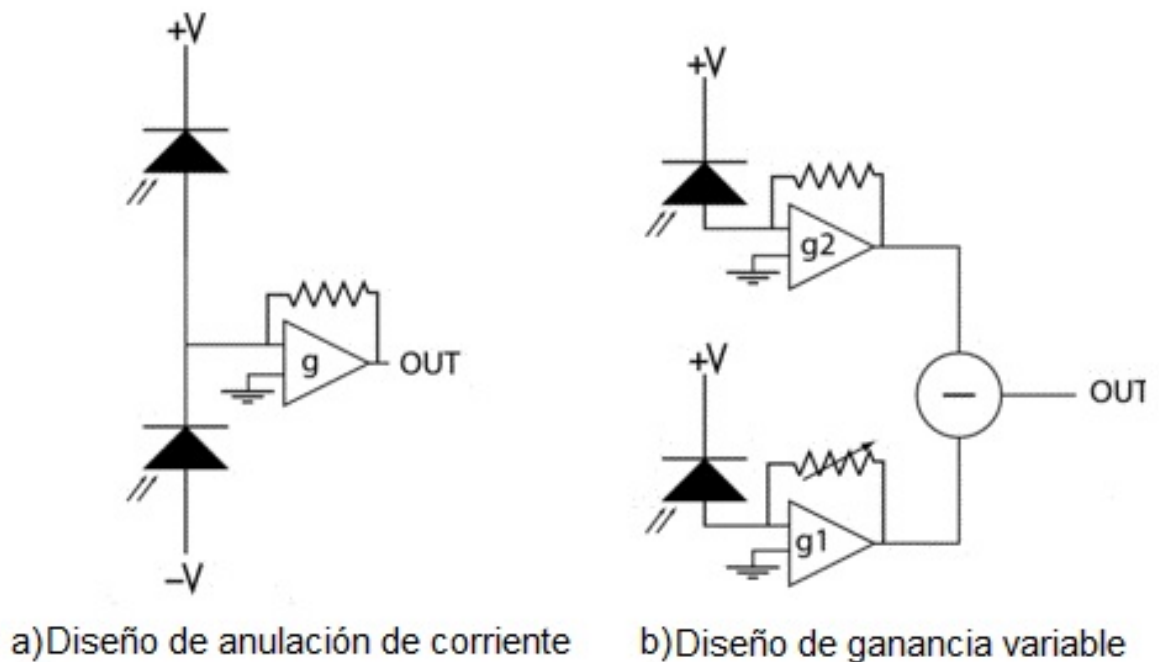


Figura 19: Dos modos de hacer un detector balanceado

III.3 Propiedades del divisor de haz

Primero, la proporción del divisor nos dice cuánta luz es transmitida y cuánta es reflejada, para algunas aplicaciones, conviene emplear un divisor de proporción no simétrica como 70/30, por poner un ejemplo. En este trabajo se emplea un divisor 50/50 no polarizador y sus características se muestran en la Tabla 2.

El montaje final de todos los componentes optoelectrónicos se muestra en las Figura 20 y 21. En estas imágenes, las monturas, aunque improvisadas, son adecuadas para los fines que se requiere. La montura del divisor de haz permite la entrada y salida de los haces por los 4 lados del prisma, y las monturas de los fotodiodos cumplen con sus funciones de sostener y proporcionar un conector. Se recomienda emplear monturas robustas e inclusive que protejan el área activa del fotodiodo de la luz ambiental; para este caso el dispositivo se operará en completa oscuridad por lo que no son necesarios protectores adicionales.

El elemento marcado como detector balanceado contiene la electrónica que procesa la señal de los fotodiodos y se explica a detalle en el siguiente apartado.

Especificaciones técnicas del divisor de haz no polarizador 49-003 de Edmund Optics	
Dimensiones (mm)	12.5
Tolerancia de dimensiones (mm)	± 0.1
Apertura libre (%)	>90
Precisión de superficies (λ)	1/8
Calidad de superficies	40-20
Desviación del haz (minutos de arco)	± 2
Bisel	0.3mm x 45°
Tipo de sustrato	N-BK7
Transmisión (%)	45
Tolerancia en la transmisión (%)	± 5
Absorción (%)	<10
Polarización	<6%
Recubrimiento	VIS: <0.5% 430-670nm

Tabla 2: Especificaciones técnicas del divisor de haz

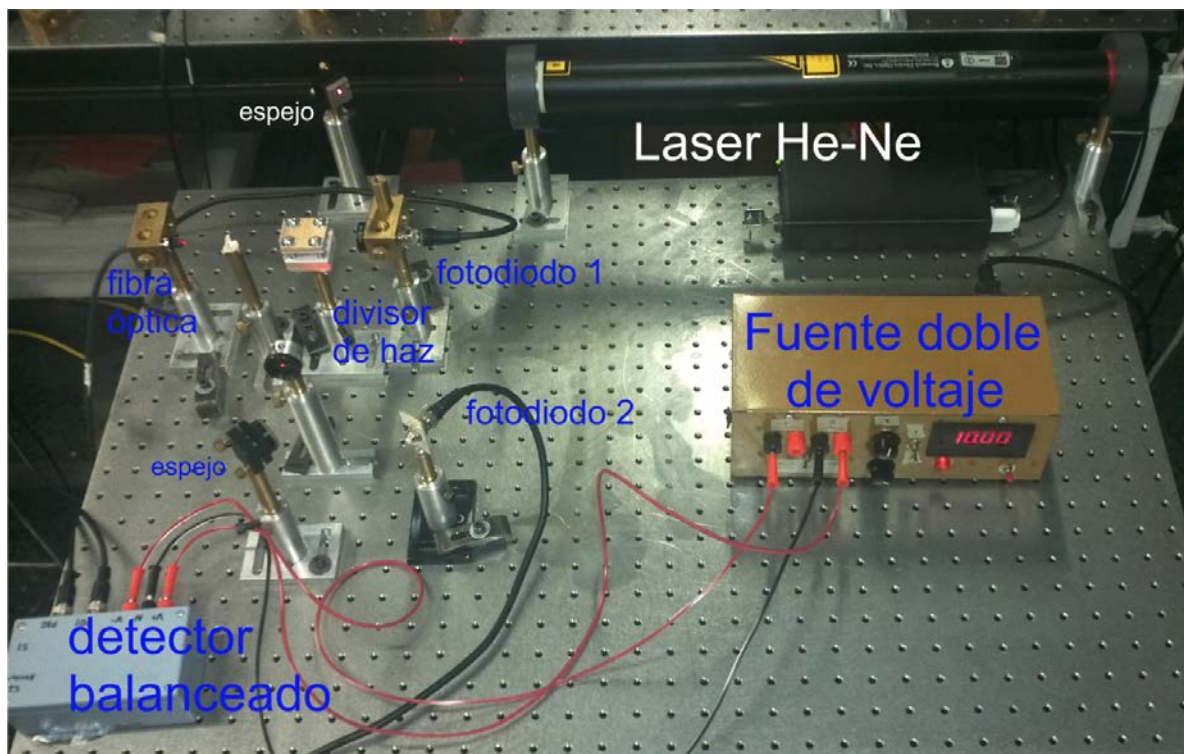


Figura 20: Montaje de componentes opto-electrónicos

Como se ve en las imágenes, cada componente está colocado en una montura individual que a su vez está sujeta firmemente a una mesa óptica. La mesa óptica también es de suma importancia pues el instrumento es sensible a vibraciones de todo tipo. Una mesa grande y pesada ayuda a amortiguar vibraciones mecánicas. Por otro lado, dichas vibraciones están por debajo (en la región de los kHz) de las frecuencias de interés, por lo que las frecuencias correspondientes a estas vibraciones se suprimieron electrónicamente usando filtros activos. En este caso se implementó un filtro activo pasa altas, tipo Butherworth de 4° orden, con frecuencia de corte en $F_c=80$ kHz. Su circuito esquemático se muestra en la Figura 25.

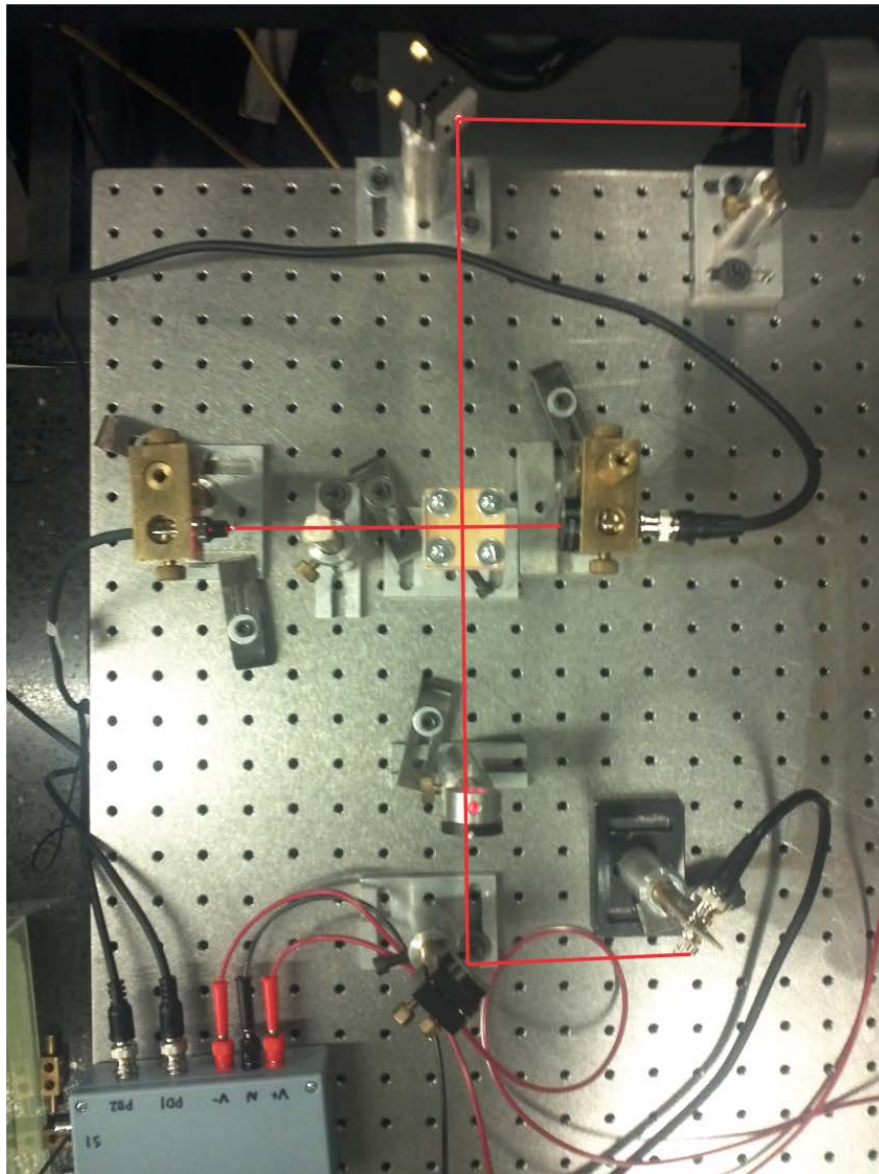


Figura 21: Vista aérea de componentes interferométricos

III.4 Diseño del amplificador de transimpedancia

Como ya vimos, se trata de un circuito electrónico que no solo amplifica la señal proveniente del arreglo de fotodiodos, sino que además adecúa la señal para obtener una máxima relación de señal-ruido (SNR). Todos los elementos de la Figura 21 están calculados con base en las especificaciones técnicas de los fotodiodos y fueron añadidos en vista de la calidad de la señal obtenida. Su trabajo es compensar componentes en la señal resultante como son oscilaciones a frecuencias no deseadas, suprimir componentes de "offset", reducir el ruido de la señal de voltaje, etc.

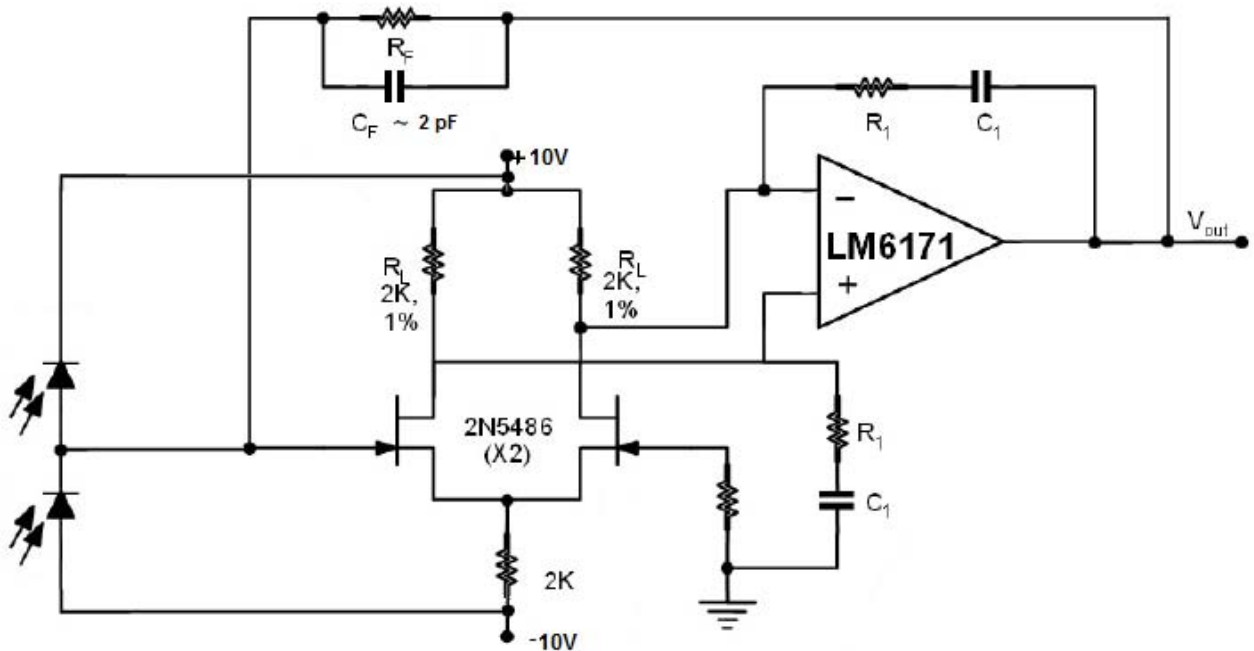


Figura 22: Esquema del amplificador compuesto de transimpedancia

La Figura 22 muestra la implementación en PCB del circuito de la Figura 21. Cabe mencionar que el integrado marcado como LM6171 es un operacional de bajo ruido y respuesta rápida, cuyo precio es moderado; sin embargo, no está específicamente diseñado para recibir señales de un fotodetector balanceado como el que estamos implementando, por lo que la red de componentes lo convierte en un amplificador compuesto. Esto mismo se llega a encontrar de manera similar ya integrado en otros amplificadores de propósito específico que por lo regular son caros y difíciles de conseguir.

Detector balanceado

Filtro activo "pasa altas"

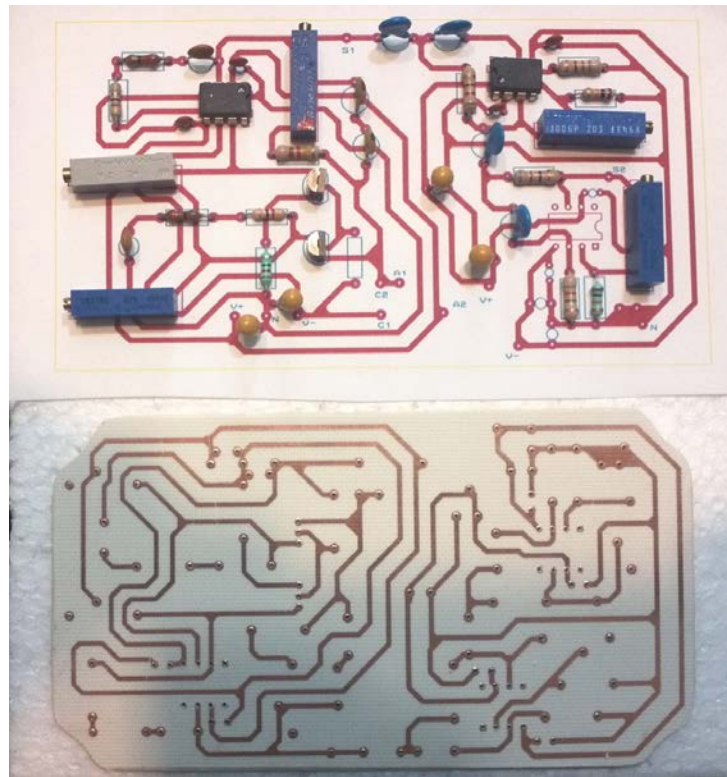


Figura 23: Implementación del amplificador en PCB

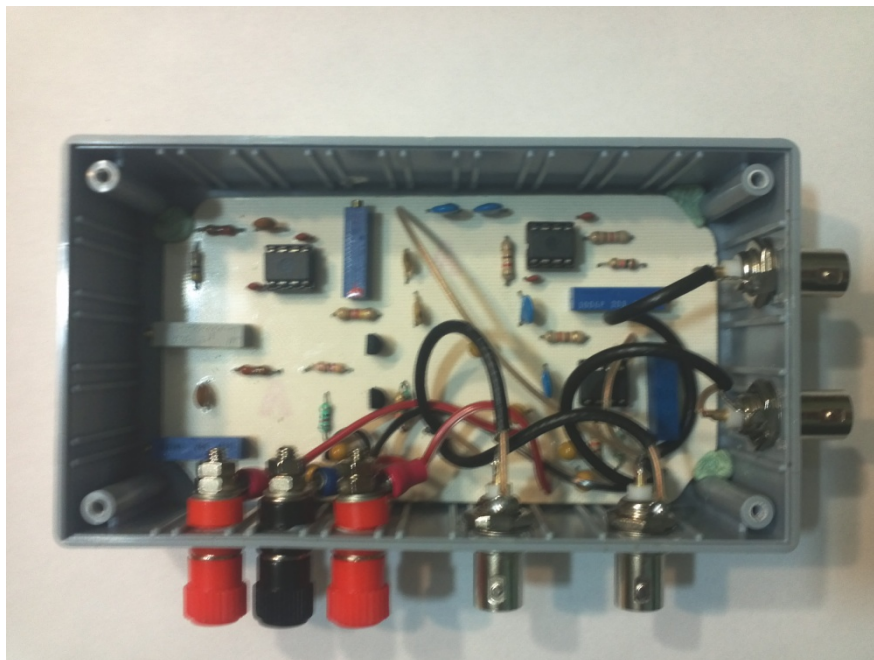


Figura 24: Acabado final del detector electrónico balanceado en chasis

La resistencia R_f es la retroalimentación de transimpedancia, y como ya se explicó, convierte una señal de corriente a una de voltaje, su valor es proporcional a la ganancia, aunque en este trabajo no es deseable una ganancia alta, ya que al incrementarla se reduce el ancho de banda del OpAmp, por lo que la ganancia del instrumento debe ser adecuada para asegurar un funcionamiento óptimo en la región de los megahertz. Cada fotodiodo en saturación proporciona una señal que medida a lazo abierto con un voltímetro o un osciloscopio (10 MΩ de resistencia interna) alcanza los 1000 mV de amplitud sin problemas. Ya que los fotodiodos se alimentan en polarización inversa con 10 V, se usa una fuente doble de ± 10 V que también alimenta al OpAmp, por lo que una señal de 10 V implica saturación y limita la ganancia a un factor de 10, de modo que R_f se implementó con un potenciómetro de 1 MΩ para alcanzar la ganancia deseada.

Ahora bien, de tener sólo una resistencia en retroalimentación para formar el amplificador (Figura 14), se observarían oscilaciones en la señal resultante debidas tanto a la capacitancia interna del OpAmp como a la de los fotodiodos y demás capacitancias parásitas del circuito. Para evitar esto, se conecta en paralelo a R_f un capacitor cerámico que en primera aproximación se calcula como: $C_f \times R_f = C_{in} \times R_{in}$; es decir que el producto de resistencia y capacitor internos del OpAmp coincida con el de resistor y capacitor de retroalimentación. La siguiente fórmula proporciona el valor adecuado de C_f en función de algunos parámetros internos del OpAmp^[21]:

$$C_f = \sqrt{\frac{C_{in}}{GBW \times R_f}} \dots \dots \dots (17)$$

donde C_{in} es la capacitancia interna del OpAmp, R_f la resistencia de retroalimentación y GBW el producto de la ganancia por el ancho de banda en que se desea operar. Para este caso, el fabricante proporciona $GBW_{lm6171} = 70$ MHz, y note que en una ganancia de 10 veces a penas cubrimos un ancho de banda de unos pocos megahertz, demandar una ganancia mayor implicaría perder ancho de banda. Por otro lado, estos son los parámetros de operación óptima del OpAmp así especificados por el fabricante, sin embargo el integrado es capaz de operar a mayor valor que el ancho de banda especificado, aunque con cierta atenuación.

$$GBW = Gain \times BandWidth \Rightarrow BW = \frac{GBW}{Gain} = \frac{70MHz}{10} = 7MHz$$

Por otro lado, la fórmula para C_f contempla sólo la capacitancia interna del OpAmp y no la del fotodiodo, por lo que se debe ajustar el valor de C_f sobre la marcha y con base en la señal

obtenida a la salida del amplificador. El fabricante del Lm6171 recomienda emplear un valor de $C_f=2$ pF; sin embargo, el valor óptimo encontrado fue de 2.35 pF. También vale la pena mencionar que la misma resistencia R_f posee una capacitancia interna del orden de los picofarads, por lo que se recomienda que R_f se implemente como una serie de varias resistencias a fin de reducir esta capacitancia.

Otro inconveniente que se hace notar es que a pesar de que este OpAmp es de bajo ruido, la señal resultante en altas frecuencias (arriba de MHz) tiene una relación señal ruido (SNR) de tan sólo 10 veces. Esto se suele generar por que la mayoría de los OpAmp's demandan poca corriente en su entrada y tienen problemas para sostener la señal de voltaje que entra al integrado; en consecuencia, el OpAmp amplifica también la distorsión. Para solucionar esto, se debe demandar una cantidad suficiente de corriente a la entrada del operacional, de hecho si se logra demandar más corriente que en el resto del integrado, la señal de voltaje se estabiliza en la entrada y se reduce el ruido, incrementando la SNR.

Para ello se colocan un par de JFET's opuestos entre sí, entre las fuentes de alimentación del circuito, con una de las compuertas disparada directamente por la fotocorriente, la cual a su vez genera un pulso que abre la otra compuerta, demandando corriente en la entrada del OpAmp. Las resistencias en serie se usan para limitar la corriente máxima que circulará, y para definir el valor del umbral de corriente mínima que provocará el flujo grande de corriente. En este circuito se emplean los JFET's 2N5486 de bajo ruido y respuesta rápida. La red de capacitor y resistencia en serie; R_1C_1 , simplemente atenúan ligeramente la ganancia para tener una respuesta suave en altas frecuencias, lo que nos permite tener una señal adecuada a varios megahertz.

Finalmente, se diseñó un filtro activo pasa-altas (Figura 25), con frecuencia de corte en 80 kHz a la salida del detector balanceado. Se usaron los mismos integrados para la parte activa y los componentes se calcularon con base en la siguiente ecuación ^[24]:

$$F_c = \frac{1}{2\pi RC} \dots\dots\dots (16)$$

donde F_c es la frecuencia de corte, R es la resistencia y C la capacitancia de un filtro RC común. Se requirieron 2 OpAmp's para implementar el filtro tipo Butherworth con una respuesta en frecuencia de 4° orden ^[24]. El esquema del circuito es como el que se muestra a continuación.

El filtro se implementó en el mismo PCB que el circuito del detector dejando una salida libre para la señal de salida sin filtrar y una adicional para la salida filtrada.

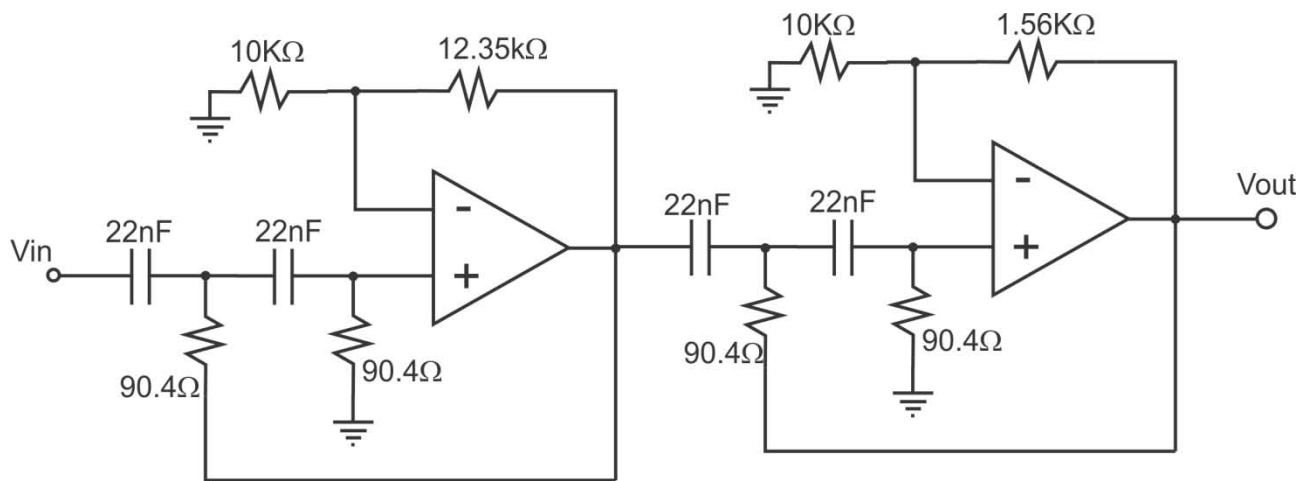


Figura 25: Circuito esquemático del filtro pasa altas de 4° orden

III.5 Fibra Óptica

El propósito de este elemento es conducir la luz láser hasta el medio donde se quiere medir la presión. Tiene la gran ventaja de ser inmune a vibraciones y ruido electromagnético y los únicos requisitos son que transmita la luz de la longitud de onda deseada y que sus extremos estén pulidos a fin de no dispersar la luz. Se puede reemplazar la fibra por cualquier otro elemento que transmita la luz de este modo; sin embargo, la fibra óptica es además flexible. En cuanto al recubrimiento que debe llevar, con base en el modelo teórico ^{[20], [22]}, se requiere que el espesor de la(s) capa(s) en la punta de la fibra sea uno o más órdenes de magnitud menor a la longitud de onda acústica y de hecho se recomiendan valores alrededor de los 200 nm para ondas de choque. Inicialmente se intentó implementar sondas de fibra óptica monomodo, fabricadas en silicio por estiramiento, con diámetro de 1mm, en cuyas puntas se hizo un depósito de aluminio de película delgada entre 150 nm y 250 nm por la técnica de vaporización catódica (sputtering). El Instituto de Física de la UNAM prestó una cámara de vacío diseñada para hacer depósitos delgados mediante esta técnica, sin embargo el sistema está diseñado para formar recubrimientos de algunas micras, por lo que un depósito de apenas 200 nm dura tan sólo 3 segundos aproximadamente en formarse, de modo que el sistema no alcanza la temperatura óptima de operación y la regularidad de la superficie del depósito queda comprometida así como la incertidumbre en el grosor del depósito.



Figura 26: Fibras ópticas tratadas

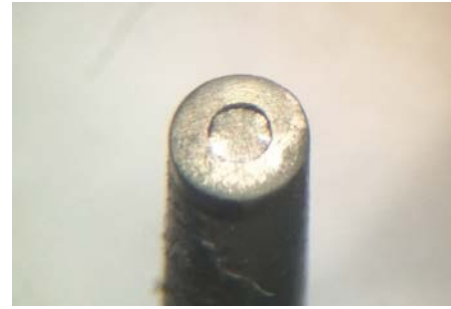


Figura 27: Recubrimiento metálico en la punta de una fibra monomodo

Además estas fibras presentaron numerosos problemas en su implementación como sondas. Primero que nada, el haz láser se tuvo que enfocar mediante un arreglo óptico de dos lentes, mismo que ocasionaba reflejos indeseados e inclusive patrones de interferencia formados debido a que las dos superficies de cada lente forman un resonador de Fabry-Perot; obviamente, estos patrones representan sólo ruido. La luz enfocada en el núcleo de la fibra era parcialmente introducida en la misma mientras que una buena cantidad de luz era retrodispersada sin penetrar, metiendo ruido al detector. Finalmente, no se detectó luz reflejada por la superficie tratada de la fibra, es decir aquella con el depósito delgado de aluminio. También se notaron numerosas pérdidas en la potencia óptica a través del "jacket" o revestimiento de la fibra, lo que deja pensar que ésta ya estaba demasiado vieja y desgastada.

Una fibra especial de cuarzo con núcleo del orden de 100 μm y acoplada a un lente de enfoque fijo es ampliamente recomendada (Figura 28), sin embargo el pulido de una fibra tan delgada es imposible de realizar a mano sin la herramienta adecuada. Por lo anterior se tuvo que prescindir de esta fibra óptica y buscar alternativas, entre ellas se usó otra fibra óptica empleada en audio digital y posteriormente se reemplazó la fibra por una barra de boro-silicato de 5 mm de diámetro.

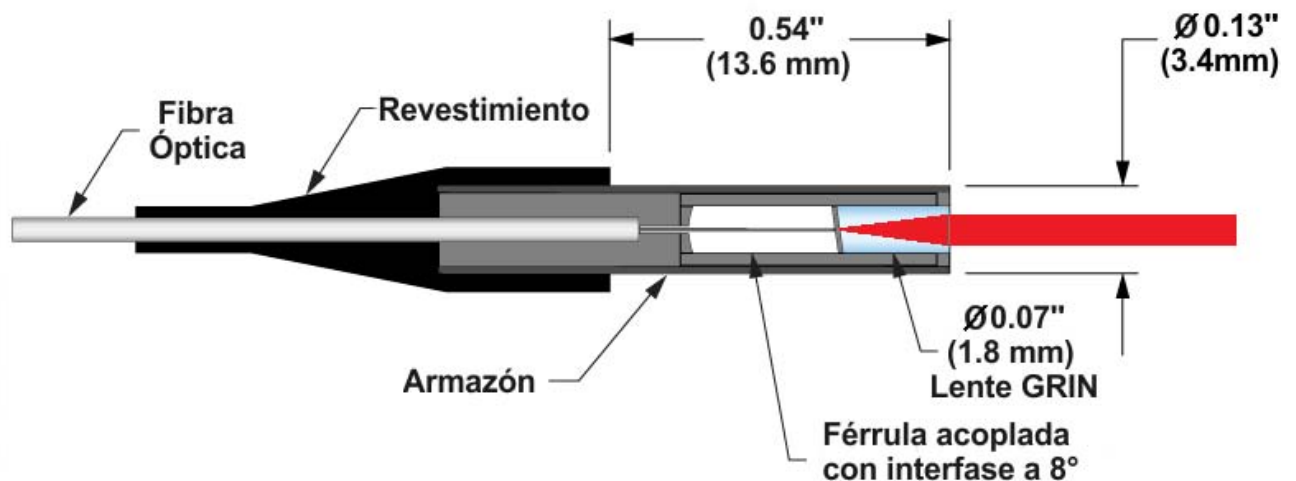


Figura 28: Esquemático de una fibra óptica con lente GRIN (Gradient Index) acoplado

Se reemplazó también el depósito delgado de aluminio por un depósito de plata hecho químicamente mediante el reactivo de Tollens (ver Apéndice). Este proceso permite depositar una capa delgada de plata en cualquier superficie, el depósito consiste en la reducción de una disolución amoniacal de plata, empleando glucosa como reductor.

El proceso para un acabado de calidad en los extremos de esta guía óptica involucra el corte de la fibra, el cual debe ser recto y con una navaja delgada, de un solo tajo y perpendicular a la dirección de la fibra. El pulido empieza lijando la cara cortada de la fibra con lija de agua, si la fibra es delgada se recomienda utilizar un receptáculo hecho de cualquier material relativamente duro (como aluminio o inclusive plástico). Se le hace una perforación del tamaño del grosor de la fibra y se introduce la fibra en él hasta que la cara a pulir se asome por el otro lado, el cual será lijado con todo y el receptáculo. Es importante que una vez que se comienza el lijado, no haya desplazamiento de la fibra en el interior del receptáculo por lo que conviene adherirla con un pegamento que se pueda retirar posteriormente.

Se empieza con una lija gruesa según la calidad del corte, una lija de granulado 320 debe remover cualquier imperfección en el corte y de inmediato notará como la superficie de la misma se vuelve opaca. El movimiento de lijado en esta primera etapa no es muy relevante pero se recomienda en forma de ocho a fin de que el desbastado sea omnidireccional y con suficiente presión para desbastar el material, después de unos cuantos movimientos se pasa al siguiente granulado que sería del 600, se repite el procedimiento y se pasa a granulosos más finos como son 1200, 2000 y 2500. En estas últimas 3 etapas se recomienda mojar un poco la lija con agua destilada a fin de que el material que se desprende no raye la cara de la fibra. Se debe ir inspeccionando el proceso con un microscopio de disección (<10X), de tal manera que el rayado vaya viéndose cada vez más tenue y no aparezcan rayones aislados o en direcciones diferentes, de ser así se debe regresar a uno o dos granulosos anteriores a fin de remover la imperfección y proceder correctamente.

Si después del lijado con lija del 2500 la superficie se ve regular, entonces se realiza el pulido extra fino. Muchas de las empresas que venden instrumentación de fibra óptica venden también un kit para pulir las puntas de las fibras, existen micro-lijas fabricadas con óxido de aluminio que tienen un granulado graduado en micras. Si se consigue este material el resultado será excelente, de lo contrario se utiliza una correa de cuero plano. En este último paso ya no se aplica tanta presión, se trata solamente de desvanecer la textura que aún queda en la superficie de la fibra. Si bien el resultado no es óptimo, alcanza una regularidad suficiente para reflejar luz de regreso. La dispersión resultante después del pulido debe ser mínima y apreciable a simple vista proyectando en una pantalla la luz que refleja la cara pulida.

III.6 Cálculos del cambio en la reflectividad

El siguiente conjunto de ecuaciones supone una serie de simplificaciones respecto del sistema real, pretende ser un modelo matemático sin embargo los valores calculados y las gráficas que arrojan las ecuaciones difieren de los valores reales del sistema físico. Algunas de las suposiciones en que se basa son:

- Se desprecian los reflejos que aportan los elementos ópticos como el divisor de haz, el lente de enfoque, la cara de los fotodiodos y la cara anterior (de entrada de la fibra óptica).
- Se toma únicamente la parte real de la reflectividad compleja que se calcula con la ec. (7).
- No presentan dispersión las superficies reflejantes como la cara posterior de la fibra o el divisor de haz.
- La potencia óptica del haz láser se conserva a todo lo largo de su trayectoria y se divide en el divisor de haz en partes iguales.
- No presenta pérdidas la fibra óptica en el trayecto de la luz.

Tomando en cuenta que usamos un detector balanceado como esquema de detección, sólo obtendremos una señal distinta de cero cuando uno y sólo uno de los fotodiodos detecte un cambio en la intensidad de luz, o bien cuando la diferencia de intensidades vistas por ambos fotodiodos sea distinta de cero. Para fines del modelo teórico esto se debe lograr únicamente al cambiar la reflectividad de la punta de la guía óptica, un incremento en la reflectividad implica un aumento en la intensidad de luz que percibe el fotodiodo, con base en las ecuaciones (7) a (14) se calcula dicho cambio en la reflectividad según sea el caso. Los distintos casos que abarca este trabajo son los siguientes:

- a) fibra óptica de monóxido de silicio con un depósito delgado de aluminio por sputtering.
- b) fibra óptica de monóxido de silicio con un recubrimiento de plata.
- c) barra de Boro-silicato con un recubrimiento de plata.
- d) fibra óptica de monóxido de silicio sin recubrimiento.

Para los tres primeros casos, el cambio en la reflectividad estará dado por las ecuaciones (11), (13) y (14), tomando en cuenta que los valores cambian con el cambio en el espesor del recubrimiento y con el cambio en el índice de refracción. Para el último caso, el cambio en la reflectividad está dado por la ecuación (9).

III.6.1 Fibra óptica de silicio con recubrimiento

Índice de refracción del agua a 20⁰C: 1.333

Índice de refracción del monóxido de silicio (SiO) a 20⁰C: 2.4858

Índice de refracción de una capa delgada de aluminio con luz a 633 nm: $n_A=1.373$

Velocidad del sonido en aluminio: $v_A=6380$ m/s

Densidad del aluminio: $\rho_A=2698.4$ Kg/m³

La reflectividad de la fibra con depósito delgado de aluminio e inmersa en agua, en condiciones estáticas, está dada por la ecuación (11), tomando en cuenta únicamente la parte real, es decir, por la fórmula de Euler:

$$r_{02} = r_{01} + \frac{t_{01}t_{10}r_{12}\cos(2\omega n_1 d_1/C)}{1-r_{10}r_{12}\cos(2\omega n_1 d_1/C)} \dots\dots\dots (18)$$

y queda como: $r_{02}=0.29065$

Es decir que según el modelo, de toda la luz que entra a la fibra por la cara anterior, casi la mitad se refleja en la cara posterior y regresa a la cara anterior, donde de nuevo habrá una pérdida debido al coeficiente de reflexión en la interfase fibra-aire. Con ayuda de las ecuaciones (10) obtenemos el coeficiente de transmisión en esta interfase:

Considerando que el índice de refracción del aire es 1.0003 $t_{f-a}=0.4523$

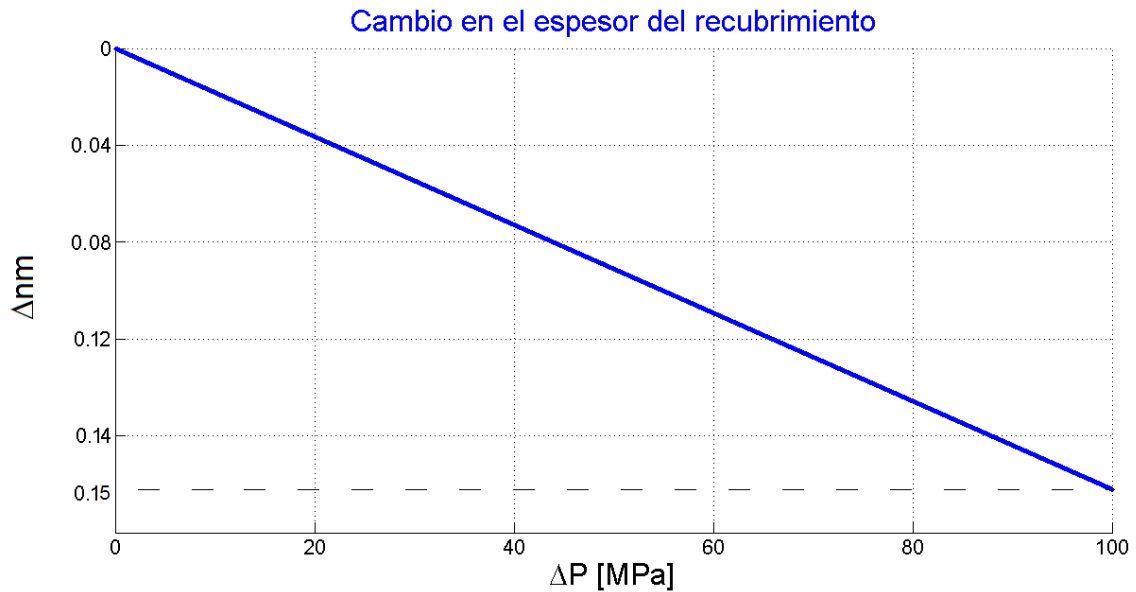
De modo que la cantidad de luz total que en principio percibe el fotodiodo es simplemente la potencia que entra a la fibra por los coeficientes r_{02} y t_{f-a} . Si la potencia del láser es de 13 mW y esta se divide a la mitad en el divisor de haz, tan sólo 6.5 mW inciden en la cara de la fibra, tal potencia se debe multiplicar por el índice de transmisión en la interfase para conocer la potencia que entra en la fibra, como en la ecuación (10) no importa desde que medio viene la luz para la transmisión:

potencia que entra en la fibra=6.5 mW * 0.4523= 2.93995 mW

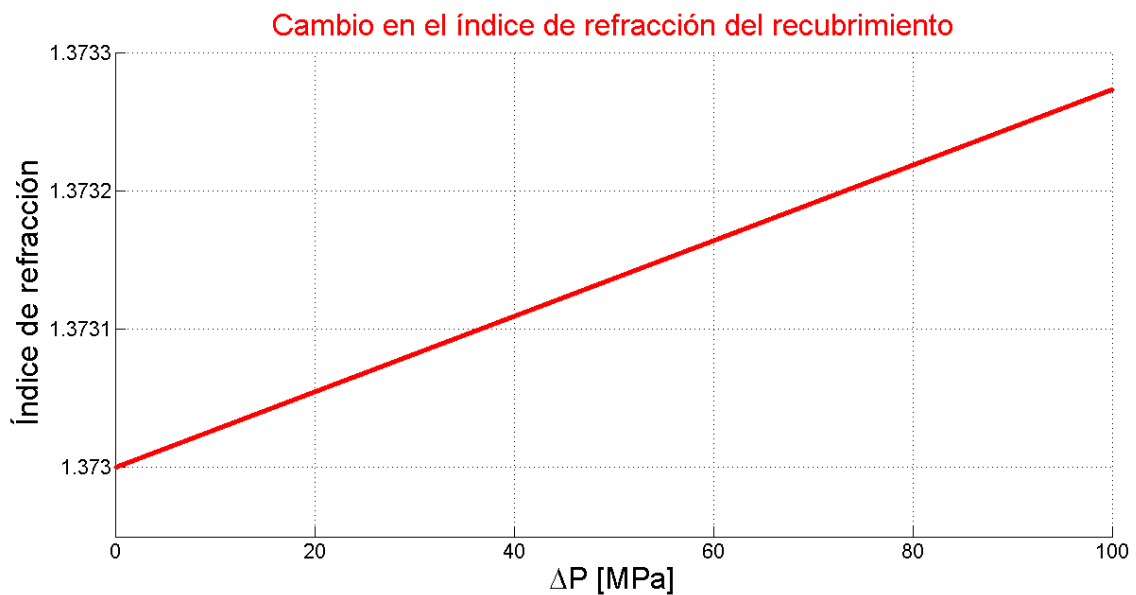
Potencia óptica que regresa de la fibra= 2.93995 mW * 0.29065*0.4523= 0.38652 mW

Esta potencia es en principio constante y medida con un fotodiodo se ve en un osciloscopio como una señal DC según la sensibilidad del fotodiodo empleado. Lo recomendable es que este valor de potencia óptica excite al fotodiodo justo a la mitad de su intervalo de sensibilidad, es decir que el fotodiodo se sature alrededor de 1 mW de potencia óptica incidente, ya que el cambio en la intensidad que esperamos medir es más pequeño en hasta cuatro órdenes de magnitud. Ahora bien, este cambio estará en función de la presión que a su vez modificará el espesor de la película de aluminio y el índice de refracción. Como la presión relativa es justamente el valor que

se desea conocer, a continuación se muestran gráficas del cambio en el índice de refracción contra la presión y del cambio en el espesor del recubrimiento en función de la presión.



Gráfica 1: Cambio en el espesor en función de la presión



Gráfica 2: Cambio en el índice de refracción del depósito delgado de aluminio

Como se observa, el comportamiento es completamente lineal, decreciente para el espesor de la película delgada (Gráfica 1) y creciente para el índice de refracción (Gráfica 2), como era de esperarse. Tomemos un valor de presión de 100 MPa, este valor de presión en la película de aluminio la hará comprimirse hasta un espesor de 199.82 nm y cambiará su índice de refracción

hasta 1.37327, valores que sustituidos en la ecuación (11) da como resultado una nueva reflectividad de 0.491688. Si repetimos el proceso para ver qué potencia incide en el fotodiodo con este nuevo coeficiente, obtenemos:

$$\text{Potencia óptica que regresa de la fibra} = 2.93995 \text{ mW} * 0.29057 * 0.4523 = 0.38641 \text{ mW}$$

El cambio en la potencia óptica es de tan sólo 1.1×10^{-4} mW. Este factor debe incrementar conforme se añaden más capas o depósitos en la punta de la fibra óptica [20].

Análogamente, se hacen los mismos cálculos para el depósito de plata suponiendo un espesor promedio de 500 nm, un índice de refracción del depósito de 0.1346, una velocidad del sonido de 3650 m/s y una densidad de 10 490 kg/m³.

$$\text{potencia que entra en la fibra} = 6.5 \text{ mW} * 0.4523 = 2.93995 \text{ mW}$$

En condiciones estáticas:

$$\text{Potencia óptica que regresa de la fibra} = 2.93995 \text{ mW} * 0.88611 * 0.4523 = 1.17838 \text{ mW}$$

Con pulso de máxima presión (100 MPa):

$$\text{Potencia óptica que regresa de la fibra} = 2.93995 \text{ mW} * 0.88601 * 0.4523 = 1.17824 \text{ mW}$$

Nuevamente, el resultado es que el cambio en la potencia óptica detectable es de menos de 10⁴ mW, con la única diferencia de que la luz que detecta el fotodiodo es en promedio casi un miliwatt.

Las siguientes tablas resumen las características de cada guía óptica tomadas en cuenta para los cálculos, y los valores del coeficiente de reflexión y la potencia óptica involucrada de los tres primeros casos. Note que el mejor resultado se obtiene para el caso de la barra de boro-silicato con depósito de plata, y en realidad se esperan valores más bajos para los cambios en reflectividad y potencia óptica detectable.

Tipo de fibra	Índice de refracción	Tipo de depósito y espesor [nm]	Índice de refracción del depósito	Densidad del material de depósito [Kg/m ³]	Velocidad del sonido en depósito [m/s]
SiO	2.4858	Al, 200, sputtering	1.3730	2 698	6380
SiO	2.4858	Ag, 500, Tollens	0.1346	10 490	3650
Barra de BK7	1.515	Ag, 500, Tollens	0.1346	10 490	3650

Tabla 3: Propiedades de las sondas ópticas con recubrimiento

Tipo de fibra	Coefficiente de reflexión estático	Coefficiente de reflexión a máx. presión	Potencia detectable estática [mW]	Potencia detectable a máx. presión [mW]	Cambio en la potencia óptica detectable [μ W]
SiO	0.29065	0.29057	0.38652	0.38641	0.11
SiO	0.88611	0.88601	1.17838	1.17824	0.13
Barra de BK7	0.81988	0.81973	1.17970	1.17948	0.22

Tabla 4: Variaciones en los coeficientes de reflexión y en las potencias ópticas

Otro aspecto interesante es que el coeficiente de reflexión baja al aumentar la presión, es decir que se espera que la intensidad de luz captada disminuya a medida que aumenta la presión. Este aspecto se presenta también en los casos en que no hay recubrimiento en la fibra óptica (Gráfica 4).

III.6.2 Fibra óptica de silicio sin recubrimiento

Para este caso el cambio en la reflectividad en la cara posterior de la fibra es sencillo de calcular pues únicamente depende del cambio en el índice de refracción del medio circundante, en este caso agua. La ecuación (9) nos da este valor.

La reflectividad en condiciones estáticas en la cara posterior de la fibra es de:

$$R = \frac{(n_c - n)^2}{(n_c + n)^2} = \frac{(2.4858 - 1.333)^2}{(2.4858 + 1.333)^2} = 0.0911$$

Nuevamente, tenemos que la potencia óptica que entra en la fibra está dada por la potencia que incide en la cara anterior multiplicada por el coeficiente de transmisión, la potencia óptica reflejada que sale de la fibra es entonces la potencia de entrada por el coeficiente R que acabamos de calcular y multiplicado nuevamente por el coeficiente de transmisión T_{a-f} :

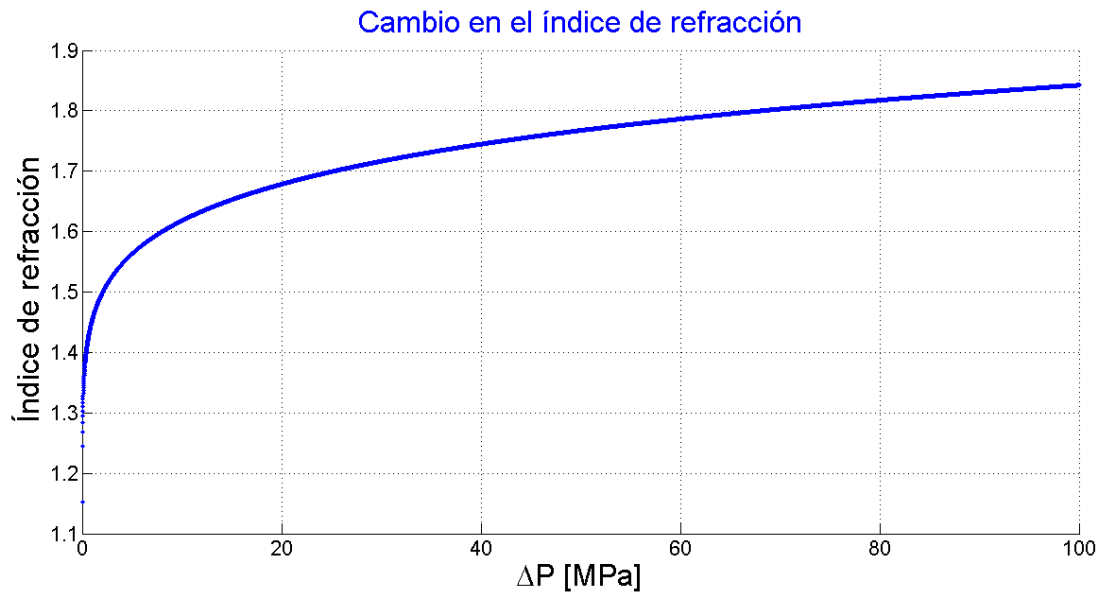
$$\text{Potencia de salida detectable} = 2.93995 \text{ mW} * 0.0911 * 0.4523 = 0.121139 \text{ mW}$$

Ahora bien, el cambio en el índice de refracción depende del valor de la presión y está dado por la ecuación (8):

$$n_w(p) = 1 + (n_{w,0} - 1) \left(1 + \frac{p - p_0}{p_0 + Q} \right)^{1/\gamma}$$

Supongamos nuevamente una presión máxima de 100 MPa, el nuevo índice de refracción es:

$$n_w(100MPa) = 1 + (1.333 - 1) \left(1 + \frac{100 \times 10^6 - 0.1 \times 10^6}{0.1 \times 10^6 + 295.5} \right)^{1/7.44} = 1.8423$$



Gráfica 3: Cambio en el índice de refracción para una fibra sin recubrimiento

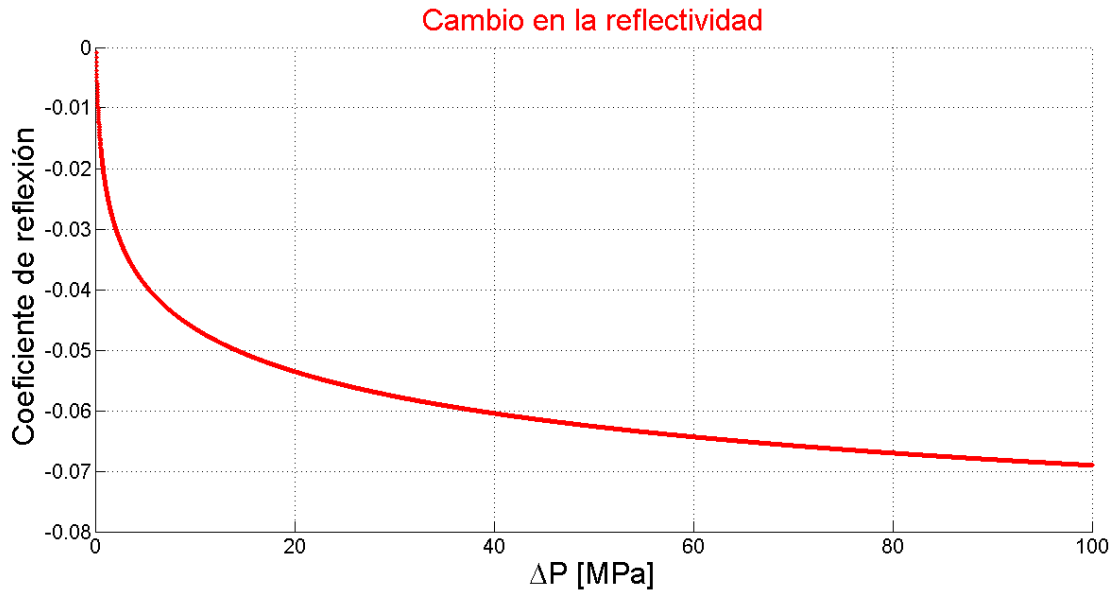
Con lo que el cambio en la reflectividad resulta:

$$\Delta R(p) = \frac{(2.4858 - 1.8423)^2}{(2.4858 + 1.8423)^2} - \frac{(2.4858 - 1.333)^2}{(2.4858 + 1.333)^2} = -0.069$$

Traduciendo estos valores, el cambio en la potencia óptica detectable será de 91.7 μ W, que comparados con los 121.1 μ W que normalmente percibe el fotodiodo en condiciones estáticas, dan un factor de cambio de:

$$\text{Factor de cambio} = \frac{\text{cambio en la potencia}}{\text{potencia estática}} \times 100 = \frac{91.7 \mu W}{121.1 \mu W} \times 100 = 75\%$$

Mientras mayor sea este factor, más fácil es para el fotodetector percibir el cambio siempre y cuando no entre en saturación. Note que para cualquiera de los tres primeros casos en que se usó un recubrimiento en la fibra, este factor es menor a 0.1%. De modo que en este caso se pierde intensidad del haz óptico que sale de la fibra, pero se incrementa en más de 1000 veces el factor de cambio. Esto resulta útil para fotodetectores que están diseñados para percibir intensidades de luz débiles pero que poseen una buena resolución en su intervalo de medición, tal es el ejemplo de un tubo fotomultiplicador.



Gráfica 4: Decaimiento del coeficiente de reflexión en función de la presión

De modo que combinando el cambio en el índice de refracción con el cambio en el espesor del depósito, se esperaría tener una potencia óptica detectable suficiente para los fotodiodos así como un factor de cambio elevado; siendo el caso de la barra de BK7 con el depósito delgado de plata el mejor candidato para medir cambios en la reflectividad.

Capítulo IV. Implementación del detector en distintas configuraciones

Para evaluar la respuesta de los distintos tipos de sonda, se hicieron varios montajes experimentales para exponer la guía óptica del instrumento a ondas de choque reales de presión desconocida. El primero de ellos se realizó con la fibra de SiO con el recubrimiento de aluminio, sin embargo a la salida de esta fibra no se llegó a detectar luz.

La segunda prueba se hizo con la fibra óptica de SiO con un máximo de transmisión en los 658 nm, cerca de los 633 nm del láser He-Ne. Esta fibra se vende en tiendas de electrónica para conectar dispositivos de audio digital de alta definición. Sus puntas vienen pulidas aunque no son planas, por lo que es recomendable cortar y pulir como se especificó en el apartado III.5. Finalmente se le hizo un depósito de plata mediante el reactivo de Tollens.

IV.1 Ondas de choque por enfoque de luz láser

Mediante un láser de estado sólido YAG:Nd, se envió luz a través de un lente de distancia focal=2.5 cm a fin de concentrar la potencia óptica en el foco de una celda de 3x3x5 cm con ventanas de cuarzo, y llena de agua. La acción de la potencia óptica enfocada forma un diminuto plasma que hierve al instante un volumen de agua, el vapor de agua se expande rápidamente desplazando el agua a su alrededor conformando así la onda de choque.

El láser trabaja en modo pulsado a 10 Hz y la energía es suficiente como para producir un plasma que es visible a simple vista (Figura 30). Dentro de la celda se introdujeron la sonda de fibra óptica y un hidrófono de aguja de PVDF, se usó un fotodiodo como trigger y se guardaron las señales resultantes en un osciloscopio. Una muestra representativa del tipo de señales adquiridas mediante este proceso se muestran en el siguiente capítulo.

El principal problema que se tuvo con este experimento es que las ondas de choque generadas son poco energéticas, aproximadamente sólo el 50% de la luz se convierte en agitación mecánica ^[25] mientras el resto se convierte en luz y calor. La mayoría de la luz pasa de largo después de ser enfocada y sigue su trayectoria.

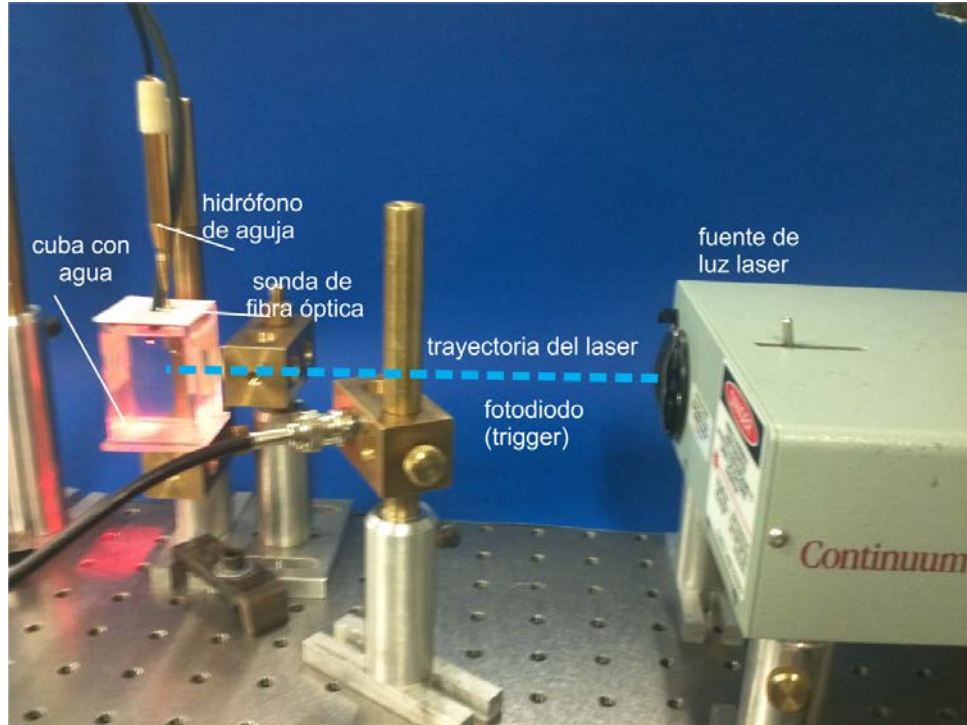


Figura 29: Fotografía del dispositivo de generación de ondas de choque por concentración de luz láser

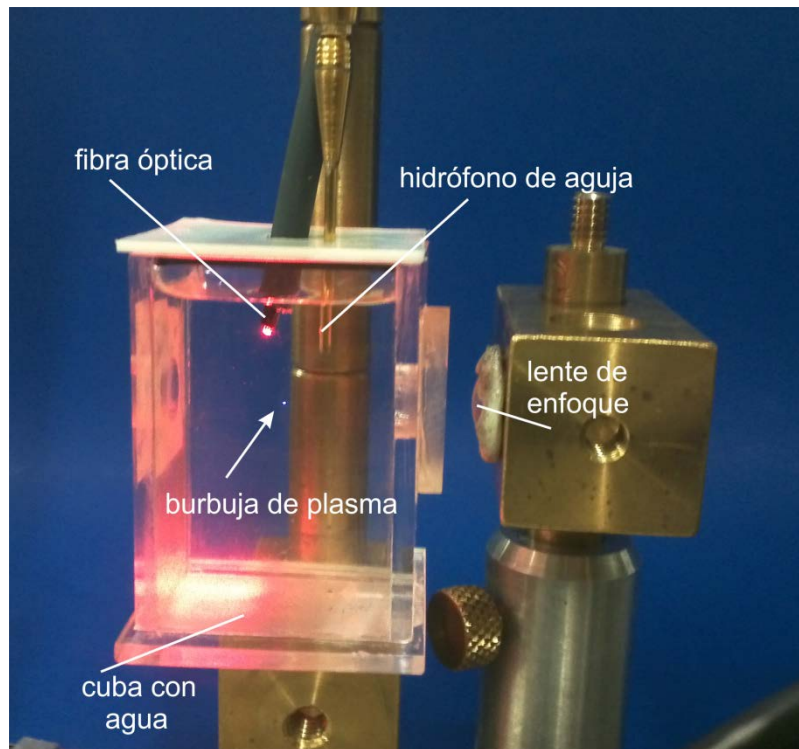


Figura 30: Fotografía de la cuba con agua, el plasma se ve a simple vista

IV.2 Ondas de choque por ruptura dieléctrica

Como vimos anteriormente, el cambio en el coeficiente de reflectividad depende de la presión que se aplique en la interfase de la fibra, por lo que a fin de generar ondas de choque con un pico de presión elevado, se procedió a implementar un sistema generador de ondas de choque por acción del paso abrupto de corriente a través de dos electrodos inmersos en agua. El dispositivo consiste básicamente de una fuente para alto voltaje que carga a través de una resistencia un banco de capacitores de alto voltaje. La energía almacenada en los capacitores está dada por la siguiente ecuación ^[13]:

$$E = \frac{1}{2} CV^2 \dots\dots\dots (19)$$

Dicha energía eléctrica se descarga abruptamente entre dos electrodos inmersos en agua, y un interruptor común no basta para accionar la descarga debido a que el alto voltaje ioniza el aire e inicia la descarga de forma descontrolada antes de cerrar por completo el interruptor. Hace falta un interruptor de control especial para alto voltaje, el cual recibe el nombre de spark-gap o interruptor de chispa. Como se ve en la Figura 31, el banco de capacitores C está conectado en paralelo a un arreglo de bujía - spark gap; éste último consiste de dos electrodos inmersos en aire, cuya separación normalmente es mayor a la distancia de ruptura dieléctrica según el medio. Es decir que si la constante de ruptura dieléctrica del aire es de 10 KV/cm, y los condensadores se cargan a esos mismos 10 KV, la separación de los electrodos del spark gap debe ser mayor a 1 cm o de lo contrario habrá ruptura dieléctrica.

La mayoría de los spark gap incluyen un electrodo central al que se le envía un pulso de alto voltaje al momento que se quiera descargar la energía de los capacitores, ya que un alto voltaje momentáneo en el electrodo central hace las veces de ionizador, y para fines prácticos es como si la distancia entre electrodos externos del spark gap disminuyera instantáneamente, lo que inevitablemente produce la ionización del aire entre electrodos permitiendo el paso de corriente. Enseguida del spark gap está la bujía, la cual debe estar inmersa en agua para formar un corto circuito, la corriente brinca entre electrodos de la bujía por medio de un arco voltaico que en menos de un microsegundo ioniza el agua y forma una burbuja de plasma y vapor que se expande súbitamente hasta un radio máximo. Esta expansión es la responsable de comprimir el agua a su alrededor y formar la onda de choque.

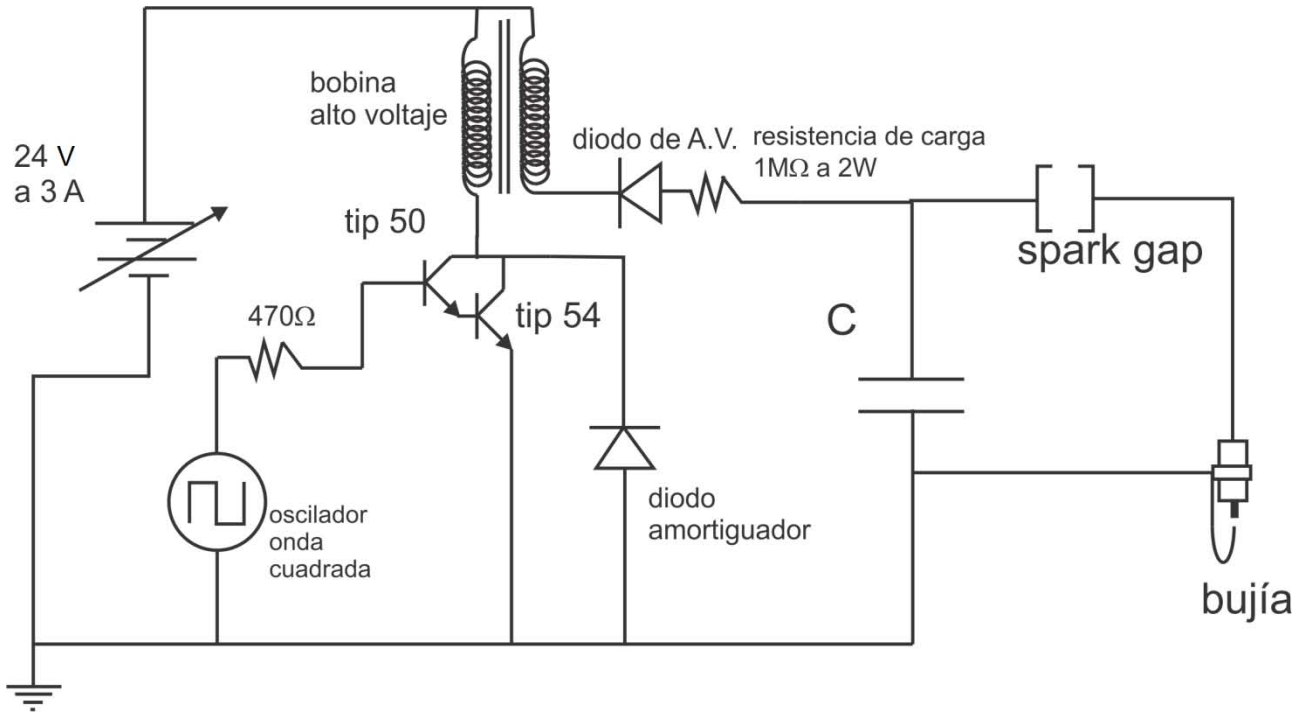


Figura 31: Circuito esquemático de un generador de ondas de choque por rompimiento dieléctrico

Note que en este caso no hay un electrodo central en el spark gap, sino que la descarga se hace inminente cuando el voltaje a través del banco de capacitores supera el voltaje de ruptura. Recordemos que el voltaje V_c en un capacitor C , a través de una resistencia R , está dado por la siguiente ecuación ^[13]:

$$V_c = V(1 - e^{-t/RC}) \dots \dots \dots (20)$$

donde V es el voltaje de la fuente que carga los condensadores, t es el tiempo de carga y RC la constante de tiempo para la cual el condensador se ha cargado hasta un 70% de su capacidad.

De modo que variando R y C se ajusta el tiempo de carga hasta el valor deseado. Además de ello, en lugar de usar una fuente de alto voltaje común, se implementó una con una bobina de ignición empleada en automóviles antiguos. Al recibir esta bobina un voltaje de 12 V en su devanado primario, produce un pulso de alto voltaje en su devanado secundario, por lo tanto, regulando el voltaje en el primario se controla el nivel de alto voltaje en el secundario y el tiempo de carga. En este caso, se hizo una fuente variable hasta 24 V_{DC} con disponibilidad de hasta 3 amperes, controlada por un arreglo de transistores de potencia en configuración Darlington; una resistencia variable controla el voltaje que llega al primario de la bobina y un oscilador de onda cuadrada a 250 Hz controla las pulsaciones de voltaje que llegan al primario de la bobina. Se debe

recordar que la inducción en el devanado secundario se logra mediante cambios de voltaje en el primario. Este arreglo constituye la fuente de alto voltaje que en este caso es alto voltaje DC pulsado. A medida que se carga el banco de capacitores, el voltaje a través de ellos aumenta hasta llegar al voltaje de ruptura del spark gap.

En este caso se empleó un banco de capacitores de 82 nF a 4 KV, por lo que la separación de los electrodos del spark gap no debe superar los 4 mm o podrían producirse daños en los capacitores e inclusive hacerlos estallar. Una resistencia variable controla el voltaje en el primario, lo que en resumen regula la frecuencia de disparo.

Aproximadamente sólo el 10% de la energía almacenada en los capacitores se emplea en producir la onda de choque mientras que el resto se disipa en forma de luz y calor, por lo que según la ecuación (19), las ondas de choque producidas son de aproximadamente 65 mJ.

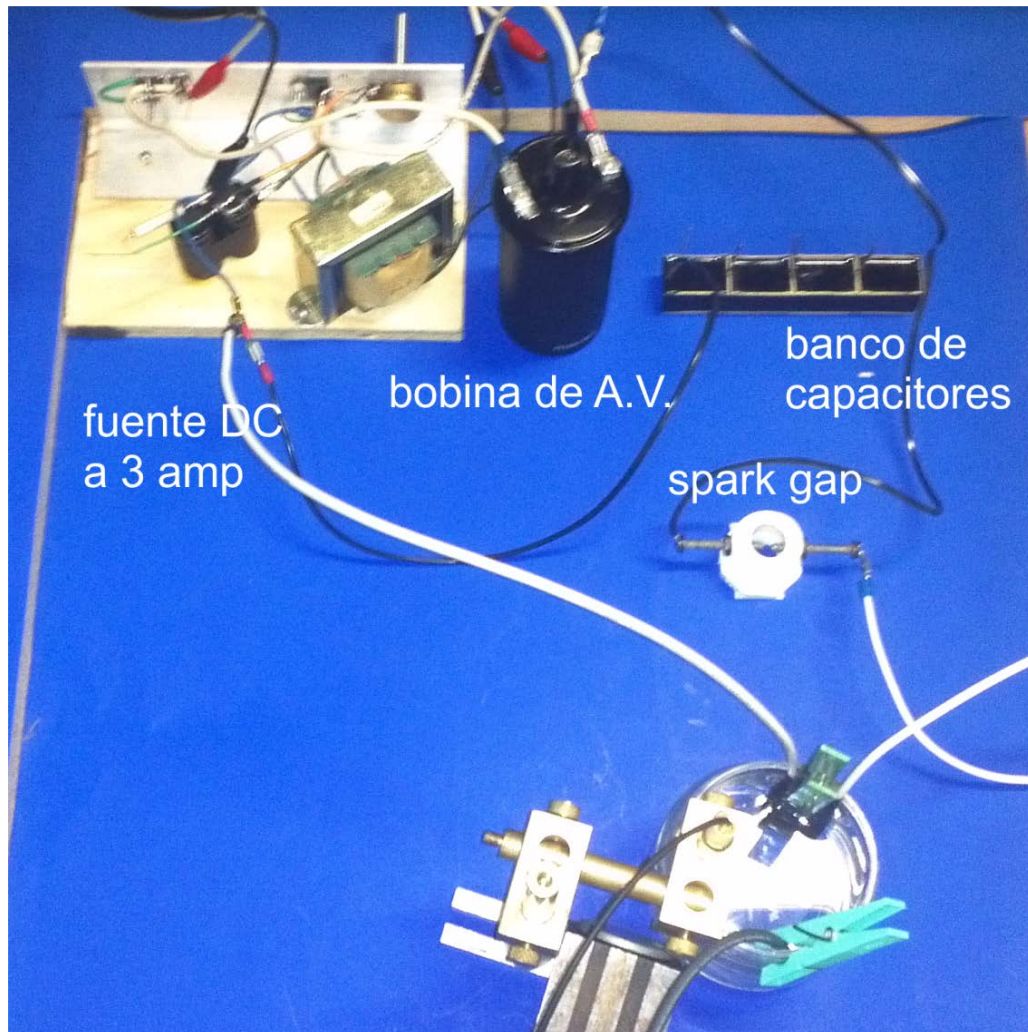


Figura 32: Fotografía del generador improvisado de ondas de choque

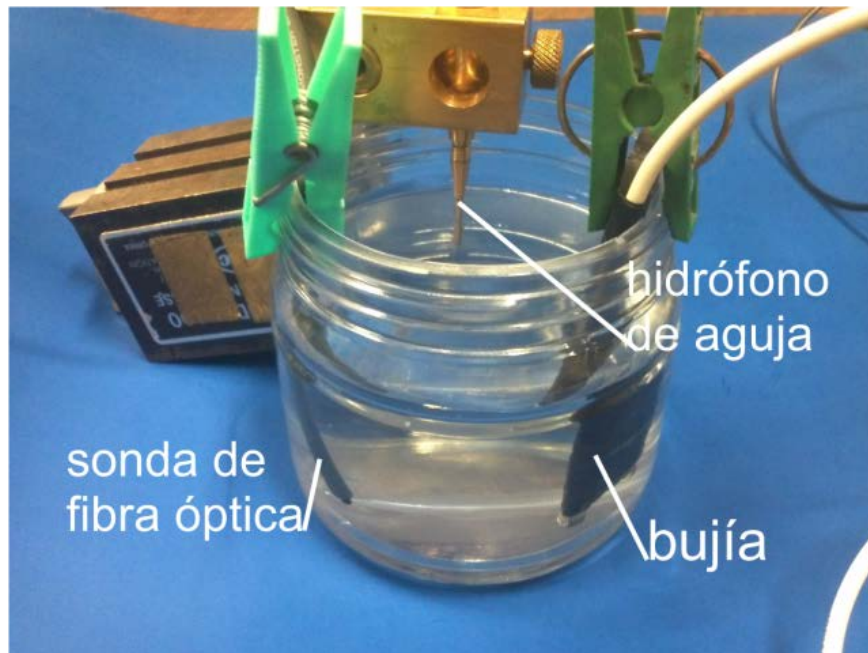


Figura 33: Tina de pruebas de ondas de choque electrohidráulicas

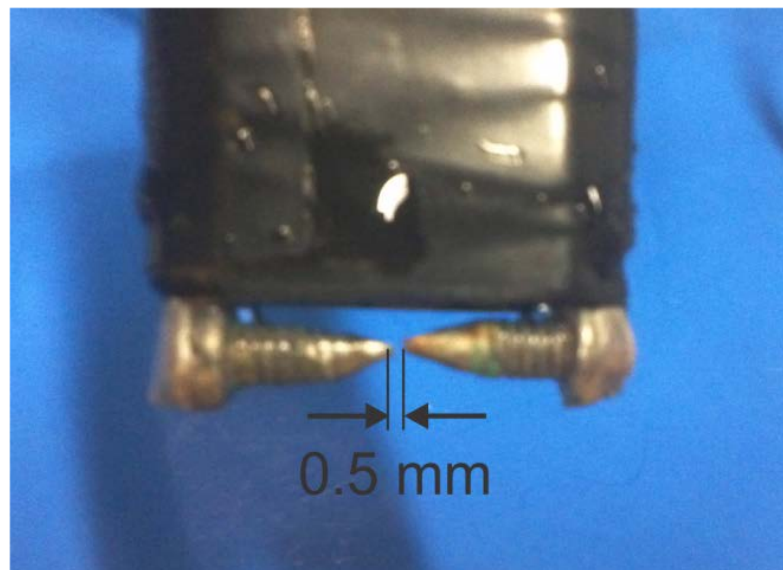


Figura 34: Zoom de la bujía implementada con dos tornillos afilados

Las ondas de choque producidas por este método tienen la ventaja de ser más intensas que las producidas mediante el láser de YAG:Nd con que se cuenta en el laboratorio, sin embargo la descarga eléctrica abrupta emite una onda electromagnética relativamente intensa que es captada por todo aparato electrónico en las cercanías y que no posea un blindaje adecuado, es

decir la mayoría de ellos. Este ruido electromagnético generalmente aparece mezclado con las señales medidas en el osciloscopio. Se usó un fotodiodo que captura la luz emitida por la descarga en la bujía a manera de trigger.

IV.3 Ondas de choque por detonación de una carga explosiva

Aún si la intensidad de las ondas de choque producidas con bujía no fue suficiente, se probó un método extremo que consiste de detonar una pequeña carga explosiva dentro de una tina con agua. La onda expansiva que se genera alcanza los cien megapascales a menos de 30 cm de la fuente de explosión.

Se modificó un dispositivo comercial para desoldar, que se usa para remover soldadura de estaño en circuitos electrónicos, retirándole la boquilla y los elementos de succión para dejar únicamente el resorte, el cuerpo cilíndrico y el poste que impulsa el resorte (Figura 35). La carga a detonar se trata de una salva para pistola de diábolos y municiones de calibre 4.5 mm, la cual contiene pólvora común comprimida en un casquillo metálico y se detona por percusión. El detonador adaptado simplemente consiste de afilar el poste del chupón hasta que su punta se reduzca a menos de 1 mm de diámetro, el cual es jalado hacia atrás, elongando el resorte hasta que el poste se atora con una muesca, un pequeño botón libera la muesca y el resorte impulsa bruscamente el poste. Se adaptó un juego de rondanas a manera de retén, fijadas al cuerpo del detonador mediante soldadura de estaño, plastilina epóxica y una abrazadera de metal a fin de que la punta del poste impacte en la orilla de la salva. La posición del centro de la salva debe quedar arriba del punto de presión y es crítica para que explote; adicionalmente se colocaron tres alambres guía en el otro extremo del poste para centrar el percutor en la orilla de la salva.

El dispositivo se usó dentro de una tina de acrílico de 50x50x20 cm casi llena con agua, apuntando siempre en dirección de la sonda de fibra óptica. Cabe señalar que para este caso se le retiró el recubrimiento a la punta de la fibra dejándola únicamente pulida. Como trigger del experimento se usó un fotodiodo fuera de la tina de acrílico para captar la luz proveniente de la detonación.

La ventaja de este método es que las ondas de choque son intensas, pero tiene las desventajas de ser ruidoso, algo impreciso pues la detonación de cada salva no es exactamente igual que la anterior sino que varía en hasta un 60%, e implica un proceso lento. Hay que reemplazar la salva tras cada detonación y el diseño resultó contraproducente pues el casquillo de metal quedaba expandido y atorado en las rondanas de retén del detonador tras cada explosión. Era necesario destruir y retirar cada casquillo con pinzas cada vez que se quería colocar una salva nueva.

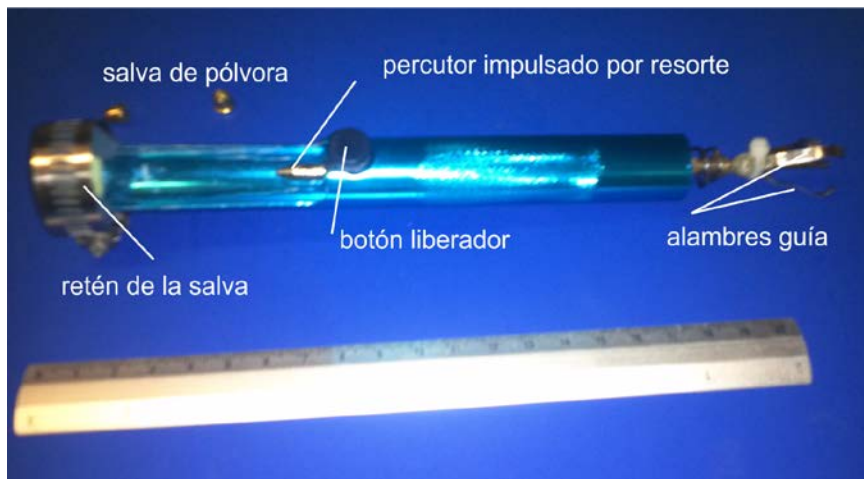


Figura 35: Detonador de salvas



Figura 36: Salvas de pólvora cal. 4.5mm

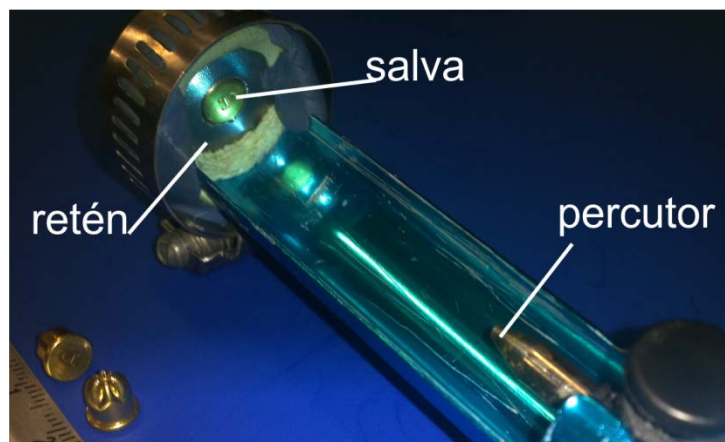


Figura 37: Acercamiento al retén, salva en posición



Figura 38: Tina de pruebas para detonaciones

IV.4 Directo en el tubo de cavitación

Otro intento por simplificar el mecanismo de operación del instrumento a desarrollar se hizo reemplazando la fibra óptica por una barra de boro-silicato (vidrio Pyrex) de 5mm de diámetro, en lugar de la fibra óptica, se cortó a una longitud de 6 cm aproximadamente y se pulió en ambos extremos. Se le hizo un depósito de plata en una de las puntas por el método del reactivo de Tollens (véase anexo) y se embebió con resina epóxica directo en la cavidad cónica del tubo en "U". El pulido que se alcanzó en este material no fue bueno. Al hacerle incidir la luz láser y proyectarla de regreso, ésta salía con dispersión.

Para este caso, la disposición de los elementos optoelectrónicos es distinta al resto de los casos, pues aquí la entrada y salida de la guía óptica está cerca del cabezal cónico y aunque la luz se enfoca y recolecta a distancia, se hacen necesarias dos cosas. Primero hubo que montar el arreglo interferométrico no en un plano horizontal, sino en una torre vertical a fin de que el láser incida perpendicularmente y a la misma altura que la barra de Pyrex, todo esto sobre una mesa óptica separada para aislar de vibraciones el dispositivo. El segundo inconveniente es que la luz que sale de la barra óptica tiene cierta dispersión que había que corregir con un juego de lentes para redireccionarla hacia el divisor de haz y de nuevo al fotodiodo. Adicionalmente, se reforzó tanto la torre interferométrica con soportes verticales así como el mismo tubo en "U" a fin de que no se desplazara a la hora de operarlo.

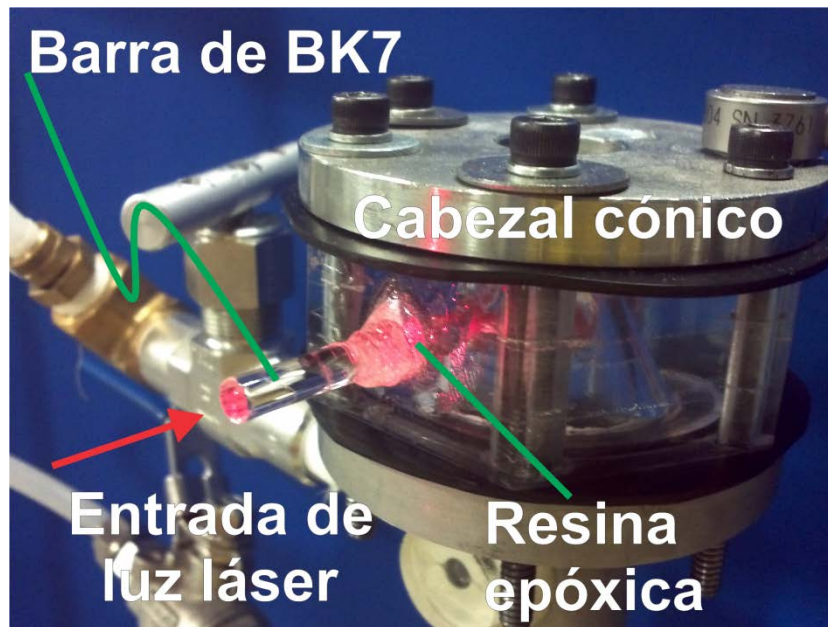


Figura 39: Cabezal cónico con barra óptica

Los experimentos consistieron de operar normalmente el tubo en "U" con el láser incidiendo sobre la cara anterior de la barra óptica. Además del montaje óptico experimental y la implementación de una guía óptica en la cavidad cónica del aparato, es necesario conectar varios instrumentos a fin de llevar el experimento adecuadamente y recopilar las señales necesarias. Entre estos instrumentos se encuentran el láser, con su fuente de alto voltaje, un generador de pulsos y retardos que controla la apertura de una electroválvula que a su vez desencadena el mecanismo de compresión. La apertura de la válvula sirve como señal de referencia o "trigger" de un osciloscopio de 4 canales, el cual registra la información de diferentes sensores (incluyendo el detector interferométrico) como son; un tubo fotomultiplicador, un sensor piezoeléctrico de pastilla y un piezoeléctrico de presión de 5 MHz. Los fotodiodos del detector balanceado, así como el amplificador de transimpedancia, son alimentados por una fuente doble de ± 10 V. Una bomba mecánica de vacío se encarga de sustraer el aire contenido en el tubo en U para que posteriormente se introduzca una cierta cantidad de gas Argón en la cavidad cónica.

La descripción que sigue presenta una lista de pasos a seguir para operar el tubo en "U".

IV.4.1 Procedimiento del tubo en "U"

Para este punto se supone que ya se encuentran montados, conectados y listos para usarse todos los instrumentos anteriormente mencionados. El nivel de agua o propanediol dentro del tubo en U debe ser adecuado. Las llaves de vacío y entrada de gas deben estar cerradas antes de comenzar.

1. Primero se enciende la bomba de vacío y se abren simultáneamente las dos válvulas de vacío del tubo en U, para equilibrar cualquier exceso de presión que aún quede, y posteriormente se abre lentamente la llave general de vacío. El manómetro montado encima de la llave debe empezar a descender lentamente hasta alcanzar cerca de 60 cm de Hg. El sistema permanece en este proceso al menos durante 15 minutos, o más si es que el sistema lleva mucho tiempo sin usarse. Mientras tanto se continúa con el resto del procedimiento.

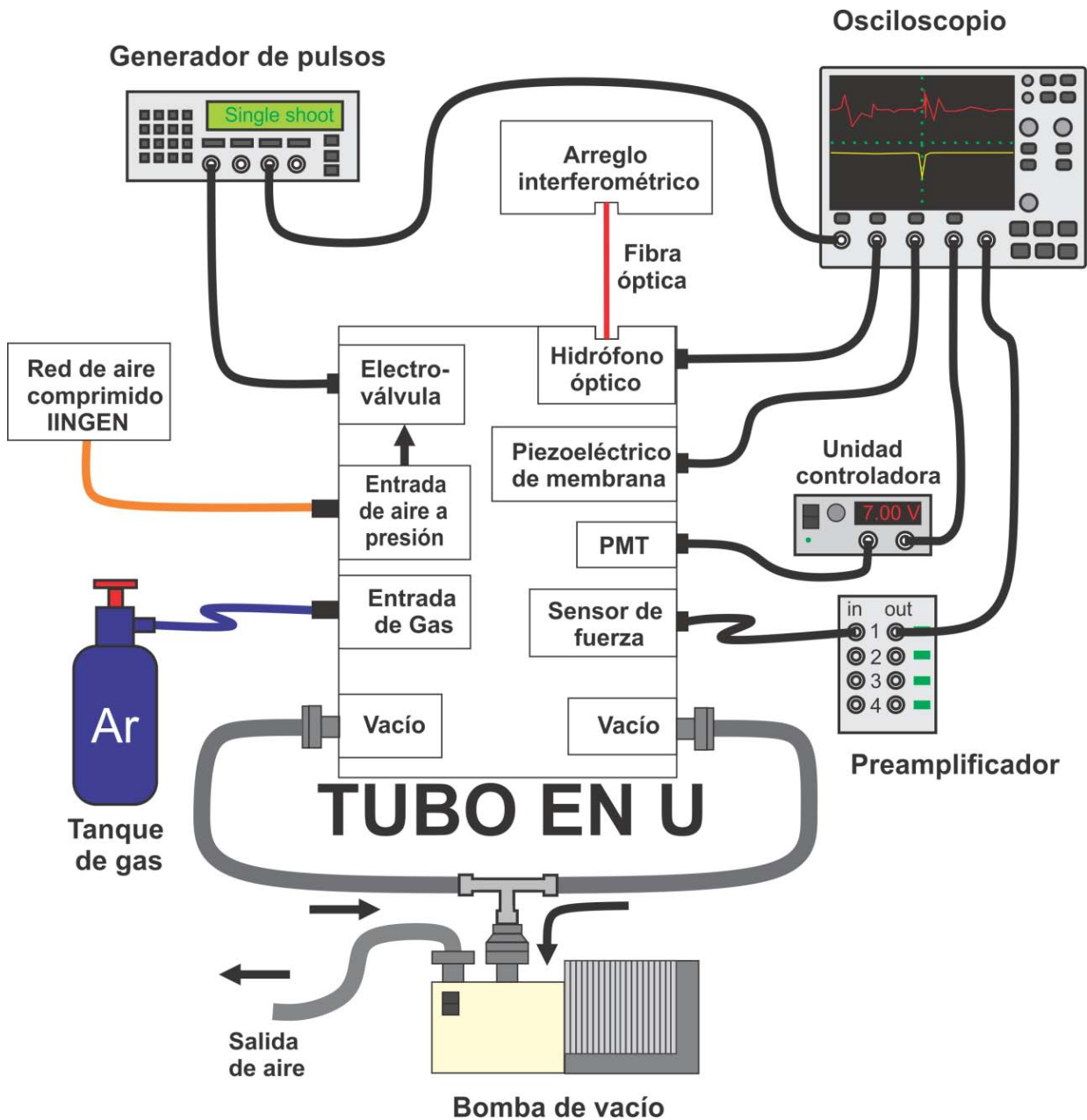


Figura 40: Sistema completo de operación del Tubo en U

2. Dado que la montura del sistema de interferometría es en vertical, es susceptible a vibraciones y cambios de temperatura por lo que la alineación del sistema óptico queda comprometida y se pierde después de un tiempo. La alineación principal se debe hacer en este momento, encendiendo el láser de He-Ne y verificando que el rayo atraviese correctamente el divisor de haz e incida correctamente sobre la cara anterior de la barra de boro-silicato. Dado que el depósito de la cara posterior no es 100% opaco, se debe observar que el láser llegue hasta el otro lado de la cavidad y su reflejo regrese al divisor de haz, atravesándolo y llegando hasta el fotodiodo correspondiente; esto asegura que la mayor parte de la luz reflejada por la cara posterior de la barra óptica incide dentro del área activa del fotodiodo.
3. El siguiente paso es balancear la cantidad de luz que le llega a cada fotodiodo, para lo cual hay que desconectar momentáneamente los fotodiodos del amplificador y conectarlos directamente a dos canales del osciloscopio. Al recibir la luz láser funcionarán en modo fotovoltaico, generando una señal de voltaje en el osciloscopio, como la luz que llega al fotodiodo de medición es limitada, el otro fotodiodo se debe ajustar hasta que su señal sea igual a la del primero. Este procedimiento debe realizarse con las luces apagadas. Una vez balanceada la cantidad de luz se vuelven a conectar los fotodiodos al amplificador.
4. Este es un buen momento para comprobar el funcionamiento de todos los sensores a excepción del fotomultiplicador, para lo cual se enciende el amplificador del detector interferométrico y los amplificadores de los demás sensores si es que los hay. Basta con dar un pequeño golpe en cualquier parte del tubo en U cerca de cabezal cónico y el osciloscopio debe registrar las señales resultado de las vibraciones. En este momento se recomienda también ajustar los parámetros para cada canal del osciloscopio según el sensor que se conecte a fin de que ninguna señal se sature a la hora del experimento. Si todo funciona correctamente pasamos al siguiente paso.
5. Si ya han transcurrido los 15 minutos desde que se prendió la bomba de vacío se cierran las llaves en el orden inverso en que las abrimos y posteriormente apagamos la bomba de vacío. En uno de los brazos del tubo hay una escala manométrica graduada en centímetros que mide directamente la altura de la columna de líquido. El cero debe coincidir con el menisco del líquido pues a partir de ahí mediremos la presión del gas. Es importante que en la llave de salida del tanque no haya más de 35 kPa de presión. Al abrirla debe comenzar a subir lentamente la columna de líquido y se debe dejar subir tanto como gas se quiera en el interior de la cavidad cónica; en este trabajo todos los experimentos se realizan con la columna elevada 6 cm por la presión del gas. Al terminar se cierran bien todas las llaves.

6. Por la electroválvula entra aire a presión para desplazar el pistón líquido. Este aire es suministrado por la red de aire comprimido del instituto y se calibra la presión con un manómetro a la salida. En nuestro caso se reguló la presión de salida en 300 kPa.
7. En este punto ya casi todo está preparado, salvo que hay que hacer una última revisión de la alineación de la óptica pues ésta se desalinea al abrir y cerrar las llaves del tubo. Lo único que hay que cuidar es que los haces ópticos incidan en el centro de los fotodiodos.
8. Se apagan las luces y se coloca el tubo fotomultiplicador en posición, es decir apuntando en la parte superior de una de las ventanas del cabezal cónico transparente. Recordemos que ahora hay luz láser dentro del cabezal por lo que el fotomultiplicador debe estar aislado de esta radiación. De hecho, si la información espectral del pulso de luz no es de importancia se recomienda usar un filtro que no deje pasar la luz roja (633 nm) en la entrada del fotomultiplicador. Ya en posición se enciende su fuente de control y se ajusta a 0.7 volts.
9. Finalmente, se prende la electroválvula y se programa el osciloscopio para grabar a la espera de un trigger previamente configurado al pulso de la electroválvula. Se manda el pulso y listo. Antes de encender las luces se suprime el voltaje del fotomultiplicador, se apaga la fuente y se tapa el sensor.

Para todas las corridas experimentales realizadas mediante el método anteriormente descrito, se usaron los siguientes parámetros.

Parámetros del tubo en U:

Presión externa (electroválvula): 300 KPa

Presión restante tras apertura: 70 KPa

Presión de gas interna: 6 cm de propanediol.

Voltaje del fotomultiplicador: 0.7 V.

Tiempo de apertura de la electroválvula: 500 ms.

Capítulo V: Señales adquiridas, resultados y discusión

Para seguir la secuencia del trabajo se irán presentando señales representativas de cada configuración del experimento. Primero, para el caso en que se usó la fibra óptica de silicio con depósito de aluminio, no se tiene ninguna señal puesto que la fibra tratada no cumplió con las características mínimas requeridas para la experimentación, la luz que entraba por su cara anterior no se recopilaba de regreso por la misma cara, por lo que la fibra debió tener pérdidas considerables a todo lo largo de su longitud además de que era una fibra usada para telecomunicaciones.

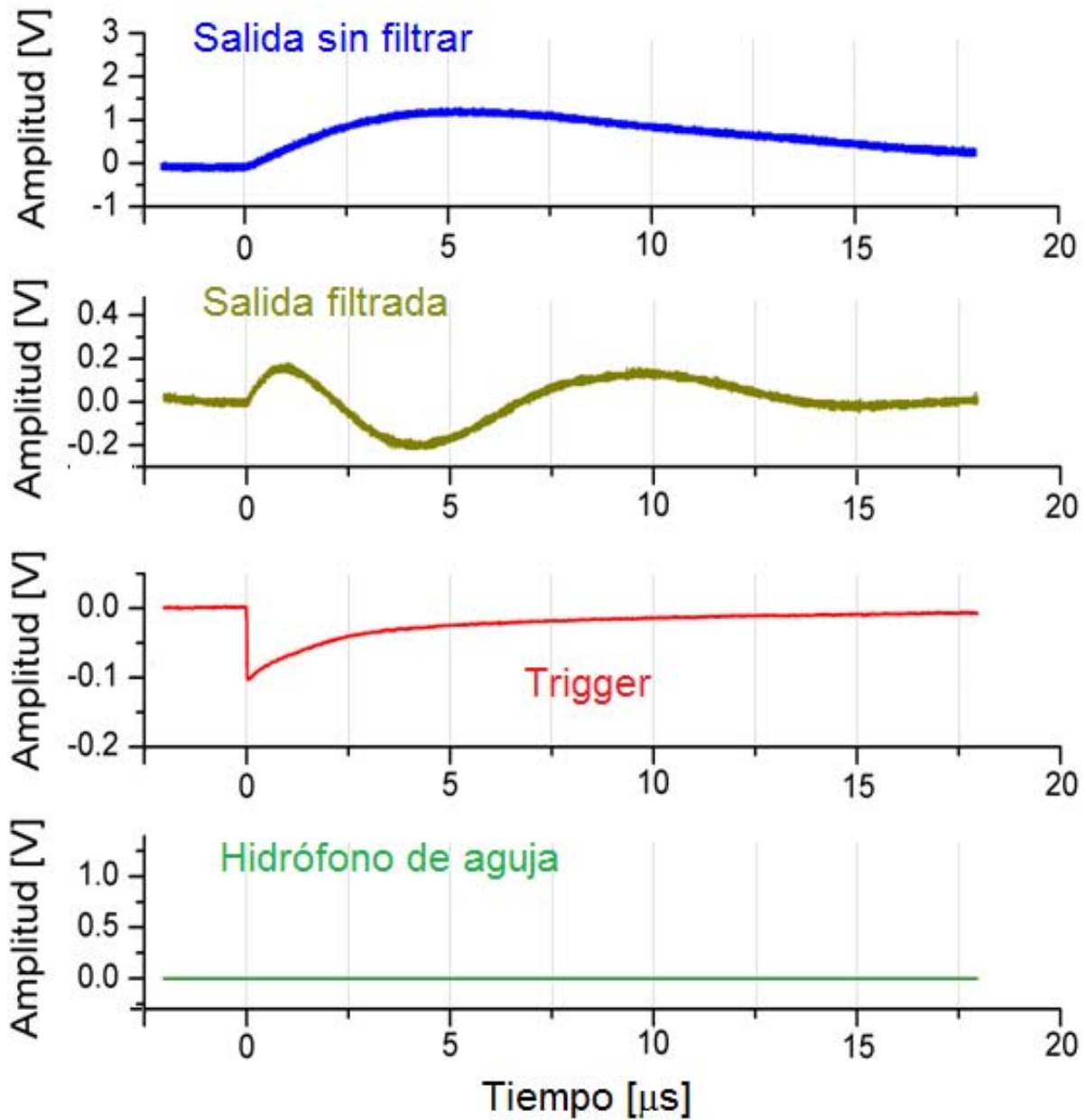
Para solucionar tal inconveniente se adquirió una fibra óptica de audio con un máximo de transmisión en los 658 nm, se pulió y se le hizo un depósito de plata, se implementó en el dispositivo a desarrollar y se sometió a la detección de ondas de choque generadas por láser y por rompimiento dieléctrico. Finalmente se le removió el depósito para probarla en la detección de ondas de choque producidas por detonación.

V.1 Ondas de choque generadas por concentración láser

En la Gráfica 5 se despliegan las señales capturadas por los 4 canales del osciloscopio, dichos canales son:

1. Salida del detector balanceado sin filtrar.
2. Salida del detector balanceado filtrada (>80 kHz).
3. Señal de Trigger, luz del láser YAG:Nd captada por un fotodiodo.
4. Señal del hidrófono de aguja de PVDF.

Las cuatro graficas se despliegan en columna, sincronizadas en la escala temporal, aunque cada una tiene su propia escala vertical. Estas gráficas fueron recopiladas en formato txt y reconstruidas en Origin Pro versión 8.0. El pulso de bajada del trigger está acomodado en el tiempo $t=0$. Ahora bien, tal y como muestra la Figura 30, la distancia aproximada de la sonda de fibra óptica al punto de máxima concentración de energía óptica es de un centímetro aproximadamente, lo que traducido en tiempo implica que la llegada de la onda de choque se esperaba a unos 6.6 μs (suponiendo una velocidad igual a la del sonido, 1 500 m/s).



Gráfica 5: Señales recopiladas en concentración de luz láser

Sin embargo, note que no hay señal alguna en ninguna de las salidas del detector balanceado, tan sólo oscilaciones correspondientes a la captura de luz que emite el láser. Esto último se comprobó apagando el láser He-Ne que provee al dispositivo interferométrico, y aún así se seguía percibiendo el mismo tipo de señales. Note que la señal en el caso de la salida sin filtrar tiene más amplitud y una longitud de onda más grande, lo cual se debe precisamente al filtro pasa altas incorporado en la salida del detector balanceado. La salida sin filtrar muestra una componente de alta frecuencia, de la señal mostrada hasta arriba en el canal 1.

Note también que no existe señal alguna en el canal del hidrófono de aguja, lo cual se debe a que la amplitud de las ondas de choque producidas por este medio no son lo suficientemente intensas para ser captadas tan fácilmente. Sin embargo, lo que cabe apreciar en este conjunto de graficas es la ausencia de una señal diferente de oscilaciones armónicas en los primeros dos canales del osciloscopio.

Cabe mencionar que ocasionalmente, en algunos disparos del láser, se producía una especie de interferencia electromagnética que afectaba por igual a todos los canales del osciloscopio, mezclando una corta señal de baja amplitud y alta frecuencia en el mismo punto de tiempo de cada señal.

Las señales en general son bastante carentes de ruido en proporción a su escala vertical y curiosamente no se presenta ninguna señal superpuesta en las salidas del detector, debidas a la luz que emitía la pequeñísima burbuja de plasma. Esto quizás porque no sólo era pequeña y de baja intensidad luminosa, sino también porque el espectro de frecuencias de este tipo de plasmas se ubica más bien hacia el ultravioleta con algunas componentes de luz visible. También se llegó a dar el caso en que se disparaba la luz del láser YAG:Nd, pero no se producía plasma en la celda, aún así el detector balanceado seguía capturando señales sumamente similares y repetibles a las de la Gráfica 5, lo cual comprueba una vez más que las señales son causadas por la detección de la misma luz láser.

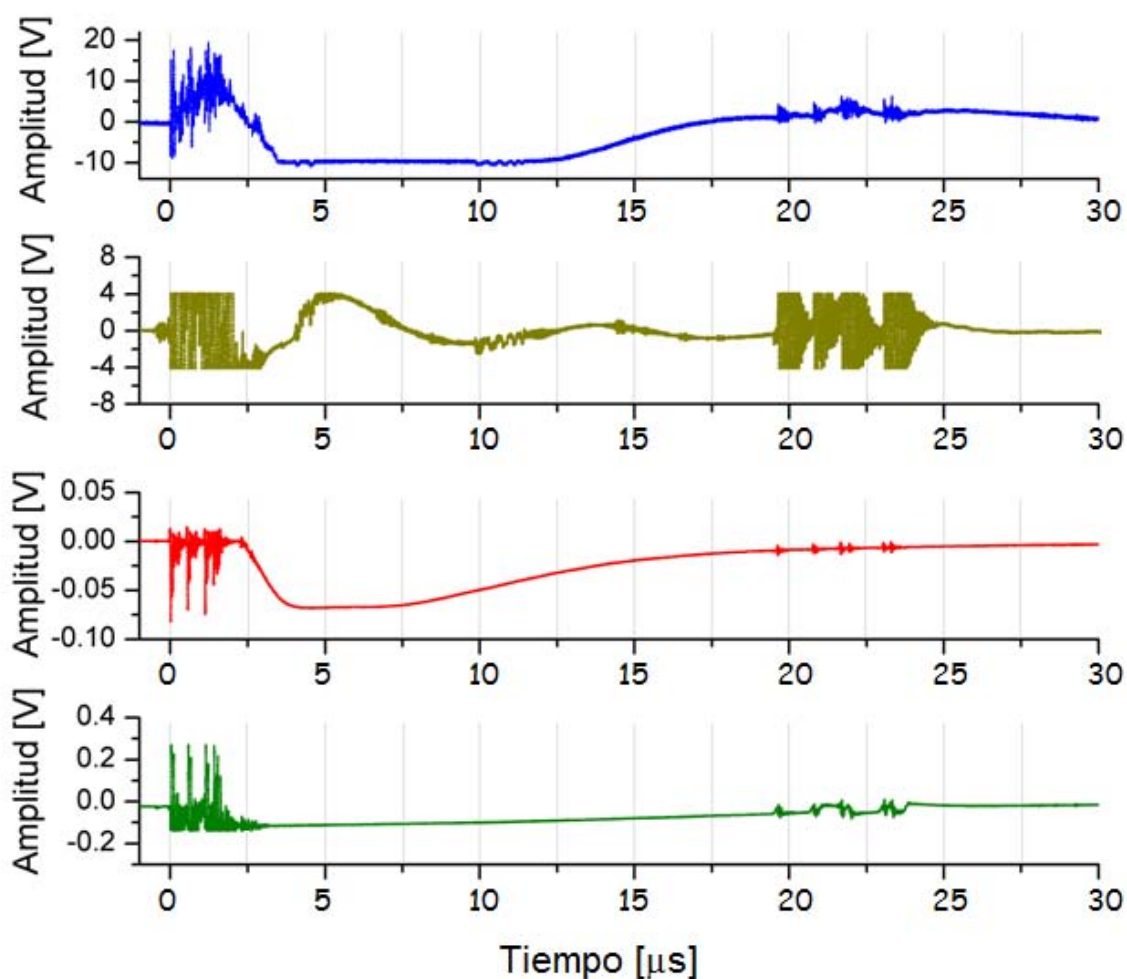
V.2 Detección de señales producidas por rompimiento dieléctrico

A simple vista la siguiente gráfica parece contener cierta información sin embargo cabe señalar que para estos experimentos, la sonda de fibra óptica se ubicaba aproximadamente a 4 cm de la bujía, por lo que la onda de choque se esperaría hasta los 26 μs o antes a partir de la señal de trigger, ubicada en el tiempo $t=0$. La Gráfica 6 muestra las señales hasta 30 μs después de dicho trigger y se observa que antes de los 25 μs deja de haber variaciones en todas las señales.

La gráfica presenta grandes oscilaciones de alta frecuencia en los primeros 3 μs de todos los canales, se observa de hecho que el pulso de bajada del canal 3 que se supone es la señal de trigger, no empieza sino hasta los 2.5 microsegundos. Lo que en realidad disparó el trigger del osciloscopio fue la amplitud del ruido electromagnético captado por el fotodiodo.

El canal 1 (correspondiente a la salida sin filtrar del detector balanceado), muestra esta señal de alta frecuencia montada sobre una señal de baja frecuencia durante los primeros 3 μs donde de hecho entra en saturación. La señal sale de saturación hasta los 13 μs con una frecuencia aún más baja y presenta distorsiones de alta frecuencia en los 19.5 μs .

La señal del canal 2 se saturó durante los primeros 2 μs y después presentó oscilaciones de baja frecuencia, justo en los 10 μs y hasta los 12 μs , se superpuso una señal de 0.4 MHz de baja amplitud que de hecho se aprecia también en el canal 1, continuando con la señal de baja frecuencia hasta los 19.5 μs , donde vuelve a presentar oscilaciones de alta frecuencia con una modulación en amplitud casi periódica. Este mismo comportamiento lo tiene la salida sin filtrar del detector, lo que en principio podría parecer que la señal en los 19.5 μs tiene algo que ver con la onda de choque, pero de ser así, el canal 3 correspondiente al fotodiodo no debería presentar señal en ese mismo tiempo, a no ser que se estén emitiendo más pulsos de luz, lo cual no es improbable.



Gráfica 6: Señales producidas por acción de rompimiento dieléctrico

Del canal 3 se aprecia que el pulso de luz en la bujía dura aproximadamente unos 16 μs , y presenta oscilaciones de alta frecuencia y baja amplitud a los 19.5, 20.7, 21.6, 21.9, 23 y 23.2 μs al

igual que los demás canales. Es difícil explicar estas oscilaciones debido a que aparecen en todas las gráficas, recordemos que los canales 1, 2 y 4 miden presión, mientras que el 3 sólo capta luz, y todos los detectores son susceptibles de ser afectados por ruido electromagnético. No obstante hay 2 observaciones que sugieren que dichas oscilaciones son causadas por ondas de choque (ODCH):

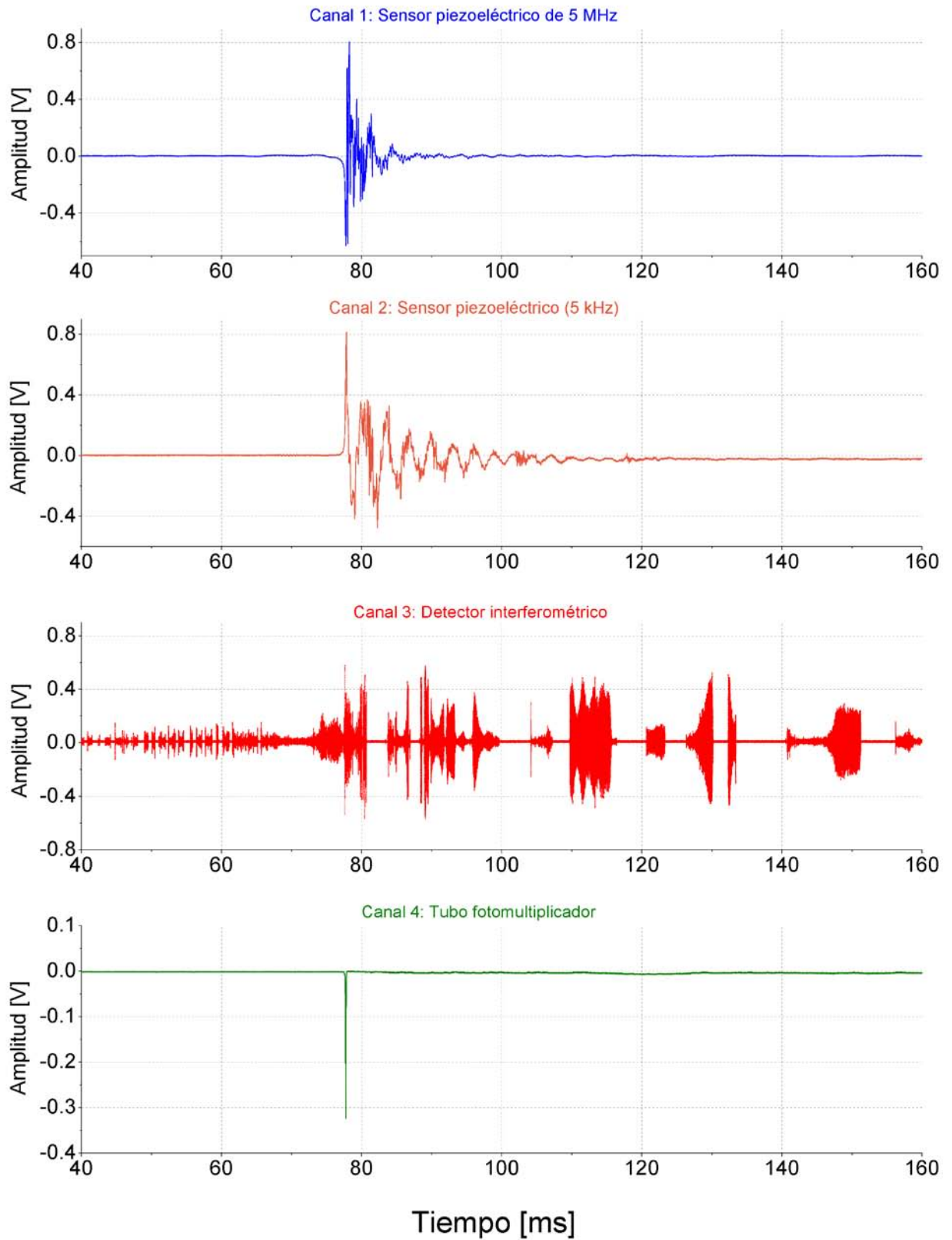
- El cambio en frecuencia es abrupto en la subida y la envolvente de estos pulsos tiene una caída más suave.
- La velocidad promedio que debería tener la onda de choque para cuadrar con la llegada de estos pulsos es de 2050 m/s aproximadamente, lo que concuerda muy bien con el hecho de que las ODCH son emitidas a velocidades supersónicas y tienden a la velocidad del sonido conforme se alejan de la fuente.

Note que el canal 4, que muestra la señal del hidrófono de aguja, presenta superpuesta con los pulsos de alta frecuencia mencionados, una señal de 1MHz desde los 19.5 μ s hasta los 23.7 μ s, lo que coincide con la modulación de la señal en el canal 2, pues el hidrófono se situó a la misma distancia de la bujía que la fibra óptica. Aún así, pareciera que la onda es todavía débil para ser detectada con claridad aunque claro hay mucho ruido electromagnético mezclado para discriminar las señales de interés.

Al principio se pensó que suprimiendo el ruido electromagnético e incrementando la energía en las ondas de choque se vería con más facilidad la onda de choque, para lo cual se produjeron detonaciones según se describe en el apartado IV.3. Sin embargo, el resultado fue desalentador pues las señales encontradas no tenían información alguna de ningún tipo, ni siquiera ruido, salvo por el hidrófono de aguja que detectó una onda acústica de baja velocidad. Fuera de eso el detector balanceado no arrojó absolutamente nada, por lo que probablemente la onda generada no alcanzó la velocidad mínima para considerarse onda de choque, lo que a su vez no produjo un cambio en el coeficiente de reflexión de la fibra que pudiera ser detectado por el fotodiodo.

V.3 Señales producidas en el tubo en U

Finalmente, las siguientes gráficas fueron adquiridas en una corrida experimental y corresponden otro tipo de sensores. Para el canal 1 se usó un sensor piezoeléctrico de 5 MHz de ancho de banda, para el canal 2 se empleó un sensor piezoeléctrico de pastilla para medir la fuerza impulsiva del pistón líquido del tubo en U. Para el canal 3 se registró la salida filtrada del detector balanceado, y finalmente en el canal 4 se muestra la señal de un tubo fotomultiplicador que capturó la emisión de luz producto de la cavitación. El trigger se implementó en un canal externo (no desplegado) disparado por el generador de pulsos que abre la electroválvula.

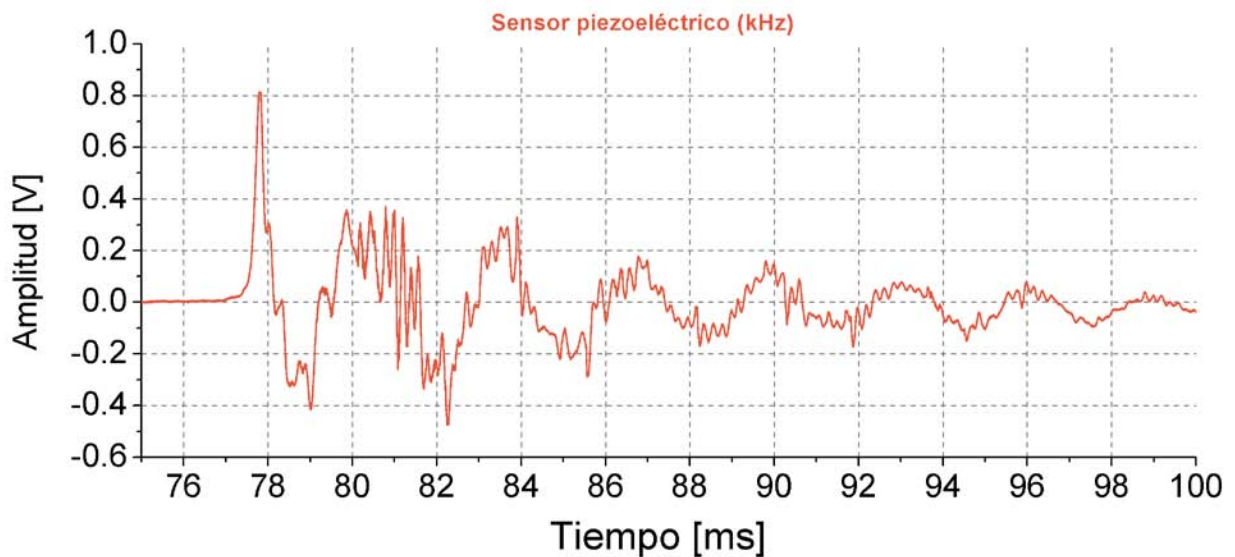


Gráfica 7: Señales recopiladas directo de la cavitación del tubo en U

Las 4 señales se muestran en una misma escala de tiempo pero con escalas de voltaje individuales, la [Gráfica 7](#) es únicamente para fines comparativos y cualitativos pues en seguida se despliegan cada señal por separado y ampliada en la región de interés, seguido de la discusión pertinente.

Cabe mencionar que el tiempo que tarda en desplazarse el pistón líquido hasta la cavidad cónica y comprimir el gas es de 76 ms en promedio. Note que todos los canales en la [Gráfica 7](#), a excepción del canal 3 (detector interferométrico), presentan señal sólo hasta pasados los 70 ms.

Por razones comparativas que veremos más adelante, comenzaremos analizando la señal del canal 2 (sensor piezoeléctrico con ancho de banda de 5 kHz).

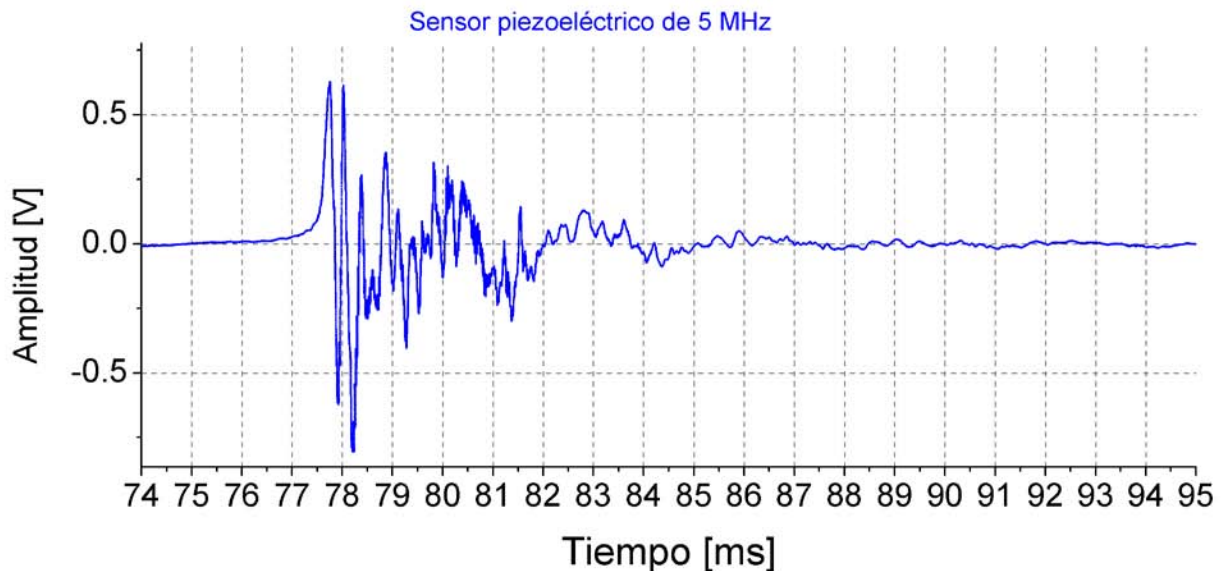


Gráfica 8: Señal de fuerza impulsiva

La principal componente de la [Gráfica 8](#) consiste de oscilaciones de relativa alta amplitud y con un periodo muy constante de 3.1 ms, es decir una frecuencia de 322 Hz.. Esta frecuencia es cercana a la frecuencia de resonancia del tubo en U con carga, que se midió en 318 Hz, por lo que no es de interés. El hecho de que se extienda sólo hasta los 120 ms como se aprecia en la [Gráfica 7](#), se debe a que el tubo en U se sujetó fuertemente a la mesa óptica y se reforzaron los soportes para impedir vibraciones laterales del tubo; de otro modo el tubo no sólo vibraría por más tiempo sino que además se desplazaría lateralmente impulsado por la inercia del pistón líquido.

Para esta señal la subida del primer pulso comienza en los 76.45 ms y tiene un máximo en los 77.8 ms, es decir que comprende una duración de 1.35 ms, tiempo durante el cual se lleva a cabo la compresión de la cavidad cónica. La máxima frecuencia presente es de 2600 Hz que en

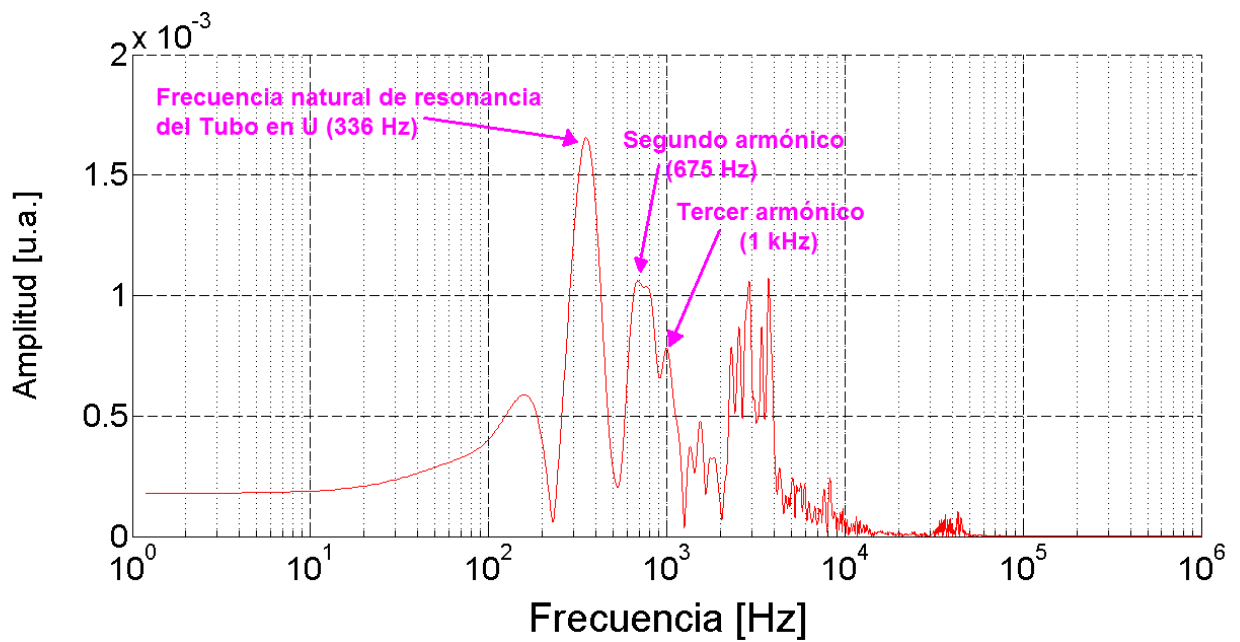
principio supone únicamente ruido. Información muy similar se encuentra en la gráfica del canal 1, que corresponde con un sensor piezoeléctrico de membrana con un ancho de banda de hasta 5 MHz. La Gráfica 9 presenta la señal de dicho sensor ubicado en la parte superior del cabezal cónico directamente arriba del vértice del cono. Este sensor recopila la información de la compresión del gas dentro de la cavidad, por transferencia de presión a través de una ventana de cuarzo de 3 mm de espesor. El motivo original de esta ventana es para observar con fotomultiplicador desde arriba, sin embargo la dureza del cuarzo nos permite también acoplar este tipo de sensores sin pérdidas significativas en la transferencia de energía por vibraciones u absorción del material.



Gráfica 9: Acercamiento a la señal del sensor piezoeléctrico de membrana (5MHz)

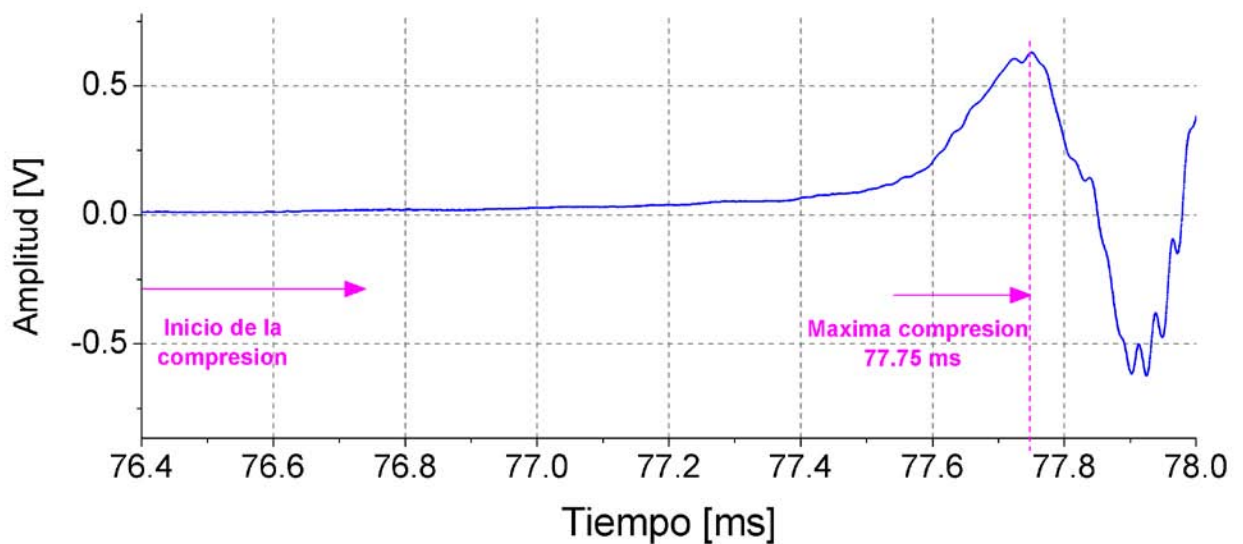
Para fines analíticos, ésta gráfica se muestra invertida en la escala vertical y ampliada en escala temporal. Se observa que el primer pulso que se aprecia en la Gráfica 7 consta en realidad de dos picos muy cercanos de $0.63 V_p$ de amplitud, seguido de más pulsos que decrecen en amplitud para convertirse en oscilaciones cada vez más tenues, estas oscilaciones continúan hasta los 100 ms antes de desvanecerse por completo y forman una envolvente con una frecuencia predominante de 336 Hz, por lo que muy probablemente se trate nuevamente de la frecuencia natural de resonancia del tubo en U.

Adicionalmente se observa que hay otras dos frecuencias predominantes, la primera corresponde con la separación promedio entre máximos consecutivos de 0.28 ms, e implica una frecuencia de 3.57 kHz. La segunda es menos perceptible a simple vista, sin embargo un espectro de Fourier revela que están presentes al menos dos armónicos más de la frecuencia fundamental de resonancia del tubo en U.



Gráfica 10: Espectro de Fourier de la señal piezoeléctrica de compresión.

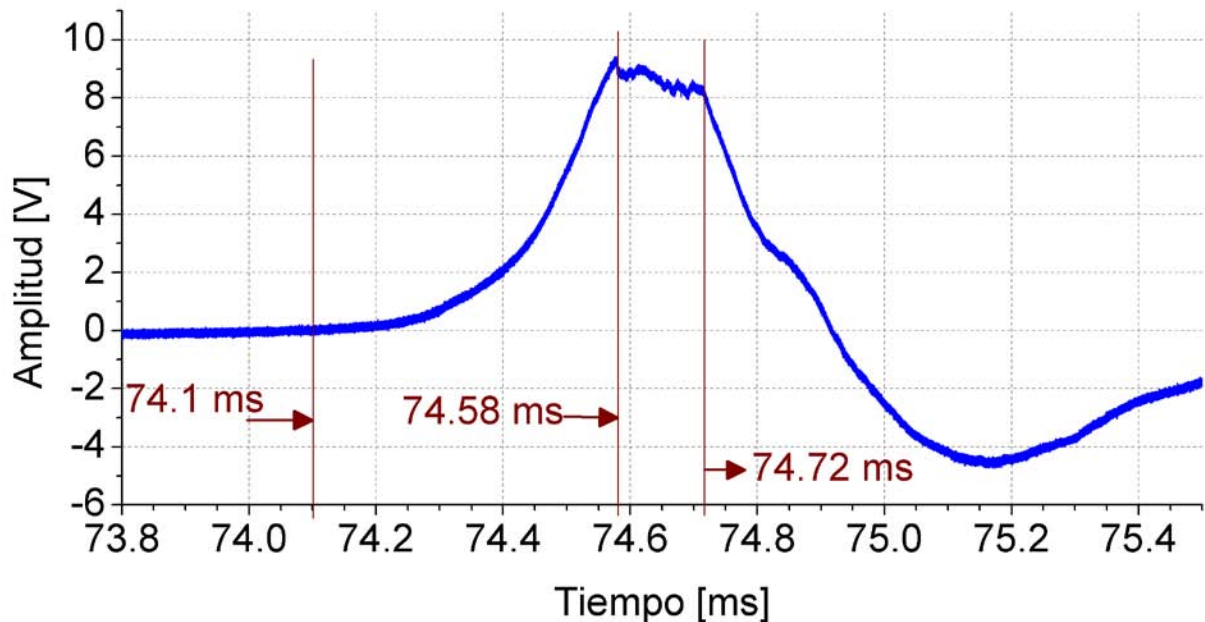
A continuación, la Gráfica 11 muestra un acercamiento más de la misma señal, la cual revela que el primer pulso presenta un máximo en los 77.75 ms, este pulso comienza su asenso desde los 76.4 ms lo que implica un tiempo de compresión de 1.35 ms; este tiempo coincide con el de la señal naranja de la Gráfica 8 (sensor de fuerza impulsiva), con la única diferencia de que el sensor de membrana (Gráfica 7 canal 1) responde 0.05 ms antes que el de pastilla (Gráfica 7 canal 2).



Gráfica 11: Máximo acercamiento a la región de compresión

Lo anterior se debe en parte a la posición en que se ubicó cada sensor pero sobre todo a sus características. Aunque ambos son piezoeléctricos, el del canal 2 tiene una mayor área sensible y percibe las perturbaciones directamente a través de un encapsulado metálico (por ello se le denomina “de pastilla”); esto le reduce el ancho espectral pero le brinda una mayor sensibilidad y le permite dar señales de mayor amplitud. El del canal 1 en cambio, tiene un área menor y ésta se conforma de una membrana acoplada al elemento piezoeléctrico mediante una pasta, esto le permite ampliar su espectro pero a costa de la amplitud. Éste último se ubicó directamente arriba del vértice de la cavidad cónica, mientras que el sensor de pastilla se colocó adherido al armazón metálico que contiene a la cavidad cónica, y es natural que el impulso tarde más en llegar.

Una característica más de esta señal, es un aspecto que no se aprecia en estas gráficas debido a una escasa resolución de muestreo, pero que es importante mencionar. Otros experimentos bajo las mismas condiciones y con el mismo sensor piezoeléctrico de 5 MHz, muestran que el máximo de presión es en realidad un pico seguido de oscilaciones de alta frecuencia que culmina con la desaparición de dicha frecuencia y comienza la etapa de relajación (Gráfica 12).



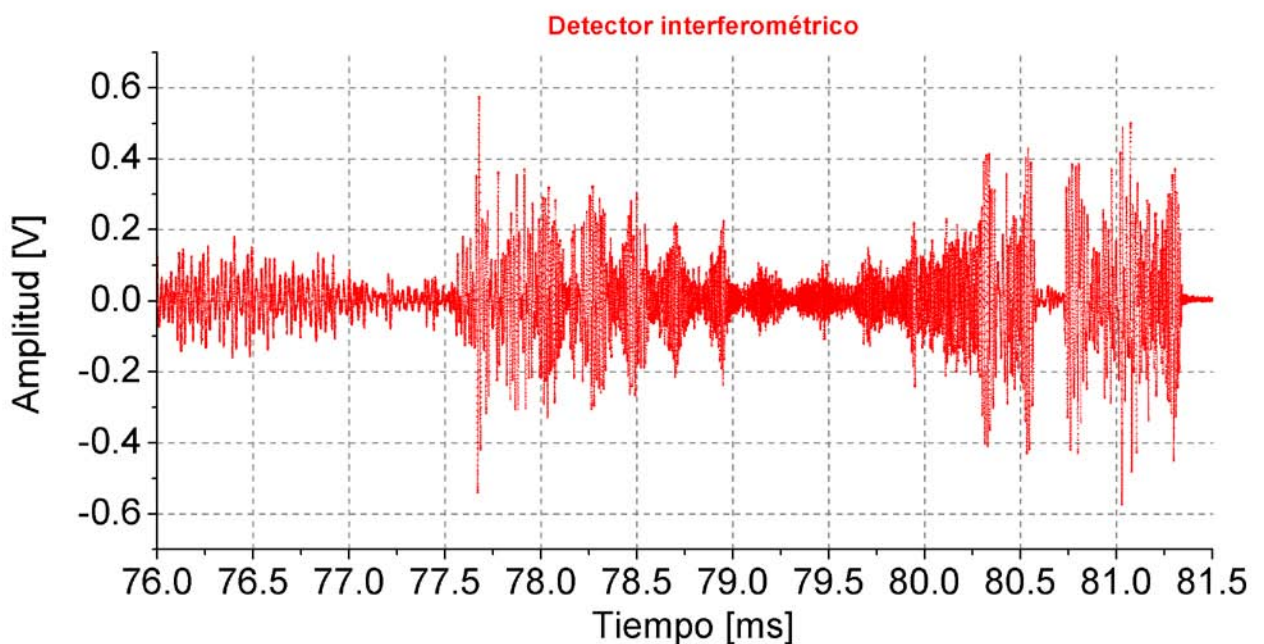
Gráfica 12: Alta frecuencia en el máximo de presión

Videos de alta velocidad del ascenso de líquido en la cavidad cónica, muestran que esta frecuencia predominantemente en 5 kHz, se debe a oscilaciones en la presión, pues se observa que la interfase del fluido no permanece estática sino que oscila alrededor de una posición. La frecuencia es muy alta como para deberse a rebotes acústicos a lo largo del tubo en U (resonancia

del tubo en U), sin embargo pudiera tratarse de rebotes acústicos dentro de la misma cavidad cónica, pues tal frecuencia también está presente en la señal interferométrica (Gráfica 7 canal 3).

Ahora bien, la señal de real interés del trabajo es la que arrojó el detector interferométrico, la cual se presenta a continuación por separado y posteriormente se analiza en conjunto con las señales del sensor piezoeléctrico de membrana y la señal del tubo fotomultiplicador, pues las ondas de choque que se desean detectar se esperan temporalmente cerca del fenómeno luminiscente. Primero que nada note en la Gráfica 7 canal 3, que la amplitud de la señal antes de la llegada del pulso luminiscente es en promedio más baja que las oscilaciones de la señal después del pulso de luz.

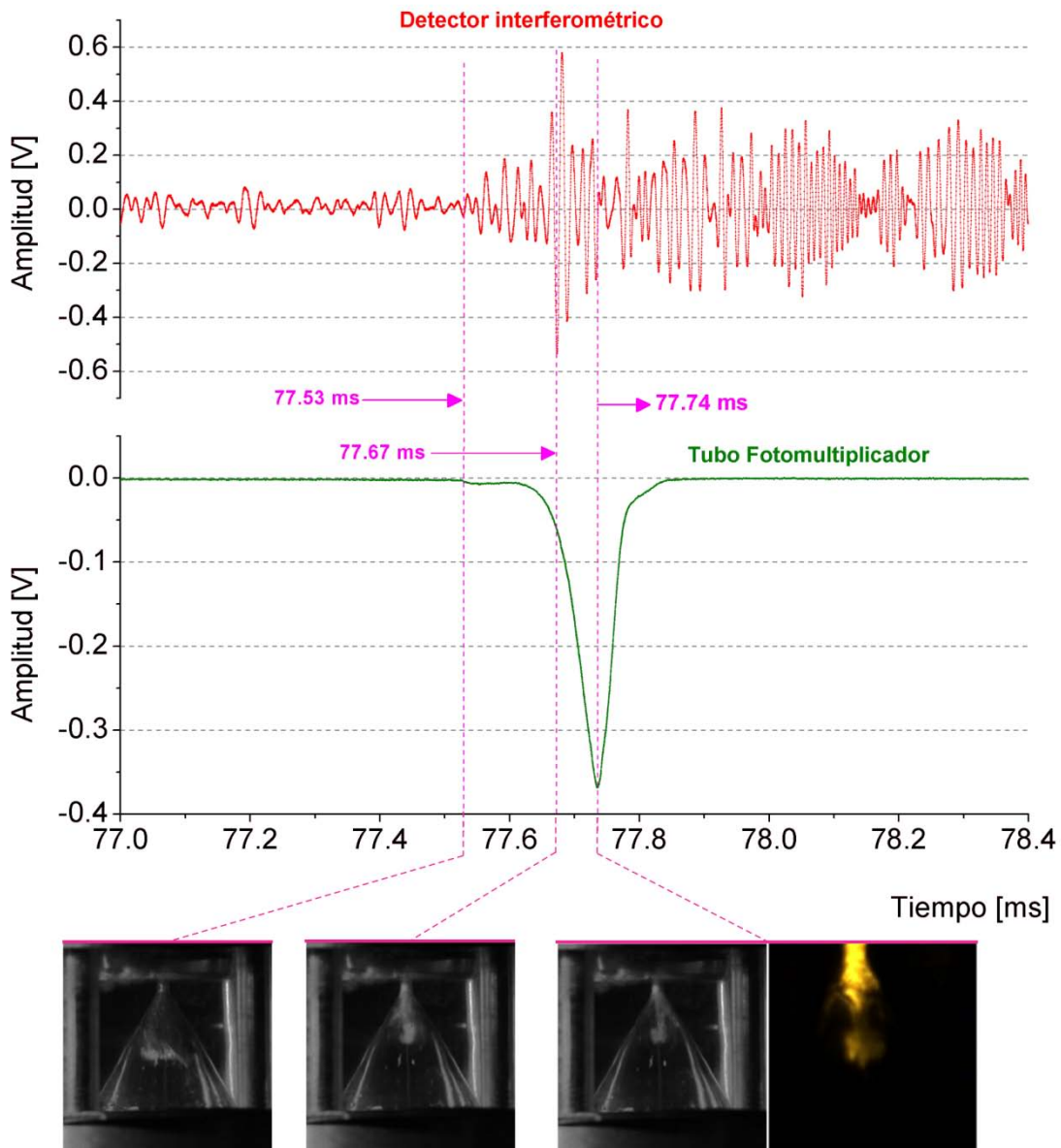
La Gráfica 13 a continuación muestra la señal de interés, correspondiente al canal 3 de la serie de señales presentadas en la Gráfica 7, pero ampliada en la escala temporal en el intervalo de interés. Por sí sola esta gráfica es difícil de analizar a simple vista, pero en conjunto con la señal del pulso de luz se aprecia cierta sincronía de eventos (Gráfica 14).



Gráfica 13: Señal interferométrica del detector balanceado

Hasta ahora se puede apreciar que la señal del detector interferométrico presenta una cierta amplitud de ruido durante los primeros 70 ms del oscilograma (Gráfica 7), y cuyo valor promedio se midió en $0.8 V_{pp}$, esta amplitud se atribuye a la presencia de luz láser dentro de la cavidad cónica llena de gas; es decir, un nivel de referencia de la presión debida al gas. Luego hay una disminución evidente en la amplitud de este ruido y justo después de los 77.5 ms

transcurridos hay un incremento considerable en la amplitud de la señal. Posteriormente la señal presenta una modulación en amplitud que se extiende por 4 ms y que explicaremos más adelante. De momento nos ocuparemos en analizar solamente la señal en cuestión, en $\pm 500 \mu\text{s}$ alrededor del pulso luminoso registrado por el canal 4.



Gráfica 14: Señal interferométrica y pulso de luz

En la Gráfica 14 se muestra el pulso de luz tal y como se produjo del fotomultiplicador sin invertir la escala vertical, las líneas en rosa remarcan el instante de tiempo en que se producen tres eventos importantes. El primero de ellos marca el comienzo del incremento en la amplitud de la señal interferométrica, el cual coincide con la aparición de un pequeño bisel en la señal del fotomultiplicador, esto ocurre justo a los 77.53 ms. Sin embargo, no es sino hasta los 77.67 ms que

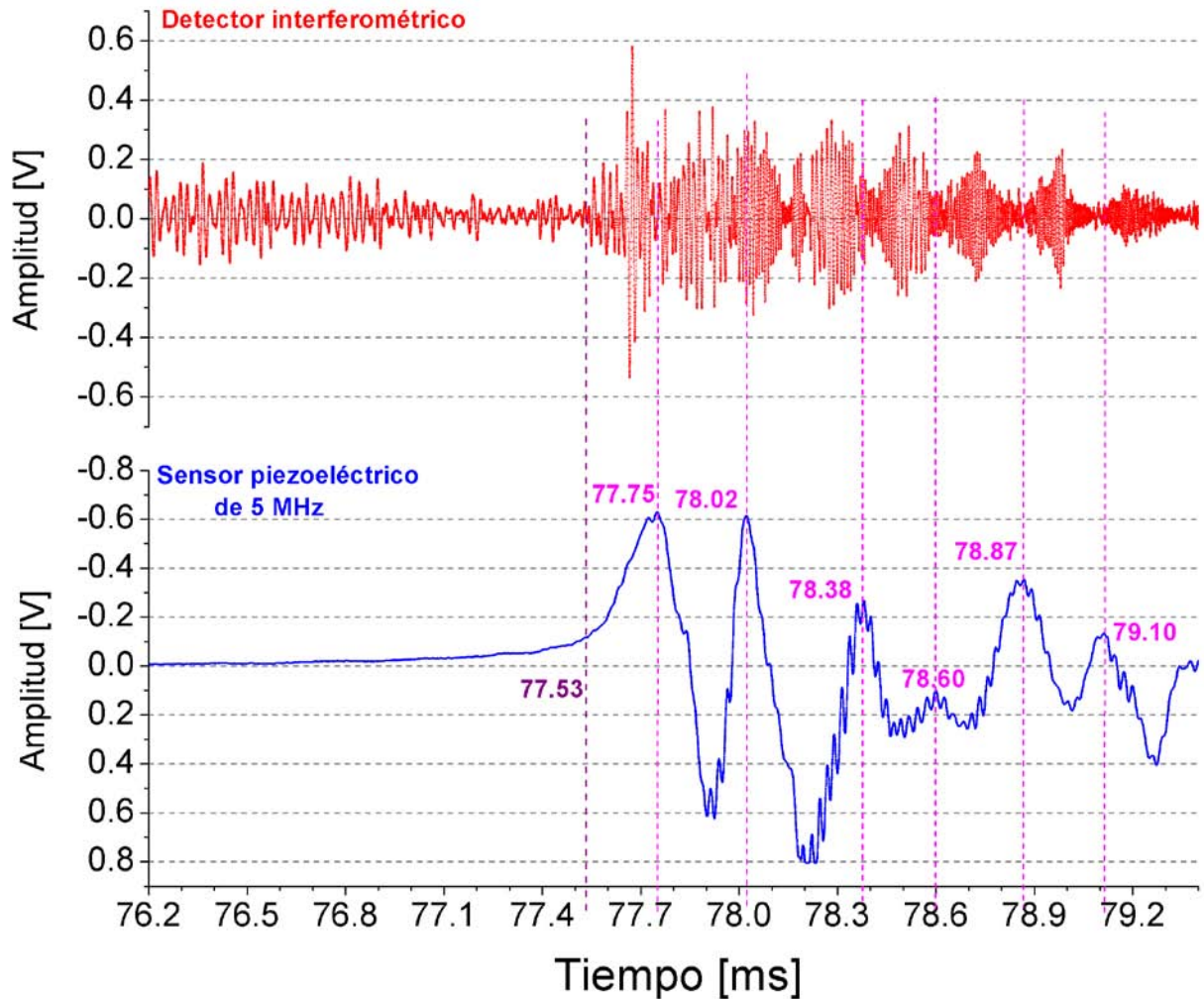
la señal interferométrica presenta su máximo de amplitud, pocos microsegundos después, el fotomultiplicador presenta su máximo de intensidad a los 77.74 ms.

La coincidencia del primer evento se explica fácilmente por el ascenso de la columna de líquido, en la parte inferior de la gráfica se muestran 3 fotogramas de un video de alta velocidad de la cavidad del tubo en U, correspondientes al tiempo señalado en rosa. La interfase agua-gas actúa como una pared reflectora que, conforme va ascendiendo, inevitablemente incrementa la cantidad de luz que recibe el fotomultiplicador, al mismo tiempo que la sonda (no mostrada en los fotogramas) del detector balanceado es inundada por el pistón líquido, lo que desde luego cambia la reflectividad de la interfase.

Note que transcurren 70 μ s desde que hay un máximo en la señal interferométrica hasta que el pulso de luz alcanza su máxima intensidad. Sin embargo recordemos que la señal roja mide la intensidad de luz reflejada por la sonda óptica, y la reflectividad disminuye conforme aumenta la presión (Gráfica 4); por lo que esperaríamos que la señal interferométrica tuviera menor amplitud a mayor presión y viceversa (dentro de sus límites de detección). La Gráfica 15 muestra el comportamiento descrito mediante la comparación en escala temporal de las señales interferométrica y del sensor piezoeléctrico.

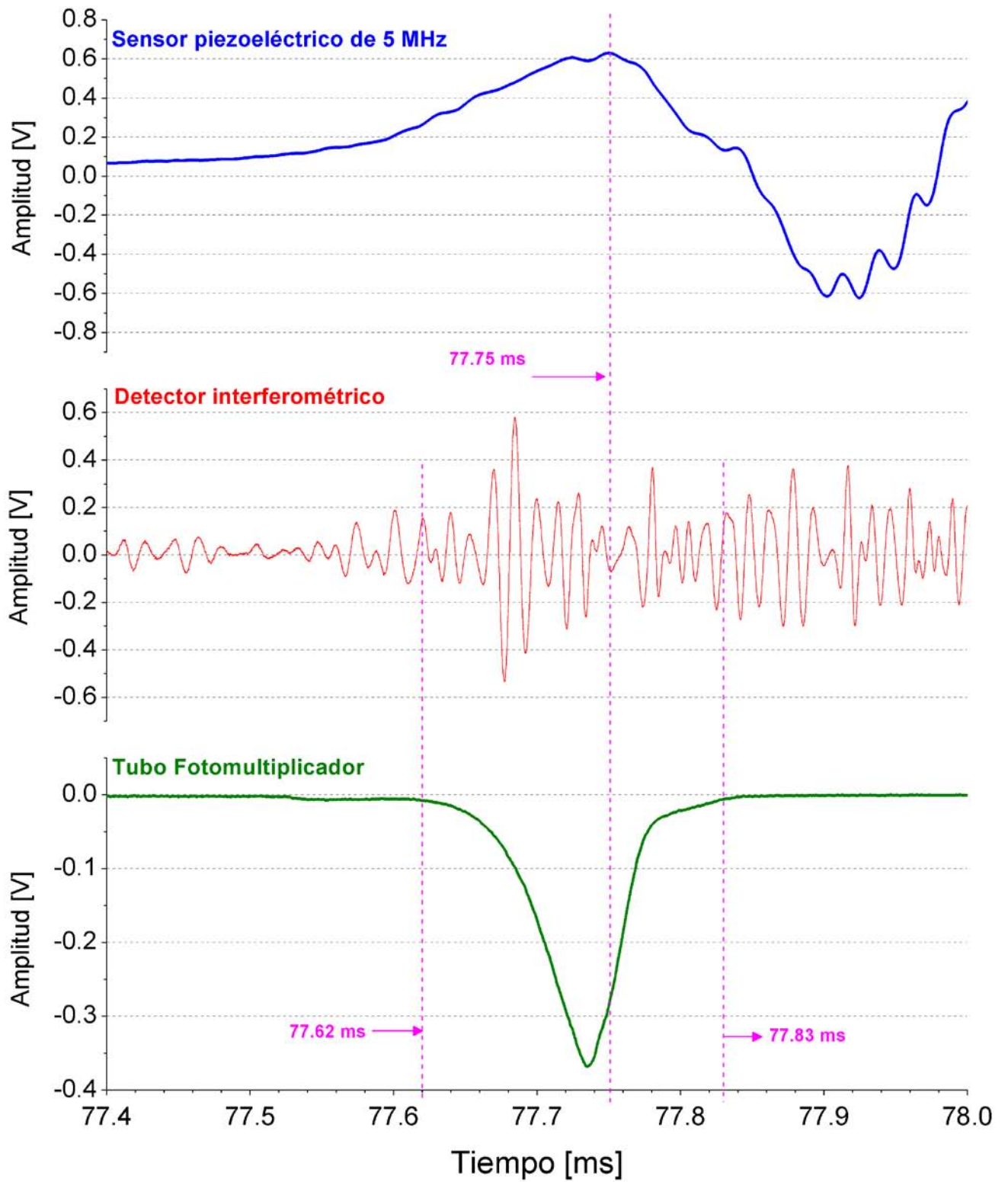
Se observan claramente los primeros 6 máximos de la señal piezoeléctrica y se han etiquetado con el instante de tiempo en que ocurren, todos estos picos coinciden temporalmente con mínimos en la amplitud de la señal interferométrica. Si bien los primeros 2 no son tan evidentes a esta escala, una ampliación en la Gráfica 16 muestra la coincidencia del primer máximo. Incluso en la Gráfica 15 se aprecia que la amplitud de la señal en rojo comienza a disminuir desde los 76.4 ms correspondientes al inicio de la compresión de la cavidad. Este comportamiento fue predicho correctamente por las ecuaciones (11), (13) y (14).

Ante estos hechos, el detector interferométrico parece responder de manera similar al sensor piezoeléctrico de 5 MHz, salvo que no hay aún una explicación del por qué hay un aumento abrupto en la amplitud de la señal interferométrica a los 77.67 ms, este fenómeno no coincide ni con la máxima emisión de luz ni con la máxima compresión de la cavidad, sino que se presenta antes de los dos. Una posible explicación, a confirmar en los análisis de frecuencia, es que se haya emitido una onda de choque antes de la máxima compresión, aún en medio gaseoso, y que el cambio de fase de este pulso haya modificado de algún modo su perfil de presión o bien, la intensidad de luz que refleja la interfase de la barra de BK7.



Gráfica 15: Coincidencia de mínimos y máximos de las señales interferométrica y piezoeléctrica

En la Gráfica 16 se aprecia también que el fotomultiplicador detecta emisión de luz desde los 77.62 ms hasta los 77.83 ms, sin embargo hay una diferencia entre el comienzo y el final del pulso; mientras que el incremento de amplitud es una curva suave, el decremento es uniforme hasta los 77.77 ms, enseguida cambia notoriamente la pendiente de la curva y continua decreciendo hasta que deja de haber luz. Este comportamiento se atribuye a la emisión de otro pulso local de luz que se superpone al principal justo desde los 77.77 ms hasta los 77.83 ms, dando lugar a la deformación de la curva original. Este fenómeno ocurre frecuentemente en las emisiones de este tipo y se ha llegado a presentar antes y después del pico de emisión principal. Aparte, la presencia de luz no parece afectar a la señal interferométrica, sin embargo ésta presenta otro pico de amplitud justo en el momento en que cambia la pendiente de la curva verde, lo que encaja con el supuesto de la emisión de un pulso de luz secundario.



Gráfica 16: Acercamiento temporal de las señales

Por otro lado, recordemos que las ondas de choque, o mejor dicho los frentes de choque no presentan periodicidad, frecuencia ni ninguna otra propiedad ondulatoria, por lo que se busca estudiar más que nada los cambios abruptos de amplitud. Lamentablemente, la sonda implementada carece de estabilidad suficiente al producir ruido que dificulta encontrar dichos cambios. Antes de pasar a los análisis de frecuencia vale la pena mencionar varios hechos.

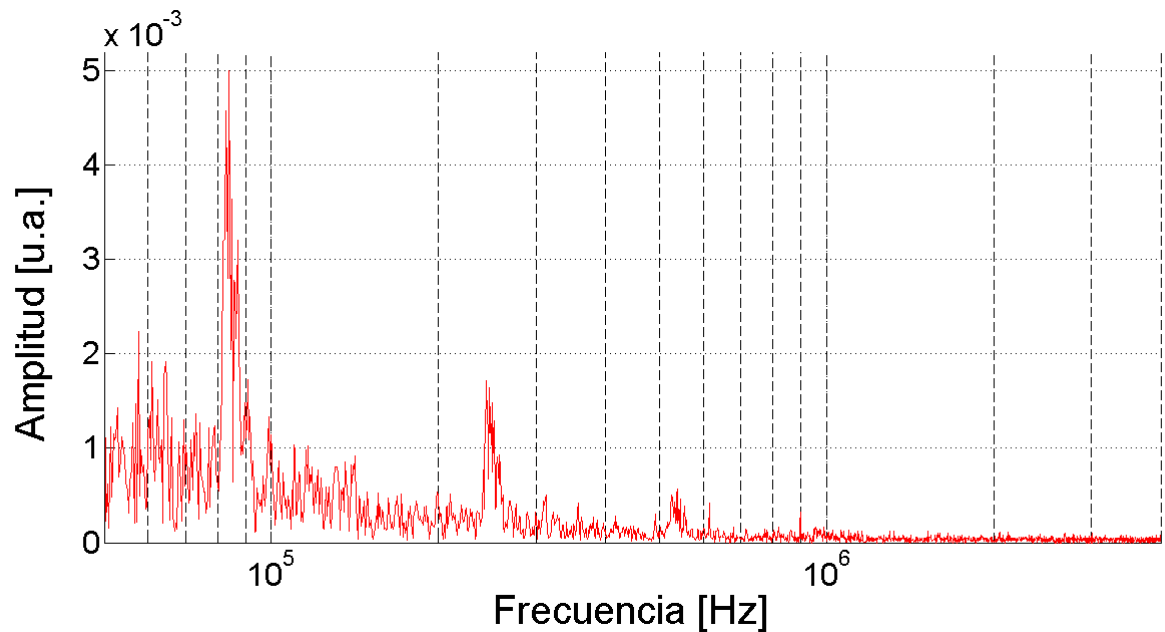
Anteriormente se encontró que la cavidad está sometida a presión durante 1.35 ms, después de ello sigue un proceso de relajación superpuesto con breves lapsos de aumento de presión (debidos a los rebotes de la onda acústica dentro del tubo en U), para que finalmente el pistón líquido comience a abandonar la cavidad. De la [Gráfica 16](#) se puede apreciar que el pulso de luz se desvanece hasta 80 μ s después de la máxima compresión; así mismo el proceso de relajación de la presión dura hasta los 81.3 ms según la [Gráfica 13](#), después de ello no se espera en realidad nada. Videos de alta velocidad de la compresión de la cavidad cónica concuerdan muy bien con el perfil de presión de la [Gráfica 13](#), y han mostrado que el pistón líquido comienza a abandonar la cavidad a los 81.6 ms en promedio, lo cual indica ausencia total de presión; incluso el "hueco" (ausencia de señal) de la señal interferométrica que va de los 80.63 ms hasta los 80.73 ms, encaja con un aumento en la presión verificado en los videos de alta velocidad. Así pues, toda la información que puede proporcionar el detector balanceado está contenida en el intervalo de 76.4 ms hasta 81.3 ms, por lo que todo lo que se observa en el canal 3 de la [Gráfica 7](#) después de este valor de tiempo, no es más que ruido y saturación del sensor debido tanto al movimiento y vibración del tubo en U, como a la nube de burbujas y espuma que se forma en las paredes de la cavidad después de que baja la presión.

El siguiente análisis consiste de aplicar la transformada de Fourier a la señal interferométrica, tanto a la señal completa como a ciertas zonas de interés, lo que en principio nos permite discriminar algunas frecuencias. Como de hecho, la señal fue obtenida a través de un filtro activo pasa altas de 4^o orden con frecuencia de corte en 80 kHz, los espectros de Fourier a continuación se despliegan a partir de los 50 kHz, cualquier frecuencia presente inferior incluso a los 60 kHz se considera ruido.

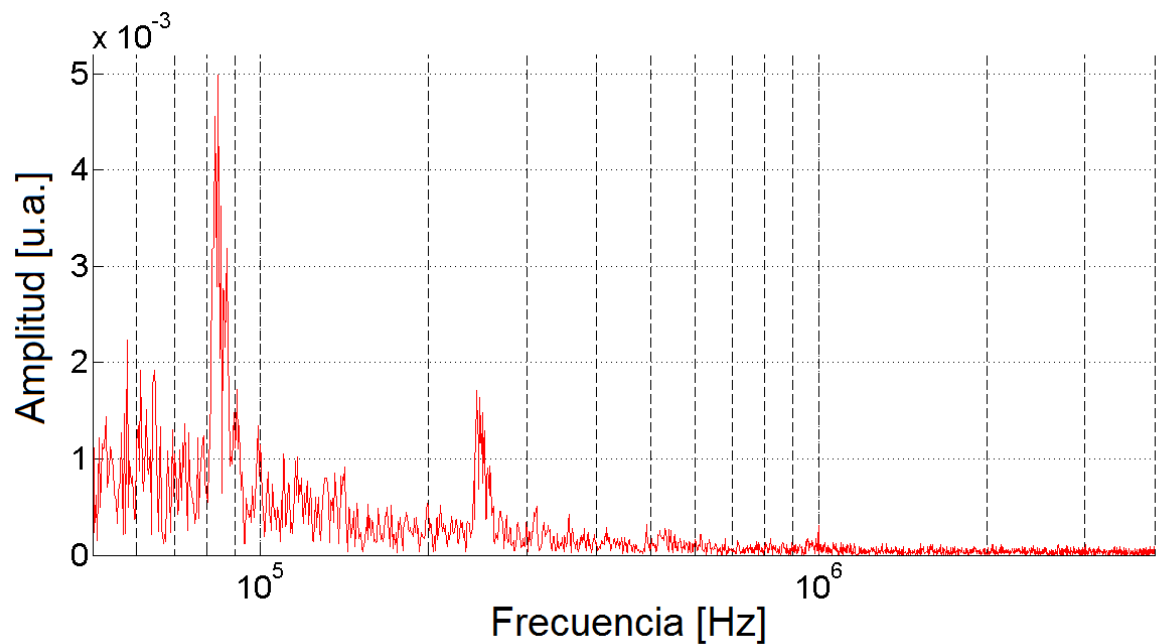
En la [Gráfica 17](#) se observa que la frecuencia predominante se encuentra alrededor de los 83 kHz, una segunda frecuencia se presenta cerca de los 250 kHz y un tercer pico de baja amplitud se ubica en los 540 kHz. Ahora bien, por simple inspección de la señal interferométrica se puede saber que la frecuencia de 83 kHz está presente durante todo el tiempo, a decir verdad es difícil determinar si los demás picos corresponden sólo a la parte de interés o son sólo ruido. Esto último se corrobora obteniendo el espectro de Fourier sólo de la parte de la señal antes de la llegada del pulso de luz. La [Gráfica 18](#) muestra la transformada de Fourier desde 0 ms hasta 77 ms, es decir antes de que siquiera llegue el pistón líquido a la cavidad.

El resultado es muy sutil pero aclara un punto importante, note que los espectros de las [gráficas 17 y 18](#) son prácticamente iguales salvo por el tercer pico de 540 kHz. Mientras que este

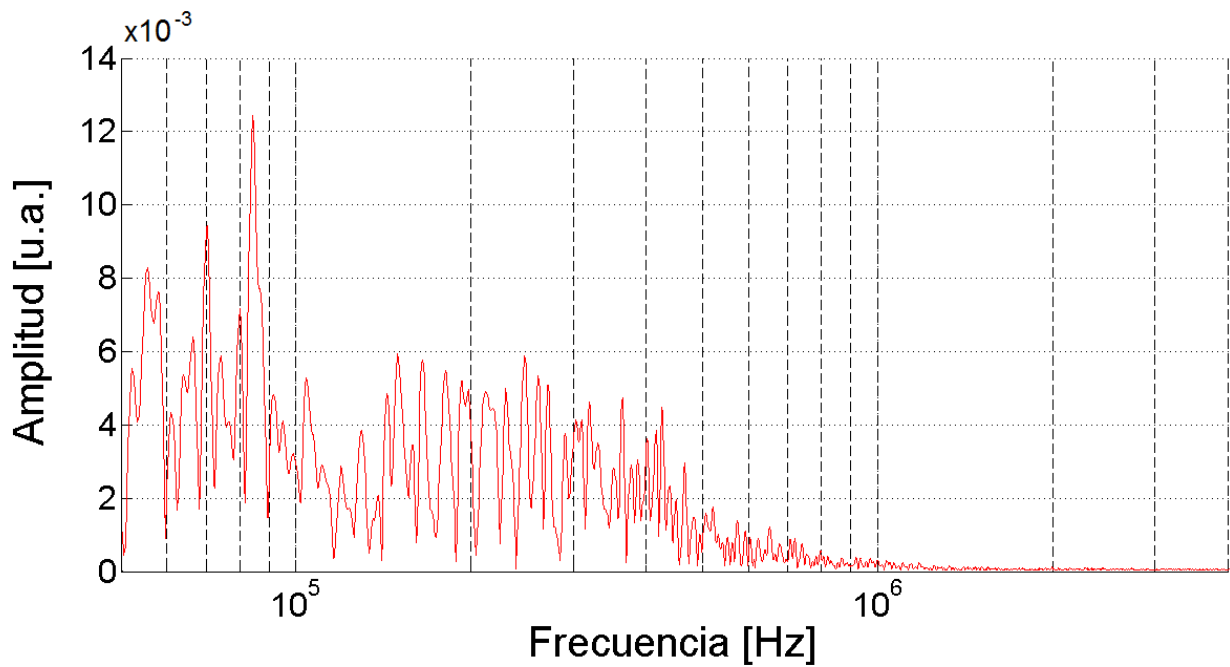
pico es notorio en el espectro de la señal completa (Gráfica 17), apenas se aprecia un ligero levantamiento en el espectro de la parte antes del pulso de luz (Gráfica 18). Esto implica que el pico en cuestión corresponde al resto de la gráfica, por lo que el siguiente paso lógico es obtener el espectro de la señal interferométrica alrededor del punto de interés, es decir del pulso de luz.



Gráfica 17: Espectro de Fourier de la señal interferométrica



Gráfica 18: Espectro de Fourier de la señal interferométrica antes de la llegada del pulso luminiscente

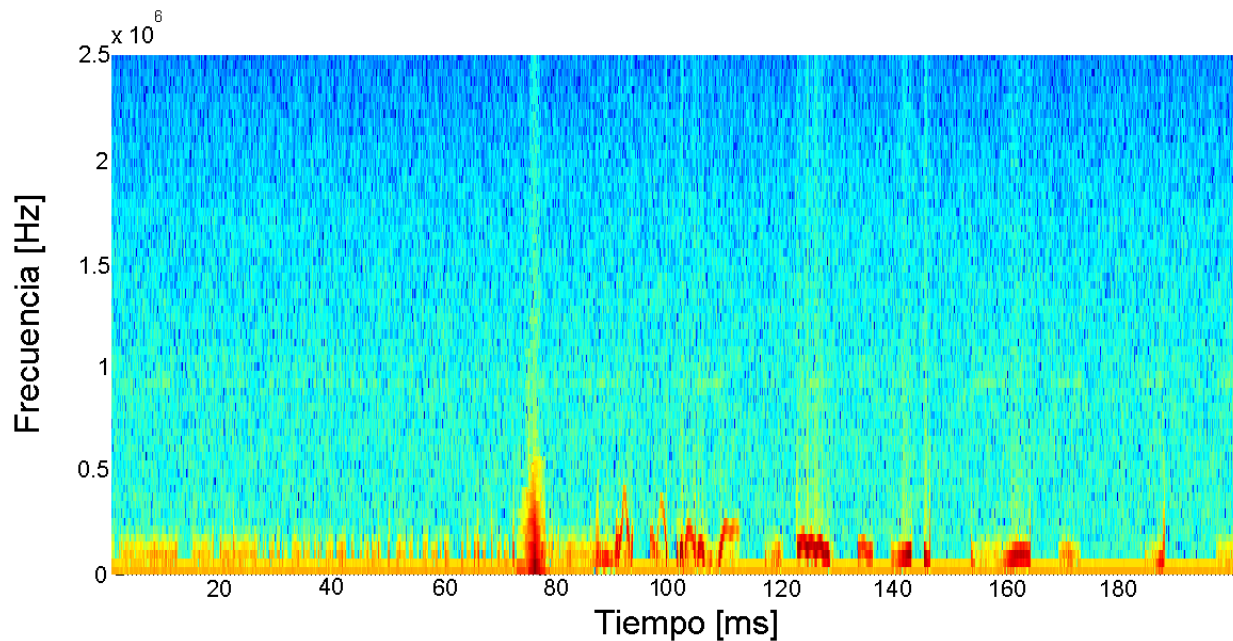


Gráfica 19: Espectro de Fourier de la señal interferométrica durante el pulso de luz

Como se observa, el espectro de Fourier presenta las mismas frecuencias predominantes, la grafica completa es de hecho prácticamente igual a simple vista. La Gráfica 19 muestra el espectro de Fourier de la señal, pero ahora sólo abarca desde los 77.0 ms hasta los 78.5 ms, en que se supone ya ha ocurrido todo el evento. Note que la frecuencia predominante sigue siendo 83 kHz y siguen estando presentes algunas frecuencias inferiores, se puede ver que la señal alcanza frecuencias de más de 0.5 MHz y en general se aprecian más frecuencias en el orden de los cientos de kilohertz. El espectro es ahora muy distinto a los dos anteriores y obedece a que los cambios de frecuencia en el intervalo arriba mencionado son muy poco pronunciados, tal que se pierden en el ruido de la señal completa.

Otro análisis muy útil es el espectrograma o transformada de Fourier en tiempo corto, una gráfica que evalúa no sólo los cambios de frecuencia en el tiempo sino la energía presente en dichas frecuencias, pues permite ver mediante un código de colores la presencia de determinada frecuencia a un tiempo específico. La Gráfica 20 muestra el espectrograma de la señal completa colectada por el detector balanceado, las zonas en azul fuerte indican poca o nula presencia de frecuencias mientras que las zonas en rojo indican abundancia de alguna determinada frecuencia. Se aprecia claramente una línea basal amarilla en el fondo de la gráfica que implica que la mayoría de las frecuencias está por debajo de los 100 kHz, e inmediatamente salta a la vista un primer pico rojo alrededor de los 77 ms. Existen una serie de salientes también en rojo que le siguen al pico principal, pero son más irregulares y menos energéticas, ninguna tiene la forma característica del primero y además se encuentran fuera del intervalo de tiempo de interés; sin

duda corresponden a zonas de la señal con cambios de frecuencia pronunciados, salvo que esos cambios no son información útil por las razones ya mencionadas.



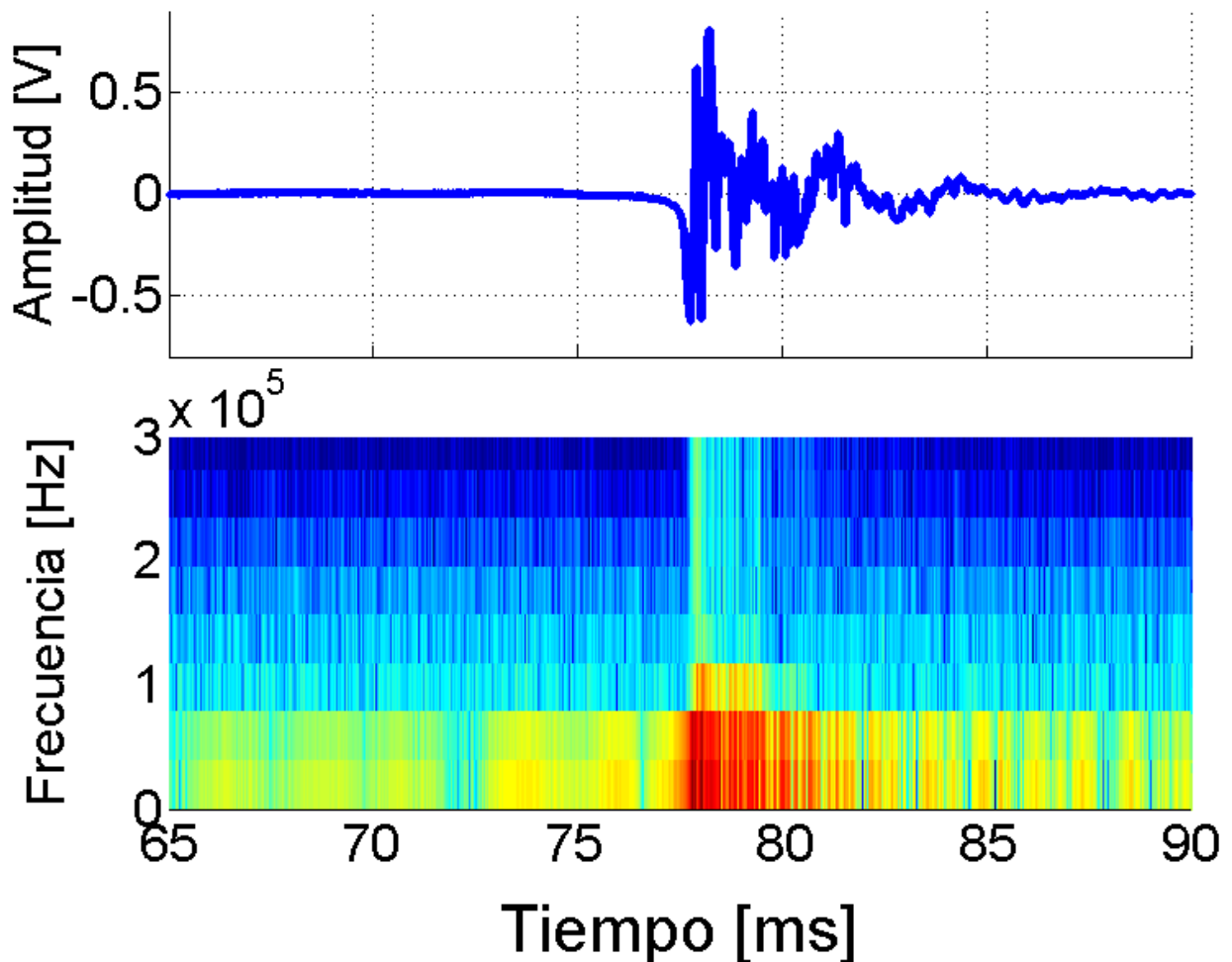
Gráfica 20: Espectrograma de la señal interferométrica

Este pico principal de la Gráfica 20 está centrado en 77.7 ms, que encaja con el máximo de amplitud en la Gráfica 14. por tratarse de una gráfica de frecuencia contra tiempo la envolvente de este pico puede tomarse como un perfil, en este caso de presión, pues una elevación abrupta de amplitud implica un cambio repentino de frecuencia; si bien este cambio en no es abrupto, si hay una fuerte presencia frecuencias de hasta 500 kHz. El hecho de que no hay mayor presencia de frecuencias antes de los 77.6 ms sugiere que el máximo de amplitud encontrado en la Gráfica 14 para la señal interferométrica se trate justamente de una onda de choque. Es interesante que el cambio abrupto fue un incremento y no una disminución de la amplitud como se esperaba; sin embargo cabe la posibilidad de que haya sido el pulso de rarefacción (presión negativa o tensión) lo que captó el detector balanceado.

V.3.1 Análisis comparativo

Debido a que los intentos por caracterizar el instrumento desarrollado no fueron exitosos, y sólo se obtuvieron resultados directamente en la cavidad del tubo en U, este último análisis nos ayuda a comparar la respuesta del detector con un sensor piezoeléctrico y es de ayuda práctica para concluir sobre el pico del espectrograma de la Gráfica 20.

De las, gráficas 9, 13 y15, se observa una cierta similitud entre las señales del sensor piezoeléctrico de 5 MHz con la respuesta del sensor interferométrico, pues la duración de la fase de compresión es prácticamente igual así como el perfil envolvente de las gráficas en la región de interés. A continuación la Gráfica 21 muestra un espectrograma de la señal piezoeléctrica que nos revela que ambos detectores tienen una respuesta similar en frecuencia. Note que la fuerte presencia de frecuencias por encima de 100kHz (marcado en rojo), aparece junto con los primeros picos de la señal, lo que denota un cambio repentino de la frecuencia. Si bien las frecuencias de este sensor no son muy elevadas a pesar de su ancho de banda, es porque éste detecta las vibraciones mecánicas en la superficie fuera de la cavidad, vibraciones que se propagan por un medio sólido; mientras que la sonda del detector interferométrico está sumergido dentro de la cavidad y le llegan directamente los cambios de presión.

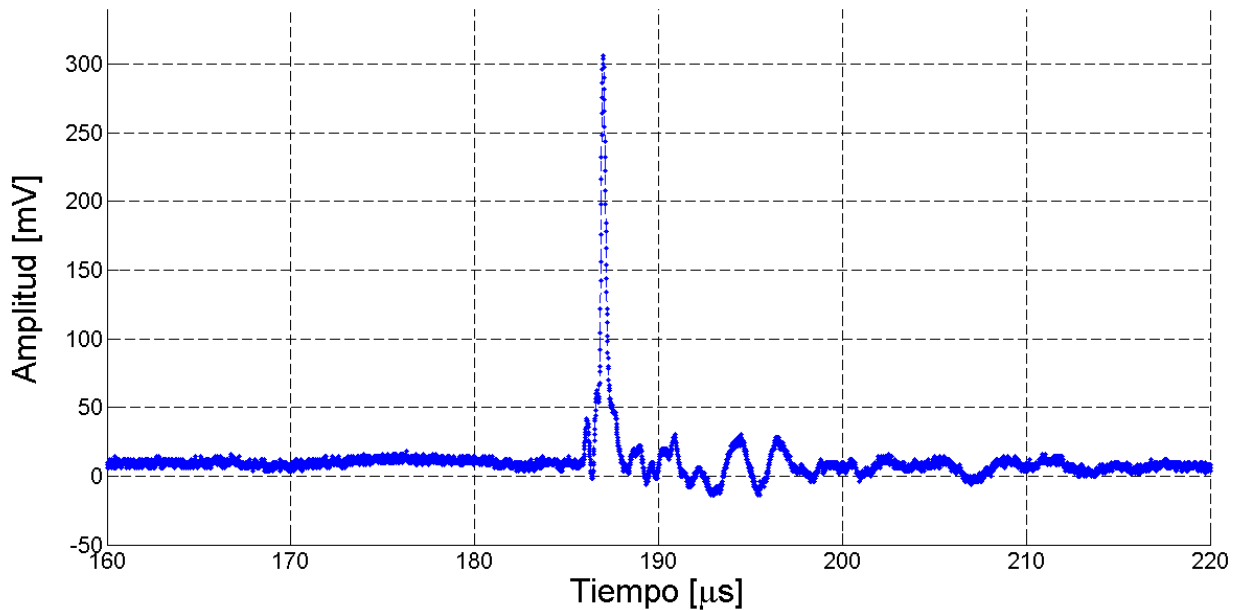


Gráfica 21: Espectro de Fourier de la señal piezoeléctrica de 5 MHz

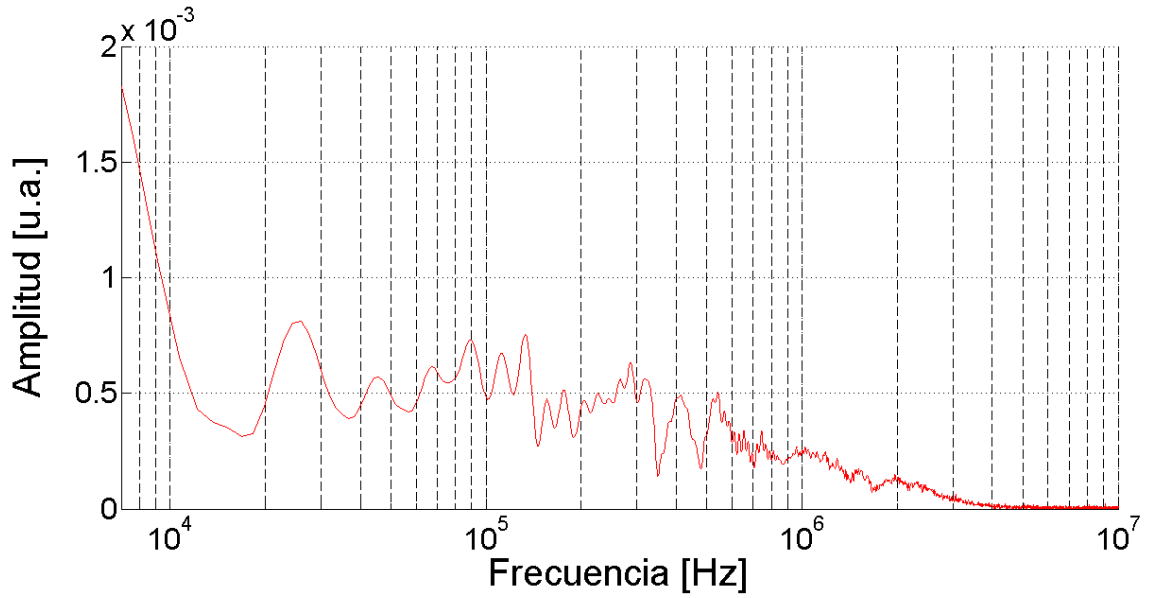
Otra comparación útil, resulta de ver la similitud entre el espectrograma de una onda de choque conocida, con el de nuestra señal interferométrica. Este espectrograma corresponde a la señal de la [Gráfica 22](#), cortesía del Laboratorio de Ondas de Choque del Centro de Física Aplicada y Tecnología Avanzada de la UNAM. Estas ondas son producidas similarmente al método descrito en IV.2 pero a mayor energía, y una vez generadas no se les permite expandirse libremente sino que más de la mitad del frente de choque en expansión es reflejado y concentrado de nuevo mediante un reflector de acero sólido con la geometría interna de un elipsoide de revolución.

Si la onda de choque se genera en el primer foco del elipsoide, rebota en las paredes del reflector y se vuelve a concentrar en el segundo foco del elipsoide. La siguiente onda de choque se midió con un hidrófono PVDF de aguja, marca Imhotep, precisamente en el foco de concentración.

Pese a que el ancho del pulso es menor a los 3 microsegundos, un análisis rápido en el espectro de Fourier demuestra que no hay en si una frecuencia predominante debida al cambio abrupto de voltaje en el hidrófono. Sí se aprecian algunos máximos locales en la [Gráfica 23](#), sin embargo ninguno predomina en amplitud.

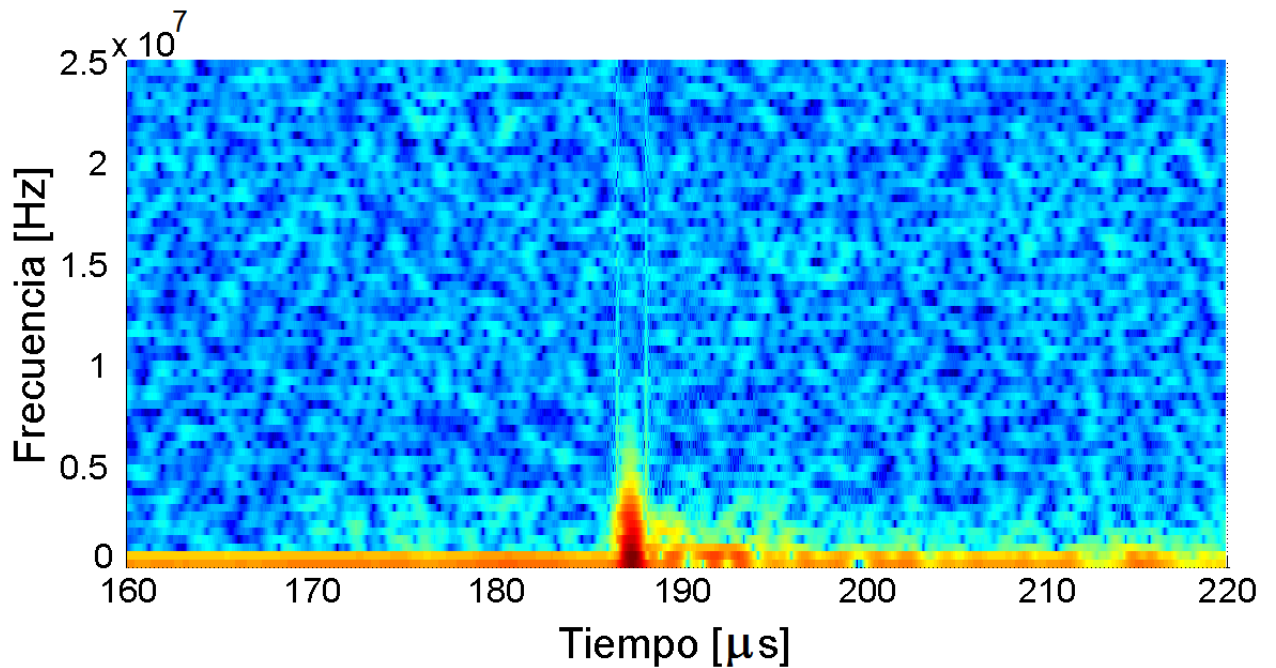


Gráfica 22: Perfil característico de una onda de choque concentrada generada por medios electrohidráulicos



Gráfica 23: Espectro de Fourier de la onda de choque electrohidráulica

Al obtener el espectrograma (Gráfica 24), se observa que hay cierta similitud en la forma del pico principal con el de la Gráfica 20. Note que antes del pico en los 184 μs , el espectrograma muestra relativa poca energía y prácticamente ninguna presencia distinta de cero en la banda de frecuencia.



Gráfica 24: Espectrograma de la onda de choque electrohidráulica

Todos estos análisis comparativos además de lo ya mencionado referente a la [Gráfica 13](#), confirman el funcionamiento del detector interferométrico como sensor de presión aunque con ciertas limitaciones principalmente en la intensidad de las ondas detectables. Además la respuesta del detector interferométrico es muy similar a la del sensor piezoeléctrico de 5 MHz con la ventaja de que el sensor interferométrico está expuesto directamente y es sensible a los cambios de presión dentro de la cavidad. El espectrograma de la [Gráfica 20](#) en comparación con el de la [Gráfica 24](#) confirma que se detectó una onda de choque pocos microsegundos antes de la emisión del pulso de luz, note que la escala en la [Gráfica 24](#) es más pequeña que la del espectrograma de la [Gráfica 20](#), de estar en la misma escala se vería el pulso de ésta última más grueso en comparación con el pulso de la [Gráfica 24](#). Esto nos dice que la presencia de frecuencias en la señal interferométrica duró más tiempo, cosa que es inusual en una onda de choque; una hipótesis más convincente y que de hecho refuerza los resultados encontrados, es que dicho pulso en el espectrograma se conforma de la superposición de dos o más pulsos. Lamentablemente el detector desarrollado no cuenta aún con la resolución óptima para discriminar este tipo de fenómenos, además de que incorpora demasiado ruido.

Conclusiones

Se diseñó un detector de ondas de choque basado en los cambios de reflectividad en la interfase de una guía óptica, y se construyó el mismo conforme el modelo teórico planteado.

Se diseñó e implementó un detector electrónico balanceado ópticamente, acoplado a un amplificador de transimpedancia con filtro activo pasa altas de 4^o orden y frecuencia de corte en 80 kHz.

Según cálculos numéricos el instrumento óptico posee un intervalo de sensibilidad limitado a ondas acústicas de alta energía, de varias decenas de megapascales.

Se sometieron las sonda de fibra óptica del instrumento a diversas pruebas de detección de ondas de choque generadas por distintos medios, lo que reveló deficiencias ya sea en las fibras ópticas o bien en el depósito delgado.

Se elaboró una sonda corta de boro-silicato (BK7) con depósito de plata, el cual se adaptó dentro de la cavidad cónica del tubo en U.

Se detectó mediante la guía óptica de boro-silicato con depósito delgado de plata, la emisión de una ODCH en el interior de la cavidad cónica del tubo en U, antes de la emisión del pulso luminiscente.

El espectrograma de la señal interferométrica sugiere la existencia de más ondas de choque, de menor energía, posteriores a la mencionada anteriormente.

La respuesta del detector interferométrico presenta una gran similitud con aquella del sensor piezoeléctrico de 5 MHz, tanto en el perfil de la señal, así como en su espectrograma.

El sistema de detección balanceado implementado opto-electrónicamente ofrece una gran ventaja en la supresión del ruido causado por las variaciones de la fuente de luz láser. La etapa de amplificación, aunque simple, resultó difícil de implementar debido al ancho de banda que se alcanzó; así como el hecho de obtener una buena relación señal-ruido. Aunque suficiente para muchas aplicaciones, es susceptible de mejoras sustanciales al diseño aquí presentado a fin de mejorar la respuesta electrónica del dispositivo.

Aspectos a mejorar y recomendaciones

Si bien el depósito de plata cumple las características mínimas requeridas por la guía óptica, se recomienda investigar otros métodos de depósito y materiales que maximicen el cambio

en el coeficiente de reflexión, a fin de minimizar la potencia de la fuente láser, así como garantizar una mayor relación señal ruido en el detector balanceado.

Se recomienda ampliamente que los elementos opto-electrónicos de los que está compuesto el dispositivo posean en sus caras recubrimientos antirreflejantes para la longitud de onda que se esté usando, con el propósito de minimizar reflejos no deseados, minimizar las pérdidas de potencia óptica y facilitar la alineación de los elementos.

Si bien el dispositivo montado en una mesa óptica puede llegar a funcionar sin la presencia de vibraciones mecánicas o variaciones debidas a cambios de temperatura, ruido electromagnético, etc.; se recomienda ampliamente la integración de todos los elementos en un dispositivo hecho enteramente de fibra óptica, pues sería un dispositivo de bajo peso que se puede armar en un espacio reducido, lo que lo hace portátil, inmune a las vibraciones mecánicas y al ruido electromagnético y podría operar con un diodo láser, ya que minimiza las pérdidas de potencia óptica.

Una mejora sustancial se obtiene reemplazando los fotodiodos actuales por unos de muy alta sensibilidad cuyo intervalo de operación en potencia se centre en la intensidad reflejada por la guía óptica en condiciones estáticas, aunque bien hay que cuidar la potencia máxima de ruptura al no exponer estos fotodiodos a cualquier fuente de luz. Un tubo fotomultiplicador debe poder realizar también el trabajo de detección sin mayor problema aunque ello implica modificar el circuito de detección balanceado.

Apéndice

Depósito de plata

Se le llama reactivo de Tollens al nitrato de plata amoniacal, resultado de la reacción química de nitrato de plata acuoso con hidróxido de sodio, también acuoso y disueltos en un medio amoniacal. Este compuesto al calentarse libera átomos de plata que se depositan en cualquier superficie. El método de preparación es el siguiente:

1. Se agrega agua lentamente a un gramo de nitrato de plata (AgNO_3) hasta disolver el nitrato completamente.
2. De igual modo se disuelve 1 gr de hidróxido de sodio (NaOH) en agua.
3. Se mezclan ambas disoluciones lo que inmediatamente formará óxido de plata (Ag_2O).
4. Se agrega lentamente hidróxido de amonio también conocido como amoníaco acuoso (NH_4OH), hasta que se disuelva completamente el óxido de plata.
5. Se añaden 4 gr de azúcar para proporcionar el agente reductor y se agita hasta que esta se disuelva en su totalidad.
6. El compuesto resultante es el nitrato de plata amoniacal $\text{Ag}(\text{NH}_3)_2\text{OH}$, y la reacción completa se resume en la siguiente ecuación:

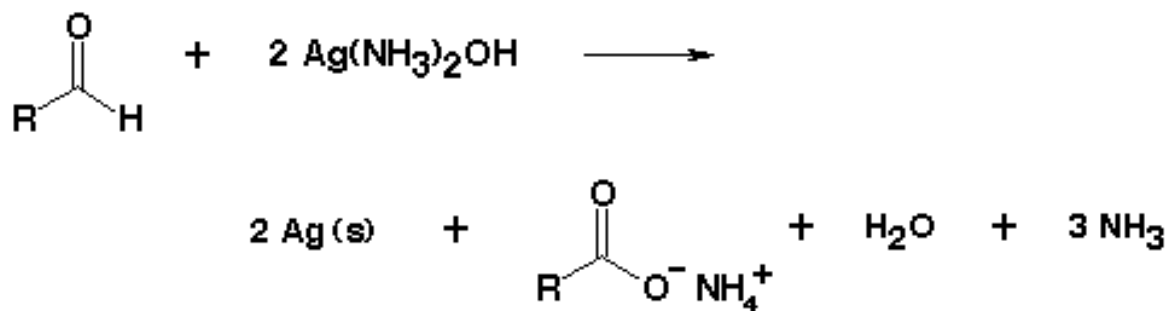


Figura A- 1: Representación de la ecuación de la reacción de Tollens

Según el tamaño del sustrato a espejear se puede usar más reactivo manteniendo las proporciones indicadas. Una vez obtenido el reactivo hay que utilizarlo rápidamente pues en un par de horas se convierte en un compuesto sumamente tóxico. Previamente se ha pulido y limpiado a la perfección con ultrasonido la pieza a espejear. Si se desea se protegen con cinta

adhesiva las superficies que no se deseen recubrir, y se sumerge completamente la pieza en el reactivo, agitando y calentando al mismo tiempo a una temperatura entre 60°C y 70°C durante unos 30 minutos o hasta que la plata se haya depositado en las superficies. Lo anterior se hizo en un agitador térmico magnético también conocido como agitador "de mosca".

Cabe aclarar que el depósito se empieza a realizar prácticamente tan pronto se sumerge la pieza en cuestión, por lo que el tiempo de inmersión determinará el grosor de la capa de plata y por lo tanto el grado de opacidad y reflectividad. Para nuestro instrumento no hace falta que la capa sea 100% reflejante siempre y cuando refleje sin dispersar una buena cantidad de luz, suficiente como para captarla de regreso con el arreglo de fotodetectores. De tal modo que se puede sacar antes de los 30 minutos, y el espesor deseado así como su reflectividad se tendrán que determinar por otros medios.

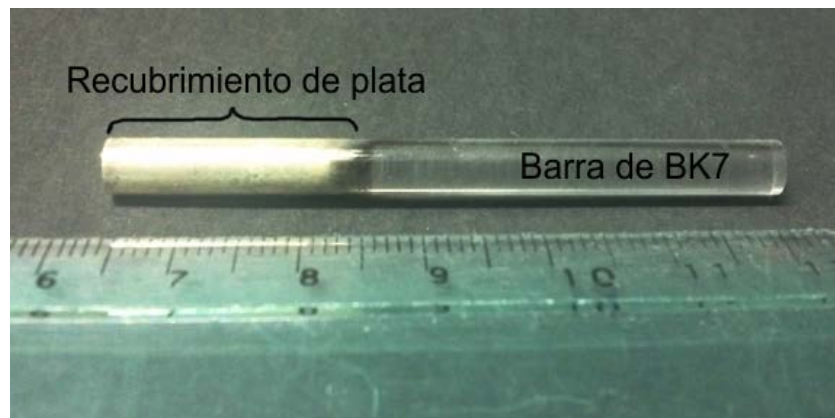


Figura A- 2: Recubrimiento de plata en una barra de boro-silicato

Inmediatamente después de hacer el depósito se debe desechar rápidamente el resto del reactivo con abundante agua. Note que el espejo así formado es de segunda superficie, es decir que el efecto espejo se logra sólo a través del sustrato en el que se hizo el depósito. En la primera superficie la plata se aglutina presentando su característico color plateado pero con acabado mate.

Bibliografía

- [01] Suslick K.S. "Sonoluminescence and sonochemistry." *IEEE Ultrasonics Symposium*, 1997: 523-532.
- [02] Weninger K.R., Putterman S.J. "SONOLUMINESCENCE: How Bubbles Turn Sound into Light." *Annu. Rev. Fluid Mechanics*, 2000: 445-476.
- [03] Young R.F. *Sonoluminescence*. CRC Press, 2005.
- [04] Lauterborn W., Calus O. "Cavitation bubble dynamics." *Ultrasonics Sonochemistry*, 1997: 65-75.
- [05] Lepoint T., Lepoint M.F. "An introduction to sonoluminescence." In *Advances in Sonochemistry, Vol 5*, by Timothy J. Mason, 1-108. JAJ PRESS Inc., 1999.
- [06] Hawtin P., Henwood G.A., Huber R.A. "On the collapse of water vapour cavities in a bubble analogue apparatus." *Chemical Engineering Science, Vol. 25*, 1970: 1197-1209.
- [07] Leighton T.G., Cox B.T., Phelps A.D. "The Rayleigh-like collapse of a conical bubble." *Acoustical Society of America, Vol. 107*, 2000: 130-142.
- [08] Navarrete M., Sánchez C., Godínez F.A., Mejía E.V., Villagrán M. "Luminescence features from conical bubble collapse in 1,2 propanediol and its perturbation adding sulfuric acid." *XVII Reunión Iberoamericana de Óptica & X Encuentro de Óptica, Láseres y Aplicaciones*. 2011. 1-19.
- [09] Godínez F.A., Navarrete M., Sánchez C., Mejía E.V., Villagrán M. "Spectroscopic and thermodynamic features of conical bubble luminescence." *Ultrasonics Sonochemistry, Vol. 19, Issue 3*, 2012: 668-681.
- [10] Navarrete M., Sánchez C., Naude J.L., Alvarado J.R., Villagrán M., Godínez F.A. "Temporal and spatial separation in conical bubble collapse: two sites of emisión." *Proceedings of the Eighth International Symposium on Cavitation*. 2012. 804-809.
- [11] Qi-Dai Ch., Li-Min F., Xi-Cheng A., Zh., Jian-Ping, Long W. "Spectroscopic characteristic of conical bubble luminescence." *Chinese Physics, Vol. 14, No. 4*, 2005: 826-829.
- [12] Loske A.M., Prieto F. E. *Fundamentos Técnicos de Litotripsia Extracorporal*. México: JGH Editores, 1999.
- [13] Fernández E. *Temporalidad de los fenómenos físicos involucrados en la generación electrohidráulica de ondas de choque*. México: Tesis de licenciatura., 2012.
- [14] Wang Z. Q., Pecha R., Gompf B., Eisenmenger W. "Single bubble sonoluminescence: Investigations of the emitted pressure wave with fiber optic probe hydrophone." *Physical Review E, Vol.59, No. 2*, 1999: 1777-1780.
- [15] Wu C. C., Paul H.R. "Shock-Wave Propagation in a Sonoluminescing Gas Bubble." *Physical Review Letters, vol. 70, No. 22*, 1993: 3424-3427.
- [16] Holzfuss J., Rüggeberg M., Billo A. "Shock Wave Emissions of a Sonoluminescing Bubble." *Physical review Letters, Vol. 81, No. 24*, 1998: 5434-5437.

- [17] Cheng H. Y., Chu M. C., Leung P. T., Yuan L. "How important are shock waves to single-bubble sonoluminescence?" *Physical Review E*, Vol.58, No. 3, 1998: 2705-2708.
- [18] Donati S. *Electro-Optical Instrumentation sensing and measurement with lasers*. USA: Prentice Hall PTR, 2004.
- [19] Hariharan, P. *Optical Interferometry*. Australia: Academic Press Australia, 1226.
- [20] Koch Ch. "Coated Fiber-optic hydrophone for ultrasonic measurement." *Physikalisch-Technische Bundesanstalt PF 3345, D-38023 Braunschweig, Germany*, 1996.
- [21] Graeme J. G. *Photodiode Amplifiers Op Amp Solutions*. New York, USA: Mc Graw Hill, 1995.
- [22] Wurster C., Staudenraus J., Eisenmenger W. "The Fiber Optic Probe Hydrophone." *Ultrasonics Symposium*, 1994: 941-944.
- [23] Hetch E. *Óptica*. Madrid, España: Pearson, Addison Wesley, 2003.
- [24] Millman J., Halkias Ch. C. *Integrated electronics and digital circuits and systems*. Japon: McGraw-Hill, 1972.
- [25] Lauterborn W., Vogel A. "Shock Wave Emission by Laser Generated Bubbles." *Bubble Dynamics & Shock Waves*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013: 67-103.