



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

RECIBIDA EN LA DIVISION DE REGISTRO Y CONTROL DE TESIS EL 14 DE MARZO DE 2000

“CAVITACIÓN Y LUMINISCENCIA EN UN TUBO DE VENTURI”

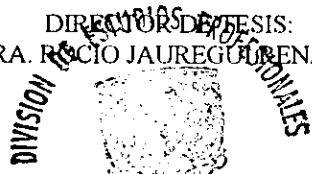
T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE FISICO

PRESENTA:
CARLOS GABRIEL CAMARA BARGELLINI



DIRECTOR DE TESIS:
DRA. ROCÍO JAUREGUI BENAUD



MÉXICO, D.F.

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

280876

2000



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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

MAT. MARGARITA ELVIRA CHÁVEZ CANO
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"CAVITACION Y LUMINISCENCIA EN UN TUBO DE VENTURI"

realizado por CAMARA BARGELLINI CARLOS GABRIEL

con número de cuenta 9560907-2 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio

Atentamente

Director de Tesis

Propietario

DR. ROCIO JAUREGUI RENAUD

Rocio Jauregui Renaud

Propietario

DR. MAYO VILLAGRAN MUNIZ

Mayo Villagran Muniz

Propietario

DR. FRANCOIS LEYVRAZ WALTZ

F. Leyvraz

Suplente

DR. CARLOS VILLARREAL LUJAN

Carlos Villarreal

Suplente

DR. RAUL ESQUIVEL SIRVENT

Raúl Esquivel Sirvent

Consejo Departamental de



Patricia Goldstein Menache
DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura en FÍSICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**A mis abuelos,
quienes no dejarán de ser inspiración**

Cavitación y luminiscencia en un tubo de Venturi.....	4
Resumen.....	4
Introducción	4
Capítulo I <i>Cavitación</i>	6
Cavitación	6
Núcleos de cavitación	8
Cavidades.....	10
Dinámica de cavidades	14
Dinámica de fluidos.....	14
La ecuación de Bernoulli.....	17
La ecuación de Rayleigh-Plesset.....	18
Capítulo II <i>Luminiscencia de cavidades</i>	21
Historia	21
Sonoluminiscencia.....	21
Como producir una burbuja sonoluminiscente	23
Otras alternativas para producir luz en cavidades	28
Sonoquímica	28
Burbujas en superficies.....	29
Laser	29
Mecanismos para la emisión de luz.....	29
La onda de choque	29

Formación de jets.....	30
Mecanismos químicos.....	31
Compresión adiabática	31
Solidificación de agua	32
Capítulo III <i>Cavitación en un tubo de Venturi</i>.....	33
Diseño del experimento	33
Descripción general	33
Forma recomendada del tubo de Venturi.....	33
Control del flujo dentro del sistema.....	35
Control de temperatura	35
El gas y líquido.....	35
Experimento.....	35
Medición del flujo	35
Medición de la temperatura.....	35
Gas y líquido	36
La presión dentro del sistema.....	36
Medición de la intensidad.....	37
Ruido de cavitación.....	40
Medición del Espectro.....	40
Caracterización de las burbujas (HeNe)	41
Resultados.....	42

La intensidad de la luz emitida.....	42
Dependencia de la intensidad con la temperatura.....	42
Concentraciones de gas	42
Rapidez de las emisiones de luz.....	45
Espectro.....	46
Dispersión de laser HeNe	47
Soluciones en agua.....	48
Mediciones con un micrófono	49
Capítulo IV <i>Discusión, conclusiones y trabajo a futuro</i>	50
Discusión	50
Conclusión	53
Trabajo a futuro	56
Bibliografía.....	57

Cavitación y luminiscencia en un tubo de Venturi

Resumen

La cavitación inducida por un flujo de agua a través de un tubo de Venturi produce tales concentraciones de energía que se emiten pulsos de luz con duración menor a un nanosegundo y un espectro continuo creciente hacia el ultravioleta. Estas observaciones permiten la comparación de otros aspectos del fenómeno con el más conocido de sonoluminiscencia (SL), donde las cavidades se colapsan por la acción de una onda acústica. La diferencia experimental de mayor interés es que en el flujo de agua las cavidades sólo se colapsan una vez. La SL se puede producir en una sola burbuja (SLUB). En tal caso, los parámetros se pueden ajustar para que ocurra con una sincronización asombrosa; sin embargo, el depender de un ciclo acústico se vuelve una limitante cuando se desean investigar los procesos que rigen un solo colapso. Los resultados muestran que las burbujas de gases nobles pesados son buenas emisoras de luz, fácilmente visibles. Las emisiones de xenón son 5000 veces más intensas que las de helio. Por otra parte, los gases biatómicos no producen señal detectable en este experimento.

Introducción

En 1966 Frank B. Peterson y Thomas P. Anderson de Northwestern University, Illinois, publicaron un artículo con el título "Light Emission From Hydrodynamic Cavitation"¹, en el que describen un experimento para observar luminiscencia de cavidades, en un flujo de agua dentro de un tubo de Venturi. Entre los resultados se presentan emisiones de luz con duración menor a un nanosegundo y un espectro continuo. Sin embargo, los autores olvidan mencionar que esta era la fuente de luz más rápida que cualquier laboratorio podía producir en aquel tiempo. La cita más importante que recibe su publicación es en un comentario por Robert Hickling², uno de los expertos en dinámica de fluidos, diciendo que las conclusiones de tal experimento son de poco valor y no contradicen la teoría existente. Los autores responden de manera humilde, pero el prestigio de Hickling pone fin a tales experimentos. Aunque tal vez por otros motivos, también se descontinúan prematuramente otros trabajos³.

La emisión de luz en cavidades pasa a relacionarse a fenómenos de sonoquímica o se considera un fenómeno errático impredecible hasta los 80's, cuando gracias al trabajo de Crum, Reynolds y Gaitan^{4,5,6} se logró obtener sonoluminiscencia de una burbuja (SLUB). Para más detalles sobre la historia de sonoluminiscencia véase el Capítulo II o consúltese la bibliografía. Seth J. Putterman de la Universidad de California en Los Angeles, se interesó en el fenómeno al observar junto con su estudiante Ritva Lofsdet, que según los parámetros reportados en la bibliografía, se necesitaba una concentración de energía de 11 órdenes de magnitud para producir luz visible de una onda acústica. Con un fotomultiplicador comprado con su tarjeta de crédito, el amplificador de su casa y un osciloscopio prestado, Putterman y otro estudiante Bradley P. Barber, empezaron a experimentar con sonoluminiscencia de una burbuja (SLUB). El objetivo inicial de establecer los parámetros físicos de tal fenómeno los llevó con cada nueva variable a resultados asombrosos: tiempos de emisión y sincronización menores a 50ps^{7,8}, espectro continuo^{9,10}, dependencia de la intensidad con la temperatura del líquido¹¹ y efectos de

dopaje con gases nobles¹². El solo hecho que una oscilación fundamentalmente no lineal permanezca tan estable es ya un resultado sorprendente. Como la explicación completa de estos resultados aún está pendiente, continua el interés en experimentar.¹³

En 1997 Keith Weninger, un estudiante de Putterman, monta un experimento basado en las descripciones de Peterson para producir luz en cavitación dentro de un tubo de Venturi. Con varios otros experimentos mucho más sofisticados en su agenda, este post-doc aceptó que un estudiante con menos experiencia, pusiera otro par de manos sobre el Venturi. El estudiante con menos experiencia resultó ser yo, que desde que leí uno de los artículos de Seth Putterman sobre sonoluminiscencia¹⁴, había pasado casi un año intentando reproducir tal fenómeno en México. En enero de 1998, un programa de intercambio académico ofrecido por Fundación UNAM me permitió estudiar por un semestre en UCLA donde está el grupo de investigación que me había inspirado hacia tiempo. La experiencia en México no fue en vano; dos semanas después de entrar al grupo de acústica y trabajar con el equipo adecuado, tenía una celda produciendo luz de calidad aceptable para mis asesores. Pasando esta primera prueba decidí experimentar con el tubo de Venturi.

En el Venturi podemos estudiar la emisión de luz en cavidades sin la necesidad de una onda acústica. Utilizarlo nos permite investigar más acerca de los gases involucrados en la emisión de luz. Una de las limitantes experimentales de SLUB es que ciertas concentraciones de gas en diferentes líquidos no producen burbujas estables ante una oscilación periódica. Además en este fenómeno, no se sabe exactamente qué papel juegan los efectos de difusión o las reacciones químicas, con tiempos tal vez comparables a cientos de los ciclos acústicos utilizados para atrapar burbujas. En el flujo de un tubo de Venturi las burbujas se forman, expanden y colapsan una sola vez, debido a los gradientes de presión. Así, cada cavidad que emite luz lo hace mediante un solo ciclo antes de desaparecer en el fluido. Por otra parte, la simple comparación de la emisión de luz por cavitación de muchas burbujas (ELMB) con SLUB y sonoluminiscencia de muchas burbujas (SLMB)¹⁵ es interesante. De interés particular son las emisiones de cavidades formadas por hidrógeno y deuterio, especulando un poco sobre las capacidades de concentrar energía, este experimento ahorra el difícil proceso de atrapar estas burbujas inestables ante difusión^{24,13,10}. La capacidad de circular agua con una bomba de alberca para que se formen burbujas a la orden me pareció una alternativa atractiva.

Como la mayoría de los experimentos en física, los resultados plantean más preguntas que las que resuelven¹⁶. Y no se espera lo contrario cuando se trata de sonoluminiscencia. La generosidad de misterios que este fenómeno ofrece nos da nuevos ánimos para explorar las nuevas avenidas.

El cuerpo de la tesis es experimental y se presenta en el Capítulo III. Sin embargo, como material complementario que pueda ayudar en la ubicación y comprensión de los resultados se incluyen el Capítulo I y II. En el Capítulo I se presenta una breve introducción al fenómeno de cavitación, resaltando puntos que se consideraron de mayor importancia para esta tesis. El Capítulo II sitúa el trabajo en el marco experimental actual; es decir, menciona a grandes rasgos los resultados anteriores que de cierta forma motivaron el experimento. Por último, la discusión de los resultados, las conclusiones y el posible trabajo a futuro se exponen en el Capítulo IV.

Capítulo I

Cavitación

En las siguientes secciones se presenta un resumen de definiciones y fórmulas que pueden resultar útiles para entender los resultados experimentales obtenidos. Primero se discute la formación de cavidades en un fluido. Posteriormente se da la base para el análisis de la dinámica de las cavidades. Por último se presenta un resumen de las ecuaciones fundamentales de dinámica de fluidos y la ecuación con que se describe la dinámica de una cavidad esférica. Para mayores detalles se pueden consultar libros dedicados al tema como "The Acoustic Bubble" de T.G. Leighton⁷.

Cavitación

En general se dice que el fenómeno de cavitación ocurre cuando se crea una nueva superficie o cavidad dentro del líquido. Esta definición tan amplia cubre muchas áreas de estudio; la creación de burbujas en un río, el hervir de un líquido, la emisión de luz dentro de una cavidad, etc. Es común además, incluir dentro de la lista tanto a la dinámica de las cavidades como a sus efectos que por lo general están íntimamente relacionados, aunque en ciertos casos vale la pena especificar mejor las definiciones. Sin embargo, el punto importante está en decir "creación" de superficies. La pregunta natural es ¿donde se crean las cavidades? Tratar de imaginar una masa de líquido que bajo cierta tensión cede de repente y deja un hueco nos deja con preguntas de cómo decide el sistema en dónde romperse. Este proceso es similar a la creación de fracturas y está ligado a la existencia de singularidades. En el caso de líquidos estas singularidades provienen por lo general de impurezas o de irregularidades en las superficies con las que está en contacto. Muchas veces la formación de cavidades se da como resultado de la expansión de pequeños "huecos" preexistentes en el líquido. El estudio de los fenómenos subsecuentes (como la emisión de luz) omite por lo general a los mecanismos que formaron a las cavidades. Sin embargo, no deja de ser importante tenerlos presentes, a continuación se discuten un poco.

La creación de nuevas superficies dentro del cuerpo de un líquido debe tomarse en cuenta con cuidado pues se ve afectada por diversos factores que en muchos casos son difíciles de controlar. Para empezar, consideremos un líquido perfectamente puro y homogéneo. Crear un hueco dentro de esta masa implica un "desgarre", por así llamar al proceso mediante el cual se vence la cohesión (tensile strength) de tal cuerpo. Una vez que dentro del líquido se crea un nuevo espacio, éste se llenará de vapor del líquido y/o de otros gases disueltos en el líquido. La suerte subsecuente de la burbuja generada depende de las presiones presentes, como se discute más adelante.

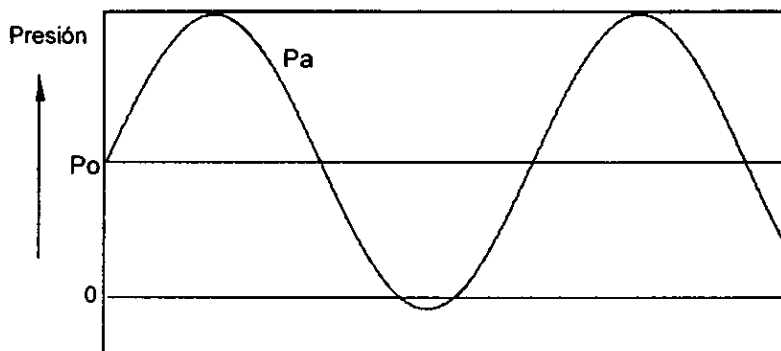


Figura I.1 En esta figura se muestra el esquema de una onda acústica de presión dentro de un líquido que se encuentra a una cierta presión estática, P_0 . Típicamente en agua que no está altamente purificada, la cavitación ocurre en el momento que la oscilación de presión sobrepasa a la presión estática. Experimentalmente cuando se "escucha" cavitación a una muestra de agua se puede estimar una presión acústica de una atmósfera.

Fuerza de cohesión es el nombre de la fuerza que un líquido puede soportar sin romperse (cavitarse). Lo importante es considerar al sistema completo que por lo general está compuesto de muchas impurezas, las cuales pueden actuar como puntos débiles limitando la fuerza de cohesión. En el caso dinámico de una onda acústica o un flujo, el líquido se pone en tensión cuando hay una oscilación de presión superior a la presión ambiente, de tal manera que la presión en el líquido se vuelve negativa, ver figura I.1. Sin embargo, los primeros estudios se realizaron bajo presiones estáticas. Para resaltar la importancia de las impurezas veamos el caso del agua. Tomada de la llave, el agua está lista para cavitarse. En el momento que se excede la presión ambiente, como se ilustra en la figura I.1, se generan cavidades. De hecho, este es un buen truco experimental para estimar las presiones dentro de un sistema dinámico, pues las cavidades creadas por lo general se colapsan generando una gran cantidad de ruido. Así, cuando oímos que el agua "truenan" podemos estar seguros que la onda de presión dentro de tal líquido creó una tensión superior a la presión ambiente. En contraste, el agua extremadamente pura y desgasificada tiene una cohesión altísima. Briggs reportó en 1950 una presión de ruptura estática en agua de 277 bar (1 atmósfera = 1.013 bar), el valor experimental más alto reportado hasta la fecha.

Experimentos dinámicos, por otra parte, reportan una fuerza de cohesión de alrededor de 8 bar. Decir dinámicos se refiere a situaciones en las cuales la masa de agua se encuentra en movimiento. Algunos de los métodos utilizados para realizar estas mediciones son: expandir repentinamente un volumen de agua, detener una columna de agua mientras cae o realizar explosiones dentro del líquido. En estos casos la cohesión y adherencia del agua actúan como medio para disipar el momento de sus partículas, creando tensión entre ellas. Teóricamente, la fuerza de cohesión del agua se calcula considerando las fuerzas atractivas entre moléculas de agua pura. Los resultados predicen

a temperatura ambiente en condiciones estáticas, una resistencia superior a 10^8 Pa (1 bar = 10^5 Pa), por lo tanto uno esperaría que las tensiones necesarias para producir cavitación fueran similares. El hecho de que la cavitación se observe generalmente a valores máximos alrededor de 10^5 Pa, sugiere la presencia de contaminantes. Sin embargo, la pureza necesaria para obtener toda la cohesión del agua es bastante difícil, pues entre otras características singulares, el agua es un excelente solvente, tanto de gases como de otras sustancias y partículas.

Otros experimentos utilizan campos intensos de ultrasonido para probar la resistencia del agua. Tomando extremo cuidado en filtrar, desgasificar y purificar agua, se han obtenido resistencias de 1.6×10^7 Pa hasta por un minuto y de 2.1×10^7 Pa por algunos segundos. Lo interesante es nuevamente que no se alcance el valor teórico por un factor de 5. Se ha sugerido que el motivo de esta discrepancia, aunque hay diferencias entre algunos experimentos, sea el efecto de radiación.

En la siguiente sección se discute brevemente el origen de cavidades.

Núcleos de cavitación

Antes de entrar a discutir los contaminantes dentro de un líquido, empecemos por considerar la preexistencia de pequeñas burbujas de vapor o gas, que puedan actuar como puntos débiles en el momento de aplicar un campo de presión. En la mayoría de los casos estas burbujas terminan por desaparecer y no se deben considerar como un factor importante. Por una parte tienden a flotar, ya que la cantidad de líquido desplazado por una burbuja es más denso que el gas contenido en el interior de esta. Además, como se discutió anteriormente, la tensión superficial las lleva a desaparecer. Incluso en el caso de líquidos súper saturados de gas, las burbujas con un tamaño menor a un cierto radio crítico desaparecen.

Descartada esta posibilidad, los principales núcleos de cavitación son pequeñas partículas, sustancias ajenas al líquido o incluso radiación. A excepción de las cavidades formadas por radiación, los demás contaminantes sugieren la existencia de núcleos establecidos, ya que una muestra de líquido adecuadamente aislada de radiación, que se ha dejado en reposo por suficiente tiempo para que los intercambios de gas se estabilicen, tiene una resistencia a tensión constante. Para los fines de esta tesis, estos últimos son los que tienen importancia. Entre las teorías para explicar la preexistencia de núcleos de cavitación, dos han tenido particular éxito, como se discute brevemente a continuación.

Modelo de piel permeable

La mayoría de las muestras de agua contienen compuestos orgánicos como grasas, que se pueden acumular en la superficie de una burbuja. Conforme la burbuja se disuelve, su superficie disminuye, llegando a un punto donde sólo está compuesta de las impurezas orgánicas. Esta "piel" impide que la burbuja continúe disminuyendo, pues reducir aun más la superficie de la burbuja implicaría "amontonar" a estos compuestos. Sin embargo, si se aplica una tensión, estas burbujas están libres para crecer. En otros líquidos como alcohol, los cuales disuelven grasas volviéndolas ineficientes en la formación de "pieles", las proteínas presentan efectos similares.

De esta manera las burbujas se mantienen contra la difusión, aunque aún tienden a flotar y así podrían desaparecer. Sin embargo, las burbujas pequeñas se ven poco afectadas por la fuerza de flotación, y más por las corrientes del fluido o el movimiento Browniano.

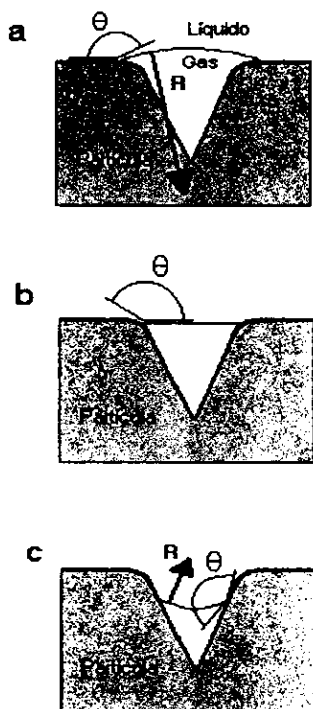


Figura 1.2 Esquema para ilustrar como para un ángulo de contacto fijo la curvatura puede ir hacia fuera o hacia adentro de la cavidad. En **a** el radio de curvatura R es positivo, en **b** es infinito y en **c** es negativo. De esta manera la presión debida a la tensión superficial puede estar sobre el gas (**a**) o sobre el líquido (**c**).

Modelo de huecos

Pequeñas partículas sólidas suspendidas en el líquido pueden servir de asilo para pequeñas cavidades. Una vez pegadas a estas partículas más densas que el líquido, las burbujas no flotarán. Para partículas pequeñas, de menos de 10 micrómetros, el movimiento Browniano y no la atracción gravitacional rigen su movimiento, así que no se sedimentan. El modelo para entender cómo una burbuja decide "pegarse" a una superficie sólida se basa en el ángulo de contacto entre el líquido y el sólido. La figura 1.2 ilustra

cómo a un ángulo de contacto fijo, la presión debida a la tensión superficial (ecuación 1.4) se puede convertir en una ayuda para mantener la cavidad. Con este análisis relativamente simple terminamos por incluir dentro de los núcleos de cavitación a cualquier superficie sólida que tenga un hueco y esté en contacto con el líquido. Estas pueden ser, el recipiente, algún objeto sumergido o las partículas suspendidas.

De esta manera no es difícil de imaginar cómo un pequeño hueco puede estabilizar a una cavidad en contra de la flotación y solubilidad, incluso en el caso de un líquido subsaturado de gas. Por otra parte, bajo las condiciones favorables, este hueco se puede volver una fuente de burbujas que pasen al cuerpo del líquido. Cualquiera que observe el surgimiento de burbujas en un vaso de cerveza detectará sitios discretos que sirven como puntos de nucleación de burbujas.

El análisis dinámico de las cavidades pegadas a superficies se puede complicar tanto como queramos, pero en este caso lo que nos interesa es el hecho cualitativo de la formación de cavidades. De esta manera, al discutir los resultados experimentales presentados en esta tesis, debemos mantener en mente los posibles orígenes de las burbujas.

Cavidades

De manera general una cavidad se puede definir como un espacio dentro de un líquido donde éste no está presente, pero que colinda en alguna parte con él. El contenido de tal hueco, puede ser cualquier gas y en particular, vapor del mismo líquido. La importancia de fenómenos asociados a la cavitación en nuestro mundo científico se le puede atribuir a Lord Rayleigh, quien en 1917 publicó un trabajo en el que presenta un esquema de la dinámica de una cavidad esférica dentro de agua¹⁸. Su motivación inicial fue explicar el sonido que se producía al hervir agua, como consecuencia se involucró en problemas relacionados al desgaste de las hélices de los barcos. Rayleigh concluyó que el desgaste se debía atribuir al colapso de burbujas. Actualmente, los ingenieros diseñadores de hélices para barcos buscan formas que reducen la formación de burbujas.

Las concentraciones de energía asociadas al colapso de una cavidad se han utilizado en diversos campos. Sonoquímica es el nombre que se le ha dado a procesos que mediante un campo de ultrasonido en un líquido cambian el producto de reacciones químicas. En distintas prácticas médicas se utiliza ultrasonido, incluyendo cirugía del sistema nervioso, destrucción de cálculos renales, limpieza de arterias y liposucción¹⁹. Parecería que la efectividad de estas aplicaciones médicas se deba a las concentraciones de energía asociadas al colapso de cavidades.

Para familiarizarnos más con el fenómeno de cavitación empecemos por el caso estático lejos de paredes, identificando las diferentes variables. Considérese una burbuja esférica de radio R sumergida en un líquido, como se muestra en la figura 1.3. Existe una presión interna (p_i) dentro de la burbuja debida a la presión de gas (p_g) y la presión de vapor del líquido (p_v), es decir

$$p_i = p_v + p_g \quad (1.1)$$

Por otra parte, la presión sobre una burbuja en reposo es mayor que la presión del líquido que la rodea, debido a la tensión superficial. Así, si la presión en el líquido alrededor de la burbuja es p_L , sobre ésta la presión es

$$P_i = p_L + p_\sigma \quad (1.2)$$

donde p_σ es la presión debida a la tensión superficial.

La energía asociada a una superficie en un líquido está dada por el producto de la tensión superficial y el área de superficie. El valor numérico de la tensión superficial σ , es equivalente a la fuerza por unidad de longitud perpendicular a un elemento de línea en una superficie líquido-gas. Es fácil visualizar a la fuerza asociada a la tensión superficial como la fuerza necesaria para crear superficie, ver figura I.4. Así, esta fuerza está en la dirección de curvatura de la superficie. Para el caso de una burbuja esférica es una fuerza radial positiva hacia su centro.

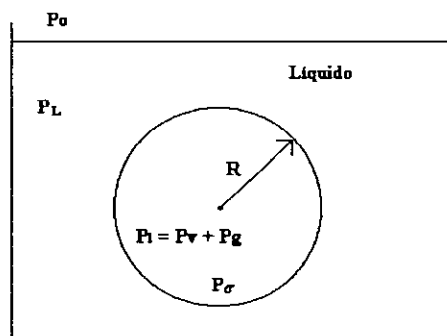


Figura I.3 Imaginemos una esfera de radio R dentro de un líquido incompresible. El interior de la esfera puede contener un gas que contrarreste la presión impartida por el líquido debida a su cohesión y a la presión externa o ambiente. Además, existe la presión debida a la tensión superficial de la superficie.

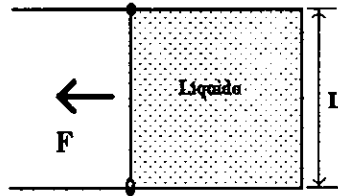


Figura 1.4 Esquema donde se muestra la tensión superficial. En un caso como este se deben contar las dos superficies del líquido, la que esta de este lado del papel y la que queda detrás.

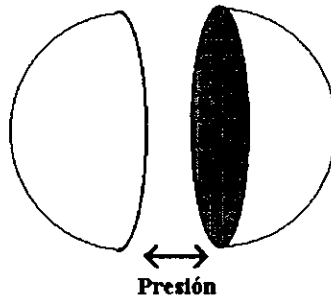


Figura 1.5. Corte imaginario de una burbuja esférica. Así puede resultar más claro el balance entre la presión sobre el área del corte con la tensión superficial sobre la línea en torno al corte.

Podemos calcular la presión debida a la tensión superficial en nuestro caso, si consideramos un corte imaginario que divida a la burbuja en dos partes iguales, figura 1.5. El exceso de presión p_σ tendería a separar las dos mitades de la esfera, con una fuerza efectiva en la dirección perpendicular al corte de valor $\pi R^2 p_\sigma$. La fuerza que mantiene este equilibrio es la de tensión superficial, su valor a lo largo de este corte imaginario es $2\pi R\sigma$. Igualando podemos obtener la presión

$$p_\sigma = 2\sigma/R \quad (1.3)$$

conocida como la presión de Laplace.

Es interesante comparar la presión debida a la tensión superficial en el caso de una burbuja de gas sumergida en agua, con el de una burbuja de jabón. Esta última contiene

gas y está en un medio gaseoso. La burbuja entonces forma dos superficies gas-líquido, una interior y una exterior. Realizando un análisis análogo al anterior, la longitud del corte imaginario es ahora el doble, es decir $4\pi R$. Como resultado la presión debida a tensión superficial es $p_{\sigma} = 4\sigma/R$.

Si la superficie de una burbuja de gas en un líquido no es esférica, esta tendrá diferentes tensiones en cada parte de la superficie asociadas a la tensión superficial y a la curvatura local. En la ausencia de otras fuerzas (como la atracción gravitacional, la adhesión a paredes, un campo de presión externo, etc.) la burbuja tenderá a regresar a una superficie esférica. Claro que debido a la inercia de la masa de agua y el gas dentro de la burbuja, la forma de ésta oscilará en torno al equilibrio esférico. Debido a que en una burbuja la fuerza de tensión superficial va como R^{-1} , mientras más pequeña sea la burbuja más grande será su tendencia a una superficie esférica.

Con estos sencillos análisis podemos cualitativamente obtener un aspecto importante de las cavidades en líquidos; que en ausencia de fuerzas externas tienden a desaparecer. Consideremos una burbuja esférica en equilibrio cuando $R = R_0$. Aquí las presiones internas p_i y p_g toman los valores de equilibrio $p_{i,e}$ y $p_{g,e}$. La presión en el líquido fuera de la burbuja, p_L , en equilibrio equivale a la presión en el líquido lejano a la burbuja, p_{∞} . Si el transporte de masa es rápido comparado con las oscilaciones de la burbuja (que en general lo es), podemos considerar a p_v constante. De esta manera las ecuaciones (1.1), (1.2) y (1.3) se pueden re-escribir como:

$$p_{i,e} = p_{g,e} + p_v, \quad (1.4)$$

$$p_{\sigma} = 2\sigma/R_0, \quad (1.5)$$

y

$$p_{i,e} = p_{\infty} + 2\sigma/R_0. \quad (1.6)$$

El exceso de presión debido a la tensión superficial tiende a incrementar la presión parcial del gas dentro de la burbuja a niveles mayores que los del gas disuelto en el líquido. Utilizando las ecuaciones (1.4) y (1.6) para calcular la presión interna perpendicular a la superficie de la burbuja, la presión del gas en el interior ($p_{i,e}$) excede la presión del gas disuelto en el líquido ($p_L - p_v$) por p_{σ} . Este excedente de presión aumenta la densidad del gas en el interior de la burbuja. Y porque un gas a temperatura constante fluye de la región más densa a la menos densa (efecto conocido como la ley de Henry), el gas contenido en el interior de la burbuja tenderá a salirse de ésta. Al reducirse la cantidad de gas en el interior de la burbuja su radio de equilibrio se vuelve más pequeño (subdividiendo un proceso dinámico mucho más complicado en pequeños intervalos de equilibrio artificial). Esto a su vez aumenta la presión debida a la tensión superficial y el gradiente de presión entre interior y exterior. Así, una burbuja de gas en un líquido puro tenderá por lo general a disolverse. Más adelante se analizara este proceso con más detalle, bajo el nombre de "el colapso Rayleigh"; sin embargo a estas alturas ya nos podemos imaginar el motivo por el cual se llama "colapso": es un proceso catastrófico autoalimentado.

Dinámica de cavidades

Dinámica de fluidos

Para describir el movimiento de un fluido empecemos por considerar la conservación de la materia. Si la materia fluye hacia afuera desde un punto en el fluido, debe haber una disminución de la que queda. Si la velocidad del fluido es \vec{u} , la masa que fluye por unidad de tiempo a través de un área unitaria de superficie es la componente de $\rho\vec{u}$ normal a la superficie. Donde ρ es la densidad del fluido y en general esta dada por una ecuación de estado. Por otra parte, la divergencia de tal cantidad da la disminución de la densidad por unidad de tiempo. Así obtenemos la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{u}) = 0. \quad (1.7)$$

La siguiente ecuación surge de las leyes de Newton, que nos dicen como varia la velocidad debido a las fuerzas. Tomando un elemento de volumen unitario y llamando \vec{f} a la fuerza por unidad de volumen, tenemos que:

$$\rho\vec{a} = \vec{f}.$$

Es conveniente escribir la densidad de fuerza como la suma de tres componentes. La fuerza de presión por unidad de volumen, $-\nabla P$. Luego las fuerzas externas conservativas (como un campo gravitacional) que pueden escribirse como $\nabla\phi$, donde ϕ es un potencial irrotacional. Por último una fuerza "interna" debida a que cuando el fluido fluye también puede haber un esfuerzo de corte. A esta fuerza se le llama fuerza de viscosidad, \vec{f}_{visc} . Nuestra ecuación de movimiento es:

$$\rho\vec{a} = -\nabla P - \rho\nabla\phi + \vec{f}_{visc} \quad (1.8)$$

Por otra parte es necesario escribir explícitamente la expresión para la aceleración de un volumen unitario de fluido. El analizar la dinámica de un fluido partiendo de un volumen unitario de fluido se le debe originalmente a Euler. En un tiempo Δt , un elemento de fluido se desplaza $\vec{u}\Delta t$, para cada dirección de nuestro sistema de coordenadas. La velocidad de este elemento después de un tiempo Δt se puede calcular en una primera aproximación por:

$$\vec{u}(\vec{r} + \Delta\vec{r}) = \vec{u}(\vec{r}) + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}\Delta t + \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}\Delta t \quad (1.9)$$

La aceleración $\Delta\vec{u}/\Delta t$ es:

$$\vec{a} = (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} + \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \quad (1.10)$$

Así el balance de fuerzas se puede escribir como:

$$(\bar{u} \cdot \bar{\nabla})\bar{u} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\frac{\bar{\nabla} P}{\rho} - \nabla \phi + \frac{\bar{f}_{visc}}{\rho}. \quad (1.11)$$

Como se mencionó anteriormente, la fuerza de viscosidad proviene del corte del fluido. Considerando dos superficies paralelas de área A dentro del fluido, la fuerza de corte a través de éstas es

$$\frac{\Delta F}{\Delta A} = \eta \frac{\Delta u_p}{\Delta d} \quad (1.12)$$

donde Δu_p es la velocidad relativa entre las dos superficies, Δd la separación entre ellas y η el coeficiente de viscosidad, que en general también está dado por una ecuación de estado. La cantidad $\partial \bar{u}_p / \partial d$, donde la velocidad es perpendicular a la dirección d , se conoce como la derivada de la deformación de corte. Así en un líquido, el esfuerzo de corte es proporcional a la derivada temporal de la deformación de corte.

En el caso general de un fluido compresible, el esfuerzo contiene otro término que depende de otras derivadas de la velocidad. Escribimos entonces el tensor de estrés:

$$S_{ij} = \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \eta' \delta_{ij} (\bar{\nabla} \cdot \bar{u}) \quad (1.13)$$

donde δ_{ij} es la delta de Kronecker, y los índices representan componentes ortogonales de un sistema cartesiano, es decir, x , z , y , con sus respectivas velocidades. El término con la constante η' se agrega a los elementos diagonales del tensor S_{ij} , y no aparece en el límite de un líquido incompresible, donde suponemos que $\bar{\nabla} \cdot \bar{u} = 0$. Así pues se necesitan dos constantes para describir el líquido, η el coeficiente de viscosidad "ordinario" o *primer coeficiente de viscosidad* y η' llamado *segundo coeficiente de viscosidad*.

Con esto nos es posible obtener la fuerza de viscosidad por unidad de volumen \bar{f}_{visc} para introducirla en la ecuación (1.11). Tenemos que la componente de la fuerza de viscosidad por unidad de volumen en la dirección de la componente cartesiana x , es:

$$(f_{visc})_i = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} = \eta \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\eta \bar{\nabla} \cdot \bar{u}) \quad (1.14)$$

Así podemos escribir (1.11) por componentes,

$$u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \phi}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \eta \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\eta \bar{\nabla} \cdot \bar{u}). \quad (1.15)$$

La ecuación (1.15) es una forma de la ecuación de Navier-Stokes²⁰. La ecuación de Euler es esta misma sin el término de viscosidad. Navier y Stokes estudiaron con gran profundidad muchos casos de fluidos altamente viscosos. Estas ecuaciones, también conocidas como las ecuaciones de dinámica de fluidos (Landau y Lifshitz, 1987), describen un extraordinario rango de fenómenos, entre los que se incluyen: el comportamiento de ondas sonoras y superficiales, la formación de ondas de choque, la localización de solitones (Wu et al., 1984), la transición a la turbulencia y la formación de patrones, como la observada en celdas de convección (Cross y Hohenberg, 1993).

Es de interés para ésta tesis considerar a la ecuación (1.15) en el límite en que los coeficientes de fricción no cambian con respecto a la posición. Esta es una aproximación razonable para una gran cantidad de casos. Así la fuerza de viscosidad por unidad de volumen se puede escribir como:

$$\bar{f}_{visc} = \eta \bar{\nabla}^2 \bar{u} + (\eta + \eta') \bar{\nabla} (\bar{\nabla} \cdot \bar{u}) \quad (1.16)$$

y sustituyendo en la ecuación (1.11),

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \cdot \bar{\nabla}) \bar{u} \right) = -\bar{\nabla} P - \rho \bar{\nabla} \phi + \eta \bar{\nabla}^2 \bar{u} + (\eta + \eta') \bar{\nabla} (\bar{\nabla} \cdot \bar{u}). \quad (1.17)$$

Para incluir de manera más clara los efectos de vorticidad, es común utilizar la siguiente identidad del análisis vectorial,

$$(\bar{u} \cdot \bar{\nabla}) \bar{u} = (\bar{\nabla} \times \bar{u}) \times \bar{u} + \frac{1}{2} \bar{\nabla} (\bar{u} \cdot \bar{u}) \quad (1.18)$$

Si definimos un nuevo campo vectorial $\bar{\Omega}$ como el rotacional de \bar{u} ,

$$\bar{\Omega} = \bar{\nabla} \times \bar{u}, \quad (1.19)$$

el campo vectorial $\bar{\Omega}$ se llama "vorticidad" y es una medida de la circulación dentro de un flujo. Si es cero el flujo es irrotacional.

Si combinando la identidad vectorial (1.18) y la ecuación (1.19), podemos reescribir la ecuación (1.17),

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{\Omega} \times \bar{u} + \frac{1}{2} \bar{\nabla} u^2 \right) = -\bar{\nabla} P - \rho \bar{\nabla} \phi + \eta \bar{\nabla}^2 \bar{u} + (\eta + \eta') \bar{\nabla} (\bar{\nabla} \cdot \bar{u}) \quad (1.20)$$

De esta manera, quedan explícitamente expresados los términos de viscosidad, de potenciales externos y de vorticidad.

Para flujo viscoso existe un resultado que es de mucha utilidad, este es el número de Reynolds,

$$\Re = \frac{\rho UD}{\eta}, \quad (1.21)$$

donde U es la velocidad del fluido lejos de fronteras y D es la distancia característica del sistema. La importancia de este resultado es que los flujos a un mismo número de Reynolds se "ven" iguales. Es decir, si tenemos la solución a un problema con un flujo a una velocidad U_1 y una geometría caracterizada por D_1 , entonces podemos saber como es el flujo de un sistema escalado a una distancia característica D_2 , siempre y cuando escojamos la velocidad U_2 para satisfacer $\Re_1 = \Re_2$. Así, se puede caracterizar a un flujo por su número de Reynolds sin la necesidad de un análisis detallado y saber si está en el régimen laminar o turbulento. Para el caso de flujo en torno a una esfera sólida un número de Reynolds menor que 100 significa flujo laminar y un número de Reynolds superior a 1000 es ya turbulento.

La ecuación de Bernoulli

Limitémonos ahora al estudio de flujos "estacionarios". Por flujo estacionario se entiende que en cualquier punto del fluido la velocidad no varia. El fluido en cualquier punto es reemplazado por nuevo fluido que se mueve exactamente en la misma forma. La distribución de velocidades es siempre igual; \vec{u} es un campo vectorial estático. Este caso particular es de especial interés para el propósito de esta tesis, donde se tiene un flujo continuo en un circuito cerrado.

Flujo estacionario significa que $\partial \vec{u} / \partial t = 0$. Si además suponemos que el fluido no es viscoso, entonces nuestra ecuación de movimiento (1.20) se reduce a:

$$\vec{\Omega} \times \vec{u} + \frac{1}{2} \vec{\nabla} u^2 = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} - \vec{\nabla} \phi. \quad (1.22)$$

Cuando se multiplica escalarmente a esta ecuación por \vec{u} , el termino $\vec{u} \cdot (\vec{\Omega} \times \vec{u})$ se elimina y nos queda,

$$\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \left\{ \frac{P}{\rho} + \phi + \frac{1}{2} u^2 \right\} = 0 \quad (1.23)$$

Esta ecuación nos dice que para un desplazamiento pequeño en la dirección de la velocidad del fluido, la cantidad entre los corchetes no cambia. Así, para todos los puntos a lo largo de una línea de corriente, podemos escribir:

$$\frac{P}{\rho} + \frac{1}{2} u^2 + \phi = \text{Const. (línea de corriente)} \quad (1.24)$$

Este es el teorema de Bernoulli. En general la constante puede ser diferente para líneas de corriente diferentes. Para que la ecuación sea válida en todas las distintas partes del fluido, nos tenemos que limitar a flujos irrotacionales, es decir $\vec{\Omega} = 0$. Así la ecuación (2.22) da directamente que:

$$\vec{\nabla} \left\{ \frac{P}{\rho} + \phi + \frac{1}{2} u^2 \right\} = 0$$

de modo que,

$$\frac{P}{\rho} + \frac{1}{2} u^2 + \phi = \text{Const.} \quad (\text{en todas partes}). \quad (1.25)$$

El teorema de Bernoulli es, en esencia, una manifestación de la conservación de la energía. Un teorema de conservación tal como éste nos da mucha información sobre un sistema sin tener que resolver las ecuaciones detalladas.

La ecuación de Rayleigh-Plesset

Hace ya más de 80 años Rayleigh estudió el colapso de una cavidad vacía, que se mantiene esférica en todo momento dentro de un líquido incompresible¹⁸. Imaginemos que se crea una cavidad de radio R_m , como si en un instante se aniquilara un volumen del líquido. La pared de la cavidad en este momento se encuentra en reposo. Así, la presión sobre el agua en la orilla de la cavidad P_L es cero, suponiendo que la cavidad está vacía y despreciando los efectos de la tensión superficial. Por lo tanto, el trabajo realizado por la presión hidrostática P_∞ para llevar a la cavidad de R_m a un radio R está dado por:

$$W = \frac{4\pi}{3} P_\infty (R_m^3 - R^3). \quad (1.26)$$

Por otra parte, la energía cinética del líquido en torno a la cavidad está dada por la suma de las energías cinéticas de cascarones concéntricos de líquido con espesor Δr , masa $4\pi r^2 \rho \Delta r$ y velocidad \dot{r} :

$$T = \frac{1}{2} \rho \int_R^\infty 4\pi r^2 \dot{r}^2 dr, \quad (1.27)$$

donde ρ es la densidad del líquido. La conservación de energía nos da en este caso simplificado:

$$\frac{4\pi}{3} P_\infty (R_m^3 - R^3) = \frac{\rho}{2} \int_R^\infty 4\pi r^2 \dot{r}^2 dr. \quad (1.28)$$

Si suponemos ahora que el líquido es incompresible nos conduce a la relación,

$$\frac{\dot{r}}{\dot{R}} = \frac{R^2}{r^2} \quad (1.29)$$

que podemos utilizar en (1.27) para evaluar la integral y después de (1.28) obtener la relación:

$$\dot{R}^2 = \frac{2P_\infty}{3\rho} \left(\frac{R_m^3}{R^3} - 1 \right). \quad (1.30)$$

Con esta última ecuación podemos calcular la velocidad de la pared de la burbuja, que tiene dirección radial hacia el centro de coordenadas. Es posible en este momento contemplar un elemento importante de la dinámica de cavidades, por lo menos cualitativamente; la velocidad de la pared aumenta conforme se reduce el tamaño de la cavidad, lo cual se conoce como un “colapso Rayleigh”. Pero los efectos de la presión interna juegan un papel cada vez más importante cuando la cavidad se vuelve pequeña; por lo tanto, consideremos ahora el caso de una cavidad que cuenta con una presión interna. En este caso debemos considerar otro término en el balance de energía:

$$\frac{4}{3}\pi P_\infty (R_m^3 - R^3) = 2\pi\rho\dot{R}^2 R^3 - \int_{V_m}^V P_L dV \quad (1.31)$$

donde P_L es la presión del contenido de la cavidad sobre el líquido. Podemos reescribir,

$$2\pi\rho\dot{R}^2 R^3 = \int_{V_m}^V P_L dV - \int_{R_m}^R P_\infty 4\pi R^2 dR \quad (1.32)$$

ó

$$2\pi\rho\dot{R}^2 R^3 = \int_{R_m}^R (P_L - P_\infty) 4\pi R^2 dR \quad (1.33)$$

y tomar la derivada de (1.33) con respecto a R para omitir la integral, observando que,

$$\frac{\partial \dot{R}^2}{\partial R} = \frac{1}{R} \frac{\partial \dot{R}^2}{\partial t} = 2\ddot{R} \quad (1.34)$$

lo cual da como resultado:

$$\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho}(P_L(R) - P_\infty) \quad (1.35)$$

La ecuación (1.35) es general en la aproximación en que suponemos que el líquido es incompresible, no viscoso y despreciando la tensión superficial²¹. El término $P_L(R)$ está dado por una ecuación de estado que en este caso, por la simetría esférica podemos tomar R en vez de V . Sin embargo, también deja de tener significado físico en este contexto si nos acercamos a transiciones de fase. Las correcciones de mayor orden provienen de considerar un líquido compresible y hacer un desarrollo de la solución en torno a un mínimo de equilibrio²¹.

Para el caso de una burbuja forzada a través de una presión externa (una onda acústica) tenemos que $P_\infty = P_0 - P_a(t)$ donde P_0 es la presión estática (del orden de una atmósfera para gran parte de los experimentos) y $P_a(t)$ es una onda acústica que en general depende del tiempo; para el caso de un recipiente resonante es de la forma $P_a(t) = P' \cos(\omega t)$.

En un caso más general, con un balance de energía que incluye los efectos de radiación acústica en el líquido se añade un termino más:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(P_g(R) - P_0 + P_a(t) + \frac{R}{c} \frac{d}{dt} [P_g(R) + P_a(t)] \right) \quad (1.36)$$

donde c es la velocidad del sonido en el líquido. Esta ecuación se conoce como la ecuación de Rayleigh-Plesset. La radiación acústica es importante porque estamos tratando con una oscilación no lineal acelerada, y la aceleración de una superficie en un líquido genera radiación dentro de éste²¹.

Capítulo II

Luminiscencia de cavidades

En este capítulo se presenta un resumen de los resultados experimentales que motivaron este trabajo. Primero se da una breve historia del fenómeno. Posteriormente se discute con algún detalle como producir sonoluminiscencia de una burbuja (SLUB) y cuales son los resultados experimentales de mayor interés. Después se mencionan otros sistemas en los cuales se han observado emisiones de luz en cavidades. Por último se discuten algunas de las teorías para explicar las emisiones de luz en cavidades.

Historia

Las emisiones de luz en cavidades fueron observadas por primera vez en Alemania en 1934, cuando Frenzel y Schultes notaron que unas placas fotográficas sumergidas en agua se velaban al aplicarle a esta un campo intenso de ultrasonido²². A este fenómeno se le dio el nombre de sonoluminiscencia (SL). Sin embargo el origen viene de sonoquímica según Barber⁸. Richard Loomis encontró en 1927 que H_2O_2 se formaba en agua con la presencia de una onda intensa de ultrasonido²³. La formación de este compuesto estaba correlacionada con la aparición de cavitación transitoria, según experimentos que realizó Olson en 1929. Beuthe notó en 1932 que la energía para producir peróxido en agua era mucho mayor que las energías del campo acústico, y Mecke en 1934 aseguró que estas energías caían justo en el régimen de emisiones de luz visibles, así que sugirió experimentos para probarlo. Sin embargo, desde su descubrimiento en 1934 hasta el trabajo de Crum y Gaitan^{4,6} en los 80's, SL era un fenómeno errático, transitorio e impredecible. Se observaban emisiones de luz por burbujas sin control sobre ellas. Por estos motivos y probablemente por la tendencia de explicar las emisiones en términos de descargas eléctricas (similares a las que recibimos después de caminar descalzos sobre una alfombra y abrir la puerta), el fenómeno quedo olvidado. Algunos intentos de controlar la SL se reportaron en 1970 por Saksena y Nyborg, quienes obtuvieron SL en ausencia de ruido de cavitación, es decir con una señal acústica limpia. Después, Crum y Reynolds en 1985 tomaron imágenes de una distribución de burbujas luminiscentes bajo una onda acústica, también sin ruido de cavitación. Finalmente en 1990 Crum y Gaitan⁴ reportaron la observación de una burbuja sonoluminiscente aislada dentro de un recipiente resonante lleno de agua. Sus experimentos representan la transición de SL errática a estable, donde una sola burbuja permanece emitiendo luz en un mismo punto del recipiente.

Con estos avances a la mano, Seth J. Putterman y su estudiante Bradley P. Barber de la Universidad de California en Los Ángeles, iniciaron en 1990 una larga serie de experimentos que han generado merecido interés en el mundo de la ciencia. La reproducción y las técnicas fundamentales de medición que se han utilizado se discutirán brevemente en la siguiente sección.

Sonoluminiscencia

Dentro de un rango de presión acústica, una burbuja de aire queda atrapada en agua en el nodo de velocidad del recipiente en resonancia. Conforme se aumenta la amplitud de la onda de sonido, las oscilaciones de la burbuja son tales que ésta emite pulsos de luz con

duración de picosegundos y espectro continuo creciente hacia el ultravioleta. Los parámetros pueden ajustarse de tal manera que estos pulsos sucedan regularmente, uno por ciclo, con una variación en el tiempo entre pulsos que se mide en picosegundos. El fenómeno es notorio por ser la única manera de producir pulsos de luz con duración de picosegundos sin la necesidad de un láser y por la gran capacidad de concentración de energía que representa. Además, las mediciones de dispersión de luz indican que la pared de la burbuja colapsante se mueve a 4 veces la velocidad ambiente del sonido en el gas contenido en su interior justo antes de la emisión de luz²⁴. En este momento de la dinámica de la burbuja, su contenido ha sido comprimido a la densidad determinada por el radio de Van der Waals en un modelo de esferas duras. Los experimentos indican que el colapso es relativamente esférico hasta momentos antes del radio mínimo. Por otra parte, el agua ha resultado ser el fluido más favorable para la producción de luz. Un porcentaje de gas noble es esencial para obtener la debida estabilidad y conforme la temperatura del líquido disminuye la intensidad de la luz aumenta. En el caso de una burbuja de aire en agua, que resulta ser una de las configuraciones experimentales más estables, las medidas indican que la burbuja escoge un tamaño que no está explicado por las ecuaciones de difusión de masa. Debido a la estrecha ventana de transmisión que presenta el agua, el espectro no se ha obtenido arriba de 6eV. Más aún, los detectores de luz existentes son apenas suficientemente rápidos para resolver el ancho de los pulsos y una serie de nuevas técnicas se han tenido que desarrollar. Además de estos resultados intrigantes, el mecanismo mediante el cual se emite luz es aún desconocido. Tal vez lo más interesante de una posible teoría es si será de carácter clásico o si se deberá invocar a la constante de Planck para explicar cómo la energía que entra a nivel macroscópico termina en fotones.

La sonoluminiscencia se ha observado en otros líquidos además de agua²⁵, pero siempre dentro de un régimen altamente no lineal, en el cual la energía de una onda acústica se concentra a tal grado que se generan emisiones de luz. Según Putterman²⁴, este fenómeno podría ser el oscilador menos lineal del mundo, así como el medio más eficiente para concentrar energía. La energía entra al sistema en el régimen macroscópico y parte de ésta llega a los niveles microscópicos donde se emite luz. Así una teoría del fenómeno tiene que incluir ambos regímenes. Debido a estas características los experimentos realizados pueden llegar a necesitar de detectores de luz tan sofisticados como los utilizados en física de altas energías. Para Barber⁸, el fenómeno de sonoluminiscencia representa una falla de las ecuaciones de Navier-Stokes bajo condiciones donde se esperaría que funcionasen. El número Mach de los campos acústicos utilizados es mucho menor que uno y la longitud de onda es mucho menor que el camino medio, sin embargo se produce luz. Los argumentos de Barber parecen razonables en que la sonoluminiscencia es un fenómeno dentro del régimen de la dinámica de fluidos, sin embargo las ecuaciones originales no tienen la capacidad de describir fotones.

Las escalas de tiempo características de este fenómeno van desde 10-40 KHz (décimas de microsegundos) de la frecuencia de oscilación de la onda acústica utilizada, hasta menos de 40 picosegundos correspondientes al ancho de los pulsos de luz²⁴. La expansión de la burbuja atrapada en el antinodo de presión (nodo de velocidad) de la onda acústica estacionaria dentro de un recipiente resonante lleno de líquido (por lo general agua), sucede en el medio ciclo cuando la presión se vuelve negativa, alcanzando un tamaño típico de 45 micrómetros. El subsecuente colapso acelera las paredes de la burbuja a velocidades supersónicas (ver Capítulo I), comprimiendo el contenido de ésta; sin embargo, después de alcanzar su radio mínimo, emitir luz y oscilar un poco, la burbuja

esta lista para la siguiente expansión. La emisión de luz sucede dentro de 0.5 nanosegundos del radio mínimo, y dura menos de 40 picosegundos hasta más de 350ps^{13,26}. Este pulso sucede en un tiempo 100 veces menor que la vida media más corta de los estados excitados de un átomo de hidrógeno. Cada evento es, a grandes rasgos, esféricamente simétrico y contiene aproximadamente un millón de fotones⁷. Este paseo de la burbuja en montaña rusa se repite cada ciclo, con una sincronización mayor a 50 picosegundos²⁴. A simple vista una burbuja de aire en agua es fácilmente observable como luz continua similar a la de una estrella, de aquí que Barber la haya bautizado como "the star in a jar".

El colapso de la burbuja por la acción de una onda acústica en el régimen sonoluminiscente sucede de manera suficientemente esférica y adiabática, para concentrar la energía del colapso en un volumen pequeño. La presión típica de las ondas acústicas utilizadas oscila aproximadamente 1 atmósfera, que en agua corresponde a un número Mach de 10^{-5} ($M=u/c$ donde u es la velocidad del fluido y c la velocidad del sonido en este). La densidad de energía de la onda acústica es entonces:

$$U=(1/2)\rho(u)^2=(1/2)\rho(Mc)^2\cong 17.3(\text{erg}/\text{cm}^3)\cong 1.08\times 10^{-11}(\text{eV}/\text{átomo})$$

donde ρ es la densidad del agua, $1\text{eV}=1.6\times 10^{-19}\text{J}=1.6\times 10^{-12}\text{erg}$. Suponiendo que los fotones se originan de una molécula, ion o átomo y dado que la luz emitida tiene componentes en el ultravioleta, lo cual equivale a energías de aproximadamente 6 eV, éste fenómeno implica una concentración o amplificación de más de 11 órdenes de magnitud^{8,24}. Observando que $1\text{eV}=11600\text{K}$ y que no se han detectado líneas en el espectro, debemos suponer que la región que produce radiación continua a 6 eV está muy caliente y bajo tremenda presión.

Es importante volver a recordar en este momento que el grado de concentración de energía no se ha determinado. Es de particular interés por sus aplicaciones; si se logra concentrar suficiente energía en una burbuja de deuterio, se podría obtener fusión. Desgraciadamente, mantener a una burbuja de deuterio, así como a una de hidrógeno dentro de un recipiente resonante no se vuelve un trabajo sencillo; en el mejor de los casos viven unos cuantos minutos. En estos casos se ha observado que las emisiones de luz visible son comparativamente tenues¹⁰. De cualquier manera, la detección de un proceso nuclear como fusión se tendría que dar utilizando otros métodos, como buscar neutrones.

Como producir una burbuja sonoluminiscente

Un esquema simplificado de un aparato se presenta en la figura II.1. Para más detalles consúltese la bibliografía^{6,8,10,24}. Las cerámicas piezoeléctricas vibran cuando se les aplica un voltaje oscilante, por lo tanto son la fuente de sonido utilizada para producir SL. La frecuencia de oscilación se escoge para excitar una resonancia de la masa de líquido contenida en el recipiente. Aunque se han utilizado una gran variedad de recipientes de diferentes geometrías, el más sencillo es el esférico, tanto por las ecuaciones que describen su vibración como por la limpieza acústica de sus resonancias. Para tal recipiente el primer modo normal de oscilación está descrito por $\phi = j_0(kr)$, donde ϕ es el potencial de velocidad tal que $v = \nabla\phi$, j_0 la función esférica de Bessel de orden 0, k el número de onda y r la posición con respecto al centro de la esfera. El valor de k y consecuentemente el de la frecuencia ($\omega = kc$, donde c es la velocidad de propagación del

sonido en el líquido), se escoge para satisfacer la condición de frontera impuesta por el sistema, es decir libre de presión en la frontera externa del recipiente. Por una parte las diferencias acústicas entre agua y vidrio son pequeñas, así que a primera aproximación se puede desprestigiar el efecto del recipiente. Así, la condición de frontera se da porque la densidad del aire es mucho menor que la del agua y entonces las oscilaciones del fluido encuentran poca resistencia en su interface con el aire. En términos de las ecuaciones la condición es $\varphi(R) = 0$, donde R es el radio de la esfera de vidrio. Esta solución se ve ligeramente alterada por la presencia del recipiente mismo, pues su densidad no es idéntica a la del agua, sin embargo la corrección es por lo general menor a un 10%. Con la configuración descrita, una burbuja de gas se verá forzada a desplazarse hacia el nodo de velocidad en el centro del recipiente. En primera instancia nos puede parecer extraño que las burbujas prefieran irse hacia los lugares en el recipiente donde las oscilaciones son más violentas o incluso que tengan alguna preferencia, pero la explicación es cualitativamente sencilla. La onda acústica estacionaria genera un gradiente de presión que oscila con igual magnitud de positivo a negativo. Mientras este gradiente es negativo las burbujas crecen y mientras es positivo se contraen. La fuerza que sienten las burbujas debida al gradiente de presión es proporcional al volumen de estas. Así, después de un ciclo acústico la fuerza neta sobre las burbujas es hacia la región de máxima oscilación, como se ilustra en la figura II.2. A esta fuerza se le conoce como fuerza de Bjerknes.

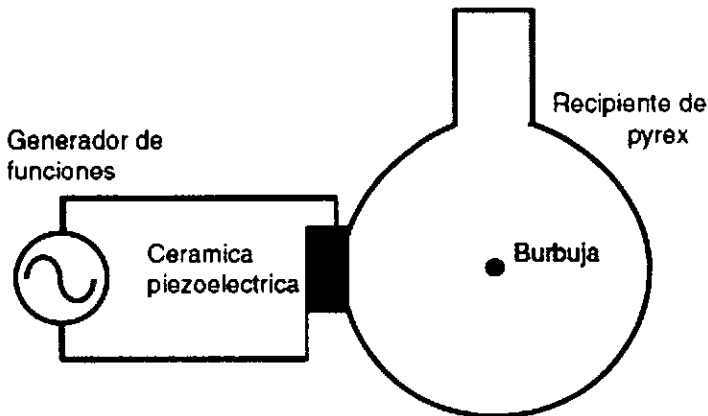


Figura II.1 Esquema de un recipiente para producir sonoluminiscencia. Los componentes no están a escala.

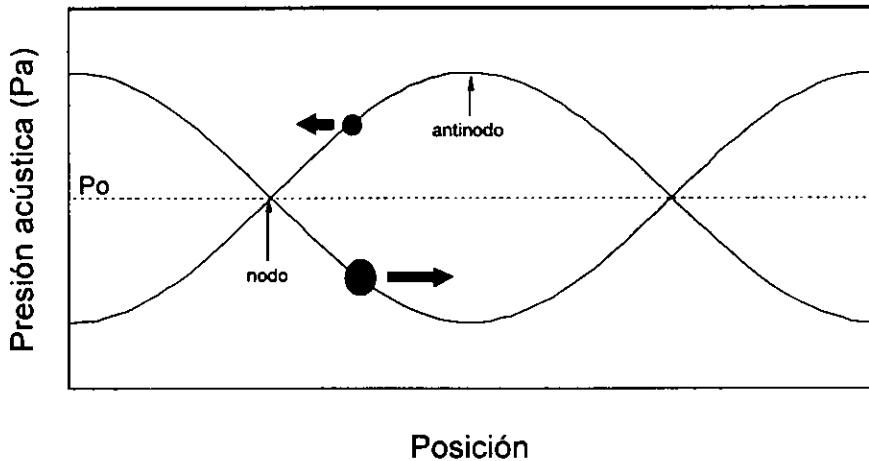


Figura II.2 Los círculos sólidos representan una burbuja de gas bajo la presencia de una onda acústica sinusoidal estacionaria de magnitud P_a . El valor P_0 es la presión ambiente. Las curvas representan los máximos y mínimos de la presión. Se muestra esquemáticamente como la fuerza neta sobre la burbuja es hacia el antinodo de presión.

A la amplitud mínima necesaria para atrapar una burbuja de aire en agua parcialmente desgasificada, ésta se disuelve lentamente. Aumentando la amplitud se puede lograr una burbuja estable contra la difusión, pero que no emite luz. A una presión acústica aun mayor aparece el régimen sonoluminiscente. Conforme se aumenta la amplitud del sonido la burbuja repentinamente se vuelve mucho más pequeña y emite luz. Subsecuentemente un aumento en la amplitud conlleva a emisiones de luz más intensas. Eventualmente se alcanza un límite superior, en el cual la burbuja sonoluminiscente desaparece súbitamente⁸. Ocasionalmente, probablemente debido a las características del resonador, este límite superior se ve substituido por una tendencia de la burbuja a moverse del centro del recipiente conforme se aumenta la presión.

La resonancia acústica del recipiente se puede encontrar experimentalmente buscando picos en la amplitud del sonido con un micrófono, por lo general también una pastilla piezoeléctrica. Otro método para encontrar la resonancia es observar la diferencia de fase entre el voltaje y la corriente a través de los piezoeléctricos. En las resonancias la carga mecánica sobre estas pastillas se ve reducida y consecuentemente se necesita de menos corriente para generar un mismo desplazamiento, además de existir un pequeño cambio de fase. Un factor a ser considerado es que los recipientes mismos cuentan con resonancias vibracionales de las paredes, las cuales no atrapan una burbuja. Por otra parte, las variaciones de algunos grados centígrados en la temperatura del líquido cambian la velocidad de propagación del sonido en éste y la resonancia se desplaza unos 200 KHz, corrimiento que por lo general es mayor que su ancho. Para solucionar este problema se

puede instalar un sistema para corregir continuamente la frecuencia de excitación¹⁰. La teoría detrás de la operación de este sistema es que la fase de respuesta de estos osciladores, con respecto a la de una excitación sinusoidal, se desplaza π conforme la frecuencia se acerca a su resonancia. El equipo necesario es un *Lock-in amplifier*, que mide la diferencia de fase entre el micrófono y la onda de excitación, y después un integrador para convertir esta señal en un voltaje con el cual se controla la frecuencia del generador de funciones, ver figura II.3.

El factor Q se define como el coeficiente $f_0/\Delta f$, donde f_0 es la frecuencia de resonancia y Δf es el intervalo de frecuencias alrededor de f_0 en la cual la amplitud de respuesta es mayor que la mitad de la máxima. Para un recipiente típico utilizado para producir SL Q es de entre 300 a 1500. Los voltajes típicos utilizados para los piezoeléctricos son de entre 50 a 150 V (que se pueden generar fácilmente pero pagando el precio de un amplificador lineal de alto voltaje). Existe una alternativa, igualar las impedancias del circuito resonante eléctrico, dominado por la capacitancia de los piezoeléctricos, con el uso de inductores y así utilizar menos de 10 V. El principio es que un circuito con una capacitancia e inductancia tiene una resonancia característica encontrada en el caso ideal (sin considerar resistencia) a una frecuencia $\omega = 1/\sqrt{LC}$. Así, una vez calculada la resonancia acústica del recipiente usando las ecuaciones presentadas anteriormente, se escoge la inductancia de tal manera que la frecuencia de resonancia del circuito eléctrico coincida con la mecánica. Como en la mayoría de los casos el cálculo de las resonancias difiere un 10% del valor real, es conveniente utilizar una inductancia variable, lo que se puede obtener fácilmente de distintas maneras. Uno de los métodos más fáciles es conseguirse varios inductores de distintas inductancias y conectarlos en serie con interruptores para incluirlos u omitirlos en el circuito.

La inyección burbujas dentro del recipiente se puede realizar de muchas maneras. Para empezar, en un recipiente abierto con solo dejar caer una gota sobre la superficie del agua cuando está en la adecuada resonancia, se generan micro burbujas que convergen a los antinodos de presión. Sin embargo, para poder obtener algún grado de reproducibilidad se utilizan sistemas sellados, completamente llenos, donde las mezclas de gases se pueden controlar con precisión. Los cambios de densidad, asociados a cambios de temperatura, se absorben en estos sistemas mediante un contenedor con volumen flexible, como un globo. Para inyectar burbujas en un recipiente sellado se utiliza una resistencia colocada en el interior del recipiente. Al pasar un pulso de corriente a través de la resistencia esta se calienta, hirviendo el agua a su alrededor y generando burbujas, que subsecuentemente sufren la misma suerte que las descritas anteriormente, terminando en los antinodos de presión. Una buena elección de resistencia es un pequeño alambre de Nicromel (NiCr), pues se calienta rápidamente y tarda en fundirse. La temperatura del líquido se mide mediante un termopar colocado en el interior del recipiente.

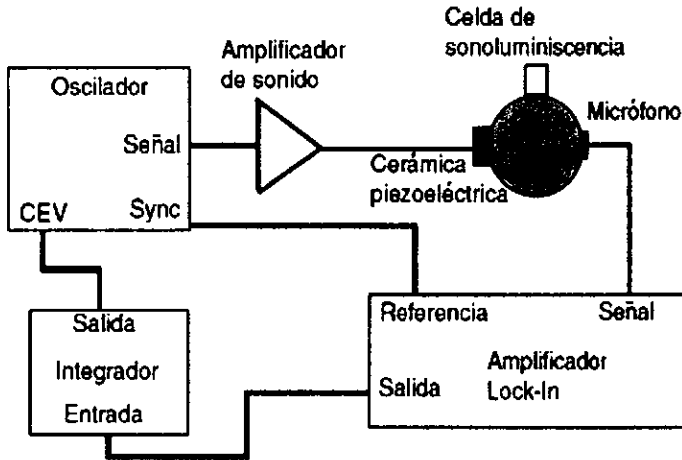


Figura II.3 Esquema de un arreglo experimental típico para controlar la resonancia acústica de un recipiente. El Lock-In mide la diferencia de fase entre la frecuencia del oscilador (Sync) y la respuesta del micrófono. El integrador convierte la diferencia de fase en un voltaje, que posteriormente controla la frecuencia del oscilador por medio de un control externo de voltaje (CEV).

El control de las mezclas de gases se hace anterior al llenado, en un sistema descrito en la figura II.4. El fluido que se va a utilizar se desgasifica primero hasta alcanzar una presión parcial de decenas de millitorr sobre la presión de vapor. Esto es necesario pues un fluido a una cierta presión de gas (en este caso una atmósfera de aire), disuelve una gran cantidad de éste. Para estos niveles de vacío, las mejores opciones son las bombas mecánicas. Un revolovedor magnético dentro del recipiente que contiene el líquido puede acelerar el proceso de desgasificar mediante la formación de burbujas y vórtices que aumentan la interface gas líquido. Una vez desgasificado el fluido, la cantidad de gas deseada se mezcla y se mide sobre la presión de vapor de éste. Si se quiere utilizar una mezcla particular de gases, ésta se prepara aparte, antes del llenado. Para mezclar adecuadamente los gases deseados en el líquido, también se usa un revolovedor magnético. Manteniendo al sistema sellado, se abre una válvula entre el recipiente evacuado de gas (también con la bomba mecánica) y el fluido. Como en el recipiente hay vacío y sobre el fluido hay una cierta presión de gas, este fluye para llenar el recipiente. Por último, para estabilizar la presión estática dentro del recipiente, se puede abrir brevemente una válvula al ambiente o forzar más líquido con una bomba peristáltica (este último método es el recomendado para mantener mejor aislamiento).

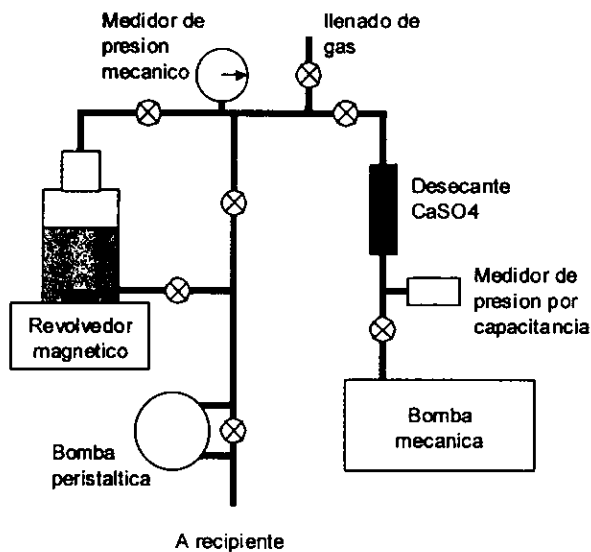


Figura IL4 Esquema de un sistema típico utilizado para la preparación de líquido y gas en experimentos de sonoluminiscencia. Este mismo se utilizó también para los experimentos en el tubo de Venturi.

Otras alternativas para producir luz en cavidades

Sonoquímica

Como se mencionó anteriormente, la SLMB se puede observar en dispositivos comúnmente usados para sonoquímica²⁷. En general, consisten de algún dispositivo mecánico que oscila dentro del fluido con suficiente violencia para generar cavidades que pueden llegar a emitir luz. Los detalles de estos aparatos no se presentarán en este trabajo, así como su variedad. Es importante notar, sin embargo, que en varios casos las condiciones experimentales pueden ser considerablemente distintas. Con limitado conocimiento del vasto espacio de parámetros, algunas de estas variaciones podrían resultar esenciales. Así, para cualquier comparación seria se deben establecer claramente las condiciones bajo las que se trabajan y los puntos que se desea comparar. En esta tesis se hace énfasis en las diferencias y similitudes de SLUB y luminiscencia en el Venturi, más no de igual manera con la mayoría de los experimentos reportados en sonoquímica, que presentan diferencias mayores.

Burbujas en superficies

También se ha observado SL en paredes de objetos dentro de recipientes resonantes llenos de líquido²⁸. Tal vez estas emisiones sean similares a las producidas en algunos aparatos de sonoquímica, donde las burbujas pueden quedar pegadas al oscilador sólido. Pero más interesante es tal vez su comparación con la sonoluminiscencia de una burbuja aislada de superficies sólidas. En particular, como se discute más adelante, los resultados permiten mayor comparación con los de esta tesis.

Laser

Por otra parte, se ha reportado luminiscencia de cavidades creadas con un pulso láser de alta potencia²⁹. Este proceso representa una alternativa para producir luminiscencia de cavidades que se colapsan una sola vez. Actualmente no se han reportado trabajos con esta técnica que permitan una buena comparación con los resultados de la tesis. Lo que resulta interesante es entonces proponer experimentos que utilicen un laser para generar burbujas que se colapsen una sola vez y verificar o contradecir esta tesis. Por otra parte, los pulsos laser utilizados parecen ser suficientes para generar pequeños plasmas (los cuales sin duda emiten radiación al enfriarse), volviendo técnicamente difícil la búsqueda posterior de luminiscencia producida por cavitación.

Mecanismos para la emisión de luz

Es de esperarse que la sonoluminiscencia haya impulsado la generación de distintas teorías para su explicación. Sin embargo, ninguna de éstas nos resuelve toda la riqueza experimental que el fenómeno ofrece. Uno quisiera además, que las teorías de SL fueran capaces de predecir resultados tan interesantes como los que pretenden explicar.

A continuación se presentan algunas teorías que ya han sido publicadas para explicar el mecanismo mediante el cual se emite luz. Todas necesitan de mayor evidencia experimental para ser aceptadas o descartadas.

La onda de choque

Motivados por el colapso supersónico, muchos investigadores han sugerido que se lanza una onda de choque hacia el interior de la burbuja momentos antes de la emisión¹³. Conforme la onda de choque se enfoca a un punto, esta se intensifica calentando al gas que atraviesa. Después el pulso llega al centro de la burbuja y "rebota", ahora viajando hacia fuera a través del gas caliente, calentándolo aun más. Según este modelo, la emisión de luz sucede en este momento. El mecanismo de emisión se da al suponer que el gas se calienta lo suficiente para ionizarse. Los electrones liberados durante este proceso emiten radiación al chocar con otros iones. Se han reportado trabajos con la intención de detallar el espectro de emisión dentro del marco de esta teoría³⁰.

La teoría es razonablemente consistente con los experimentos, principalmente por producir un espectro continuo. Los ajustes teóricos al espectro experimental se realizan suponiendo que la burbuja alcance un radio mínimo cercano a 1 micrómetro, que la pared de la cavidad alcance velocidades de cuatro veces la del sonido y que la emisión ocurra cerca del radio mínimo, todos resultados consistentes con las mediciones. En esta teoría se asume que las emisiones se dan cuando en la cavidad se da una especie de transición de fase a un estado de alta energía. Cuando el gas alcanza una temperatura crítica de

ionización se emite luz, y apenas se enfría por debajo de esta temperatura las emisiones desaparecen. Una característica que la teoría predice de este plasma generado en el interior de la burbuja, es que es mucho menor que el radio mínimo. Sin embargo, con esta teoría no se ha podido predecir la dimensión de la región caliente ni se pueden explicar los detalles del espectro. Como el espectro completo de sonoluminiscencia no se conoce, solo se ha podido estimar su temperatura y por lo tanto el grado al que se concentra energía. Otra limitante de este modelo es que no tiene forma de predecir el rango de presión acústica en el cual se obtiene la SL. Además, tampoco se ha encontrado una forma de incluir satisfactoriamente los efectos de temperatura ambiente y concentración de gas noble.

Formación de jets

El modelo de formación de "jets" se propuso simultáneamente por Andrea Prosperetti de la Universidad Johns Hopkins en Baltimore y Michael Longuet-Higgins de la Universidad de California, San Diego. La principal suposición de esta teoría es que la burbuja no mantiene estabilidad esférica durante las últimas etapas del colapso. En particular, se predice la formación de un jet, en la dirección de desplazamiento de la burbuja, que atraviesa a la burbuja de una de sus paredes a la otra a velocidades supersónicas. Dada la presencia de una onda acústica, la burbuja se desplaza periódicamente debido a la fuerza de gravedad y a la oscilación del gradiente de presión. Este movimiento del cuerpo de la burbuja genera una inestabilidad que sólo se hace evidente unos cuantos nanosegundos antes de que el jet choque con la pared opuesta de la cavidad, según Prosperetti³¹. Este análisis de la dinámica de la cavidad incluye al campo gravitacional de la tierra, mientras que por lo general se desprecia. Además, la dimensión del jet, así como la posibilidad de volverse tan violento que destruya a la burbuja, depende de la amplitud del sonido. Con estos argumentos el modelo tiene la capacidad de predecir la ventana de amplitudes a las que se observa la SL.

Existe evidencia experimental que verifica la existencia de jets en burbujas oscilantes, aunque directamente sólo se han observado bajo condiciones lejanas a las necesarias para la SL. Es importante notar que en estos experimentos las burbujas se encuentran en la vecindad de una superficie sólida. En este caso la presencia de tal superficie determina una dirección preferencial para la formación de jets. La observación de sonoluminiscencia en burbujas hemisféricas pegadas a superficies sólidas²⁸ vuelve a esta teoría más atractiva. Estas burbujas también presentan un espectro continuo y emisiones de luz con duración de picosegundos.

Por otra parte, la emisión de luz en este modelo es un tanto especulativa. Prosperetti propone "fracto-luminiscencia", es decir, emisión de luz asociada a una fractura del líquido, basándose en la observación de emisiones asociadas a la fractura de materiales, como cuarzo, en los cuales se observa un espectro continuo. Para este tipo de emisiones se debe suponer que el líquido se fractura y no fluye. Resulta interesante por lo menos considerar la posibilidad de que la SL fuera el resultado de un estado no Newtoniano del agua. La fractura se da una vez que se alcanzan tensiones tan altas que el líquido no tiene tiempo de fluir. Esta condición de fractura permite la explicación tentativa de varias observaciones experimentales. Por una parte, los enlaces covalentes entre moléculas de agua la vuelven más rígida que otros líquidos, explicando por que es el fluido más favorable para producir SL. Además, reducir la temperatura también vuelve al

agua más rígida, así como añadir alcohol la vuelve menos rígida. Por otra parte, la presencia de gases nobles puede ayudar en la generación de puntos débiles en la superficie de la burbuja, pues estos gases solo interactúan débilmente con las moléculas de agua. Más aun, los gases nobles pesados representan un punto débil más grande que los más ligeros y los biatómicos forman enlaces con agua más fuertes, observaciones que concuerdan con los experimentos.

Mecanismos químicos

El estudio de sonoquímica se hace por lo general con puntas de titanio oscilando dentro de un fluido a frecuencias de ultrasonido. Para explicar las emisiones de luz en estos sistemas se han sugerido gran cantidad de procesos químicos, catalizados por las presiones y temperaturas alcanzadas por las implosiones de cavidades. Kenneth S. Suslick atribuye las emisiones a química de altas energías que sucede dentro y en la cercanía de burbujas³². Se han realizado extensos trabajos en diferentes líquidos y con diferentes gases para comparar las emisiones espectrales, tratando de obtener información del grado de concentración de energía³³. Sin embargo, la comparación con SLUB aún esta incompleta ya que no en todos los casos se ha encontrado el mismo espectro en celdas de sonoquímica y en sonoluminiscencia de una burbuja³⁴.

La teoría que menciona a continuación también es de carácter químico; sin embargo, no fue creada para explicar las emisiones de luz en sonoluminiscencia, sino para tratar de entender los mecanismos de la dinámica de las cavidades. Su importancia es que se ha tomado como base para otras teorías de la emisión. Detlef Lohse y Sascha Hilgenfeldt de la universidad de Marburg, en Alemania, propusieron una teoría basada en mecanismos químicos³⁵ para explicar los efectos de dopar con gases nobles en SLUB. La idea principal de esta teoría es que durante la etapa final del colapso de una burbuja, los gases contenidos en su interior se ionizan y reaccionan con el agua que los rodea. Según Lohse y Hilgenfeldt estos mecanismos químicos son los que "expulsan" a los gases no inertes del interior de la burbuja. Así se puede explicar como una burbuja que contenga un 1% de argón en nitrógeno, se comporte como una de argón puro. Este resultado se ha verificado experimentalmente³⁶.

Compresión adiabática

En una ulterior elaboración de las teorías químicas discutidas en la sección anterior, Hilgenfeldt, Grossmann y Lohse³⁷ explican las emisiones mediante una compresión adiabática del gas contenido en el interior de las burbujas. Según los autores, en la mayor parte del ciclo acústico la burbuja oscila isotérmicamente, solo que en la región alrededor del radio mínimo, alcanza tales velocidades que su movimiento se puede aproximar por una compresión adiabática. Las temperaturas máximas que se obtienen en este modelo están alrededor de 30,000 grados Kelvin, suficientes para emisión de cuerpo negro. Sin embargo, existen resultados experimentales que muestran que los pulsos de luz son independientes de la longitud de onda^{26,38}, lo cual es inexplicable con radiación de Planck. Por este motivo, Hilgenfeldt et al. proponen una corrección a la radiación de cuerpo negro debida a la pequeña ionización de los gases contenidos en el interior de la burbuja. Esta fracción de gas ionizado (según la referencia de menos de 10%), afecta la emisión de cuerpo negro por su absorción y emisión. Así las emisiones en sonoluminiscencia provienen de Bremsstrahlung térmico y recombinaciones químicas.

La mayor ventaja de este modelo, en comparación con los otros presentados, está en ofrecer una fórmula relativamente simple para las emisiones de luz. De esta manera, se pueden simular fácilmente un gran número de situaciones físicas con diferentes parámetros. A grandes rasgos los resultados presentados por Hilgenfeldt et al. concuerdan con los experimentos. Más aun, el modelo predice el ancho de los pulsos de luz en función de la frecuencia para algunos sistemas donde todavía no se han medido dichos pulsos.

El principal problema de esta teoría parece estar en la manera de estimar la temperatura dentro de la burbuja. Por la falta de mediciones experimentales directas, es necesario utilizar teorías y aproximaciones para describir el interior de la burbuja cerca de su radio mínimo. La falla podría estar en que estas teorías se deducen en regímenes que no se mantienen cerca de la región de emisión de luz. Por otra parte, una compresión adiabática debería ionizar mucho más a los gases nobles pesados (xenón, kriptón, con ionización a $\sim 13\text{eV}$) que a los ligeros (neón, helio, con ionización a $\sim 27\text{eV}$), pero los resultados experimentales en SLUB muestran que las emisiones de todos estos gases son del mismo orden.

Solidificación de agua

Robert Hickling y otros autores han sugerido explicar la SL en términos de una solidificación transitoria de agua a alta presión. La motivación según Hickling es ser consistentes con otros fenómenos conocidos de cavitación³⁹. La solidificación de agua se ha usado para explicar otros fenómenos, como la nucleación de hielo en líquidos enfriados por debajo de su punto de solidificación al ponerlos a cavitarse, así como la reducción de erosión producida por cavidades al acercarnos a cero grados centígrados.

Las condiciones para obtener una solidificación transitoria a alta presión se podrían dar en la etapa final del colapso de una burbuja sobre la pared de ésta. Claramente, ésta teoría ofrece una explicación al aumento de emisión de SL conforme se reduce la temperatura del agua. Además, según Hickling, dado el singular diagrama de fase de agua, también se puede explicar por qué es éste el mejor líquido para SL.

Probablemente la parte más oscura de esta teoría es el mecanismo de emisión de luz. Si se atribuye SL a la solidificación de agua, claramente las emisiones deben provenir de alguna propiedad de esta fase sólida. Se ha sugerido emisión por tunelaje de protones dentro de una estructura semi-cristalina⁴⁰. Sin embargo no existe una clara relación que incluya los efectos de la mezcla de gases disueltos en el agua.

Capítulo III

Cavitación en un tubo de Venturi

Este capítulo es el cuerpo de esta tesis; se presenta el experimento realizado y los resultados obtenidos. Primero se da una descripción general del dispositivo y sus partes. Después se discute como se realizaron cada una de las mediciones reportadas. Por último se presentan los resultados experimentales.

Diseño del experimento

Descripción general

Una bomba de alberca, pedazos de PVC, tubo TYGON de 2.5 cm de diámetro, y un Venturi de pyrex formaron el primer experimento. Claro que el último dispositivo experimental no difiere demasiado, si no es por un mínimo de ingeniería. De ninguna manera se debe pretender perfección en un experimento, esto podría resultar en una pérdida de tiempo. Hay que juntar fierros, aparatos y masking-tape con el objetivo de aprender física y solo hacer cambios cuando sea absolutamente necesario. Es más, en este tipo particular de experimentos llamados “table-top physics” en general resulta más productivo empezar de nuevo, pues todos los errores cuentan. El esquema general del aparato se describe en la Figura III.1.

Forma recomendada del tubo de Venturi

En diversas aplicaciones de ingeniería se utilizan tubos de Venturi, una de ellas es para medir flujos de líquidos. Diversas compañías fabrican estos tubos y han optimizado dimensiones, por lo cual antes de mandar a fabricar el primer Venturi de pyrex investigamos las dimensiones típicas que se reportan en los catálogos. Se encontró que estas dimensiones coincidían a grandes rasgos con las descripciones de Peterson. Esta forma original dio resultados positivos y los Venturis subsecuentes de pyrex y cuarzo se hicieron bajo el mismo esquema. Es importante notar que las dimensiones exactas solo son de importancia para calcular la distribución de presiones (con la ecuación de Bernoulli), pero no para obtener los resultados experimentales.

En el caso del tubo de Venturi utilizado podemos calcular un número de Reynolds tomando,

$$\frac{\eta}{\rho} = 10^{-6} \frac{m^2}{s} \quad (\text{para agua a 20 grados Celsius}),$$

un flujo de 1m/s y la escala característica de la constricción de ~0.01m. Así, obtenemos un número de Reynolds para el Venturi, $\Re \approx 10000$. Es importante notar que esta cantidad refleja la importancia de la viscosidad η ; en el Venturi las condiciones de flujo son tales que podemos despreciar la viscosidad.

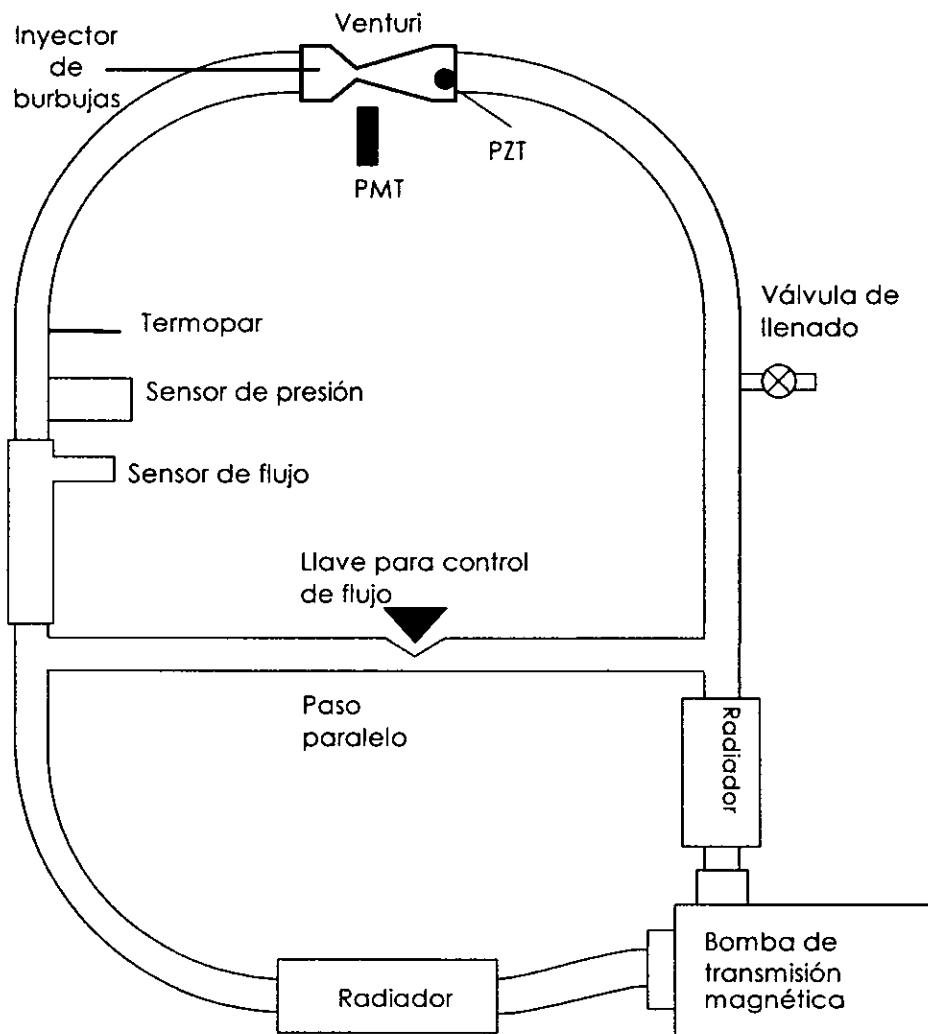


Figura III.1 Esquema del arreglo experimental en el que se realizaron los experimentos presentados en esta tesis (no a escala). El flujo de agua con esta presentación va en el sentido de las manecillas de un reloj. Una vez llenado el sistema de líquido, se cierra la válvula de llenado y así se pueden mantener las concentraciones de gas por un par de días. La pastilla PZT esta pegada con epoxy al exterior del Venturi.

Control del flujo dentro del sistema

El flujo de líquido a través del tubo de Venturi se controló mediante un paso paralelo con una restricción variable (ver Figura III.1). De esta manera el flujo constante que genera la bomba se divide entre el Venturi y este paso.

Control de temperatura

Para comparar el Venturi con los experimentos previos en SL, es de fundamental importancia la temperatura¹¹. Claro que como todo buen experimento en física, la mayoría de las partes usadas para montar el Venturi fueron originalmente diseñadas para otra aplicación totalmente distinta, y exceder sus límites es el pan de cada día. Así, la bomba que compramos con $\frac{3}{4}$ caballos de potencia genera una gran cantidad de calor, por lo cual fue necesario incluir en el circuito a un par de disipadores de calor enfriados por un refrigerador. Los disipadores de calor utilizados consisten de dos tubos concéntricos de cobre con el flujo del sistema en el tubo interior y flujo de líquido enfriado por un refrigerador (Fisher Scientific modelo 9501) en el tubo exterior. El circuito esta construido principalmente con tubo de tygon y pedazos de PVC que son buenos aislantes. Las secciones de cobre, incluyendo los disipadores de calor, se aislaron con pedazos de hule espuma.

El gas y líquido

Como para todo experimento de sonoluminiscencia, fue necesario desgasar el agua antes de poner a cavitarse. Para esto utilizamos básicamente el mismo sistema utilizado para SL¹⁰ (ver figura II.4). Uno de los requisitos principales es mantener el circuito aislado. Para esto fue necesario utilizar una bomba de transmisión magnética.

Experimento

Medición del flujo

Para medir el flujo en la sección de tubo anterior al Venturi colocamos un medidor de paletas (Omega FP7010), pre-calibrado de manera que el número de vueltas de la pequeña turbina equivale a un flujo de líquido (70.5Hz por galón). Las paletas de esta turbina están equipadas con imanes, los cuales generan inducción electromagnética detectable para un contador de pulsos. Con un número de Reynolds de ~ 10000 , podemos despreciar los efectos de viscosidad, además, la compresibilidad del agua es pequeña, así, un flujo medido en una sección del circuito se debe mantener en los otros puntos del sistema tomando en cuenta los cambios de volumen. Es posible observar pequeñas partículas en el flujo y no se pueden distinguir vórtices.

Medición de la temperatura

La medición de la temperatura en el líquido se realizó a través de un termopar en contacto con una tubería de cobre en forma de T conectada al circuito. Un total de menos de 4 litros circulando a cerca de un litro por segundo, nos asegura que el sistema está en equilibrio térmico y que la medición realizada solo en un punto del sistema se puede extrapolar al resto. Se verificó que el sistema se mantiene en equilibrio térmico cambiando el punto de contacto del termopar alrededor del circuito.

Gas y líquido

El esquema seguido es básicamente el siguiente: Desgasificar suficiente agua destilada para todo el circuito (4 litros), para mezclar en ésta los gases deseados. Después, se hace vacío en el circuito (todas las mediciones se hicieron con una presión de vacío menor a 100 micrómetros de mercurio). Luego se llena el sistema con el líquido preparado, utilizando el vacío en éste para mantener aislamiento. Por último se lleva el circuito a aproximadamente una atmósfera y se sella para el resto del experimento. Para este tipo de aplicaciones donde un vacío de 50 micrómetros de Hg es ya suficiente, las bombas mecánicas son la alternativa más barata. Claro que hay que acostumbrarse al ruido de bombeo que producen de un par de ellas. Las paredes reverberantes del laboratorio de acústica donde se realizaron los experimentos hacen que el eco constante se vuelva nuestro silencio y una conversación a mas de dos metros de distancia sea incomprensible.

Es importante notar que en estos experimentos una mezcla de gases estará representada en las cavidades gaseosas que se formen. Las presiones de gas sobre agua destilada reportadas son todas a temperatura ambiente (20-25C). Así, por ejemplo, 150 torr de Xenón sobre una presión de vapor de agua de 25 torr, es tal que una vez en equilibrio, la presión total sobre el agua del recipiente sellado sea de 175 torr. Para mezclar el gas deseado a un total de cuatro litros de agua, es preferible agitar violentamente al recipiente hasta notar estabilidad en la presión sobre este.

La presión dentro del sistema

Con la intención de entender más acerca del flujo a través del Venturi partiendo de la ecuación de Bernoulli, colocamos un medidor de presión (Omega PX303) unos cinco centímetros antes de la entrada al Venturi. Este detector opera por medio de una membrana metálica que se deforma según la presión externa que se le aplique. El cambio subsecuente de capacitancia es detectado a través de un voltímetro. Lo que uno paga al comprar tales aparatos es la calibración, para este caso la presión equivalente a una capacitancia medida.

Desafortunadamente, pero como casi todas las mediciones en un experimento, ésta es más complicada de lo que parece. En el circuito sellado, al cambiar el diámetro del paso paralelo para variar el flujo a través del Venturi, el volumen total se reduce, incrementando la presión estática. La bomba es altamente no lineal y solo podemos asegurar que genera una diferencia de presión difícil de cuantificar. En particular, cuando se tienen las condiciones para la cavitación, con facilidad se generan burbujas en el interior de la bomba y otras partes del circuito además del Venturi, volviendo prácticamente imposible una extrapolación de las presiones en el resto del sistema con la presión medida. Está claro que en tales casos no tiene mucho significado aplicar Bernoulli. Más importante aún, una vez que se tiene una nube de burbujas presente, estas interactúan entre si, resultado que no debe sorprendernos. Experimentos con nubes de burbujas¹⁷, resaltan el hecho de que no se puede asumir una presión uniforme para una nube de burbujas.

Otros problemas relacionados con la presión estática son la presión parcial de gas y la presión de vapor. Para mantener la misma mezcla de gases, el sistema se mantenía sellado después de llenarse, de esta manera cualquier cambio en las presiones internas equivalía a un cambio en la presión estática. Por una parte la presión de vapor aumenta con la temperatura del líquido. En la mayoría de los casos no se tenían dos refrigeradores

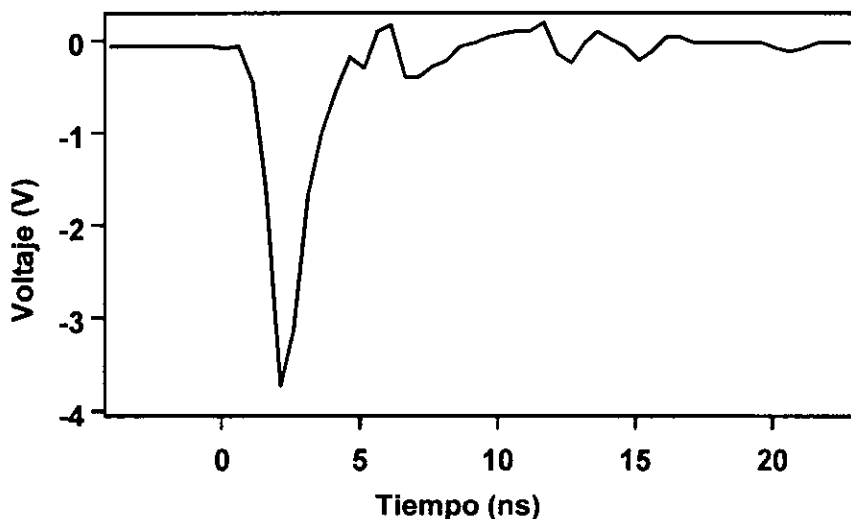


Figura III.2 Respuesta de un fotodetector (Hamamatsu H5783-03) a un pulso de luz producido en cavitación dentro del Venturi. El evento se registro en un osciloscopio digital (HP 54542-A, 500MHz) con una terminación de 50 Ohms disparado por el mismo evento. La medición se realizó a 20C y 50 torr de xenón en agua. El tiempo de caída de esta señal es 918ps y de la geometría podemos estimar un total de 100 fotoelectrones. Con estos datos podemos deconvolver un evento de un solo fotoelectrón (700-800ps) y establecer un limite superior de 550ps al ancho de un pulso de luz producido por cavitación en el tubo de venturi.

para enfriar al sistema, así que este alcanzaba un equilibrio térmico varios grados por encima de la temperatura ambiente. Por otra parte, al llenar el sistema como se describe en la sección anterior *gas y liquido*, quedan algunas burbujas de gas o vapor atrapadas en el circuito. Apenas se pone a funcionar a la bomba estas se disuelven, pero se notó en algunos casos que podían afectar la presión estática del interior. La manera de notarlo es antes de vaciar al circuito, si bota un poco de agua sabemos que estaba a una presión superior a la ambiente, si entra aire sabemos que estaba a una presión menor.

Medición de la intensidad

Para caracterizar las emisiones de luz utilizamos diversos foto-multiplicadores (PMT), principalmente un Hamamatsu H5783 por tener tiempos de respuesta menores a un nanosegundo. Las mediciones de intensidad reportadas se hicieron terminando la señal del PMT con 10KOhms en un multímetro digital (HP 3478A). De esta manera el voltaje medido equivale a una integral en el tiempo de los pulsos mandados por el PMT, es decir, obtenemos de una manera relativamente sencilla un promedio de la luz emitida. En algunas ocasiones utilizamos un osciloscopio digital para resolver los pulsos de luz. Con una terminación adecuada (en nuestro caso 50 Ohms), es posible obtener toda la resolución del PMT, y de esta manera verificar que las emisiones de luz en este fenómeno suceden en tiempos menores a un nanosegundo, ver figura III.2 (como es el caso en SLUB). Para correlacionar las emisiones de luz con el ruido de cavitación (figura III.3),

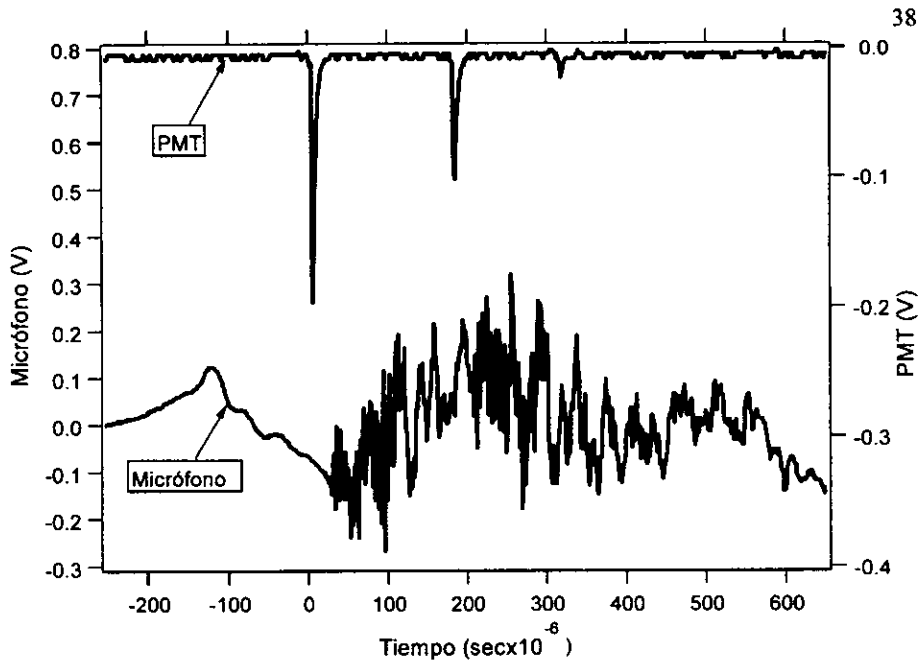


Figura III.3 Respuesta de un foto detector y una pastilla piezoeléctrica (funcionando como micrófono) a un evento de cavitación en el tubo de Venturi. Se utilizó un foto detector con terminación de 10K Ohms para alargar la señal temporalmente. El micrófono se colocó algunos centímetros flujo abajo de la constricción y el foto detector. Para mayor control de eventos de cavitación utilizamos agua desgasada y un inyector de burbujas antes de la constricción del Venturi. Para este caso se inyectó xenón y la señal del foto detector sirvió de disparo. El colapso de una burbuja produce en nuestro micrófono una señal de alta frecuencia que se detecta con facilidad sobre el "ruido" de menor frecuencia.

utilizamos una terminación de 10K Ohm. De esta manera los pulsos originales del PMT se dilatan en el tiempo, permitiéndonos registrarlos junto con la señal de un micrófono que se registra posteriormente. Como micrófono se utilizó una pastilla de cerámica piezoeléctrica pegada con epoxy al exterior del Venturi. Por otra parte con un osciloscopio digital (HP 54542A) nos fue posible resolver la señal del PMT junto con su correspondiente señal de micrófono, ver figura III.4. Además del osciloscopio, en estos experimentos no hay mayor electrónica que limite la resolución temporal de un PMT, por lo que fue necesario utilizar el osciloscopio mencionado que puede muestrear a 500MHz.

Como todo buen PMT, estos detectores son muy sensibles, hay que tratarlos con el mayor de los cariños. Para un ojo inexperto, la pequeña cajita negra que descansa en una mesa óptica, junto con otros objetos con apariencias más sofisticadas, bien podría pasar por una caja de cerillos, más aun, por una simple resistencia, pues le salen algunos cables. Olvidándonos de su precio un tanto elevado, lo que cuenta son las maravillas que nos permite medir. Claro que para poder ver el esplendor del cielo estrellado, hay que ocultar al sol, un PMT que puede contar fotón por fotón necesita estar en un lugar completamente oscuro. Con riesgo de fundirlo y siguiendo la ley de Murphy, hay que activar varios

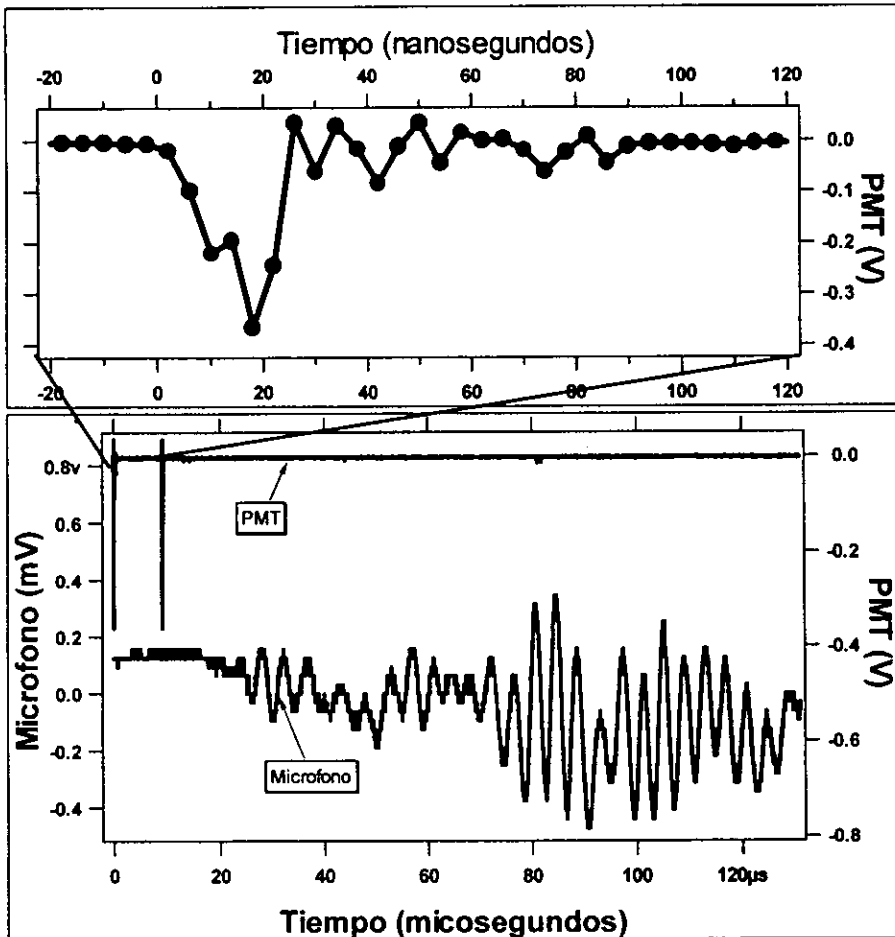


Figura III.4 Señal simultánea de micrófono y PMT correspondientes a cavitación y luminiscencia dentro del tubo de Venturi. La grafica inferior es toda la historia temporal registrada en este caso particular, donde se muestran las dos mediciones. En la parte superior se muestra la señal del PMT expandida tres ordenes de magnitud alrededor del primer evento. Este experimento se realizó inyectando a un flujo de agua altamente degasada burbujas de xenón. El retraso respecto a la emisión inicial de luz con el que aparecen las oscilaciones de alta frecuencia en el micrófono, nos permiten estimar que el colapso de las cavidades ocurrió alrededor de 2.5cm de la constricción. Nótese que en comparación a la figura III.2 la señal del PMT es más ancha. Esto podría ser porque en este caso la velocidad de muestreo del osciloscopio no es suficiente para resolver temporalmente un pulso subnanosegundo. Es probable además que el evento registrado sea en realidad dos emisiones. El segundo evento registrado en el PMT es otra emisión dentro del Venturi, sin embargo el micrófono utilizado no tiene la capacidad dinámica para resolver estas escalas de tiempo.

interruptores antes de que le llegue corriente. En algunos casos, cuando utilizamos alto voltaje para los PMT's, no solo hay que mantenerlos a oscuras,

hay que "caminarlos" al alto voltaje necesario con pequeños incrementos a la vez. Fundir un PMT se vuelve más problemático cuando éstos tienen un valor agregado. El que se utilizo para obtener el espectro está calibrado como función de la longitud de onda, así que hay que añadirle al precio unos seis meses de trabajo.

A comparación de SLUB, las emisiones de luz en el tubo de Venturi no están correlacionadas a una oscilación armónica, por lo cual el uso de un *lock-in amplifier* para eliminar el ruido es imposible. Sin embargo, se compararon las señales del multímetro digital con las del *lock-in* en SLUB, mostrando que, en efecto, el último de estos aparatos elimina el ruido, pero las señales resultaron equivalentes dentro de un 10%.

Ruido de cavitación

Con conocimiento previo del ruido que producen las cavidades al colapsarse²⁴, colocamos una pastilla piezoeléctrica flujo abajo de la restricción del Venturi. Las pastillas piezoeléctricas pueden utilizarse como micrófonos; al deformarse generan un voltaje. En estas últimas mediciones, la diferencia de tiempo entre el micrófono y la señal de luz corresponde a la velocidad de propagación del sonido en agua (aproximadamente 1500ms/s), figuras III.3 y III.4. La pastilla piezoeléctrica utilizada tiene su resonancia fundamental a ~80KHz, por lo cual toda oscilación por encima de esta frecuencia no se resolverá adecuadamente. Una onda de choque o un pulso con frecuencia por encima de la resonancia del detector excita a este como una función delta. Así, las oscilaciones subsecuentes están más determinadas por el micrófono que por el experimento. Sin embargo, el propósito en este caso es solo de relacionar los pulsos de luz y los pulsos de presión.

Medición del Espectro

El espectro se midió utilizando un espectrómetro de rendijas instalado y calibrado por Robert A. Hiller⁷ en uno de los laboratorios del grupo de acústica de UCLA. Su funcionamiento y calibración se explica detalladamente en la referencia. La calibración adecuada de un espectrómetro es complicada, sin embargo a grandes rasgos se realiza utilizando lámparas precalibradas y comparando las emisiones a través del espectrómetro con las curvas de emisión dadas. En este caso, Hiller utilizó diversas lámparas de Deuterio y QTH ya que emiten un espectro con poca estructura en todo el rango visible.

Uno de los resultados que mantienen a esta área de investigación interesante es el espectro continuo. En experimentos con sonoluminiscencia de una burbuja en agua^{6,7}, en otros líquidos²⁵ y en cavidades que colapsan contra paredes rígidas²⁸, se encuentra un espectro continuo. Así, cualquier comparación de emisiones de luz en cavidades con los resultados actuales, requiere de un análisis espectral. En tales experimentos el control de la temperatura, así como del flujo, se vuelven de mayor importancia, pues hay que promediar intensidades. Con este fin utilizamos dos refrigeradores (Fisher Scientific 9501), cada uno con un intercambiador de temperatura conectado al circuito de agua. Este arreglo nos permitió mantener una temperatura de 28 grados centígrados por el tiempo necesario para que el espectrómetro promediara, figura III.5. El espectro presentado esta corregido para tomar en cuenta las reflexiones dentro del espectrómetro y la eficiencia del fotodetector utilizado (Hamamatsu 2027). La resolución espectral dada la apertura del espectrómetro y su "grating", es de 10nm FWHM (full width to half max) por lo que se tomo un punto cada 5nm. Para estimar la radiación espectral se dividió la señal por una curva de calibración

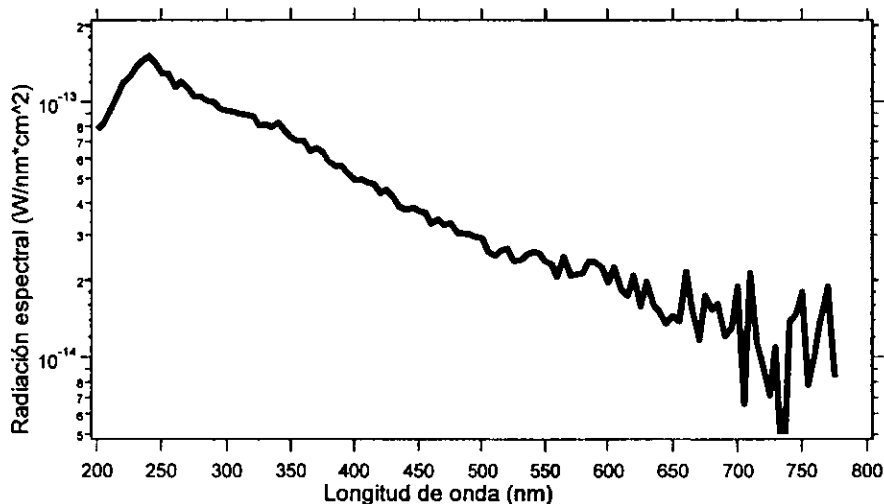


Figura III.5 Espectro de las emisiones producidas por cavitación en el tubo de Venturi. El gas utilizado para este caso fue xenón a una presión parcial de 50 torr sobre agua destilada a 28°C. El espectro es la combinación de tres espectros (cada uno el promedio de 15 individuales) obtenidos con diferentes filtros. La parte ultravioleta se obtiene sin filtro. Como hay emisiones por debajo de los 200nm es necesario utilizar un filtro que absorbe toda radiación abajo de 300nm para eliminar el segundo orden al medir las emisiones a 400nm. De igual manera para la parte roja del espectro se utiliza un filtro que absorbe abajo de 500nm.

obtenida anteriormente (ver tesis de Hiller), se estimó una frecuencia de pulsos de 1.5MHz y se consideró una nube de 30cm². No se corrigieron los efectos de absorción del agua o del cuarzo del Venturi. Sin embargo, el cuarzo utilizado (supracil-quartz) es el mismo que utilizó Hiller y la absorción del agua es inherente a estos experimentos y más bien representa el límite de lo que podemos ver.

Caracterización de las burbujas (HeNe)

Con el objetivo de caracterizar la nube de burbujas pasamos un láser de helio-neón a través de ésta. Después, contamos eventos de dispersión en un intervalo de tiempo (650microsegundos) con un PMT (Hamamatsu) colocado a 90 grados de la dirección del láser y con filtros para detectar fotón por fotón. El motivo para llegar a este nivel bajo de detección es que así garantizamos que sólo los fotones provenientes de una máxima dispersión se toman en cuenta. Para disminuir los efectos de pequeñas variaciones en el flujo y estado de la nube de burbujas, se presentan como resultados los promedios de cuentas en distintos intervalos iguales.

Resultados

La intensidad de la luz emitida

Las intensidades se presentan en función de la temperatura, del flujo y del gas utilizado. La dependencia del flujo parece estar relacionada solamente con la cantidad de burbujas formadas y no ofrece mayor intriga. Son las otras dos dependencias las que presentan preguntas interesantes, por lo cual se tratarán con más detalle. Estos resultados más inmediatos son ya suficiente para subrayar aún más nuestra ignorancia.

Calculando la ecuación de Bernoulli en el Venturi utilizado, se obtiene una caída de presión superior a una atmósfera para los flujos reportados. Bajo estas condiciones se forman y expanden burbujas cerca de la constricción. Dependiendo de la velocidad de flujo y concentración de gases, se forma una nube de burbujas un par de centímetros flujo abajo de la constricción. Para 50torr de xenón se observan emisiones en una nube difusa de aproximadamente 1cm^3 a 2cm de la constricción y emisiones individuales localizadas en el centro de ésta. Las medidas de intensidad máxima se realizaron con la sola intención de maximizar la señal en el PMT, siempre y cuando este estuviera a la misma distancia al centro del Venturi, ahorrándonos una corrección de ángulo sólido. Como en algunos casos la nube de burbujas resultó ser mayor que la apertura del detector, además de moverse en función del flujo, fue necesario mover al detector a lo largo del Venturi y así maximizar la señal para un mismo flujo. Para los análisis de intensidad en función del flujo se tomó precaución de que los efectos reportados no fueran debidos a una mala alineación entre las burbujas y el detector. De este análisis se observó una corrección de a lo más 20% para flujos bajos debido a mala alineación. Así, la estructura de las curvas de intensidad en función del flujo no son el resultado de un artefacto debido a cambios de posición de la nube con el flujo.

Dependencia de la intensidad con la temperatura

Otra más de las características de SLUB, en agua y otros líquidos es la dependencia de la intensidad con la temperatura^{11,25}, entre más frío se encuentre el líquido en el cual oscilan estas burbujas, más brillantes se vuelven. Utilizando la máxima capacidad de los refrigeradores, nos fue posible tomar un par de puntos a menos de 10°C , suficientes para obtener un factor de 20 entre 5°C y 35°C , figura III.6. Este comportamiento se observó en todos los sistemas probados.

Concentraciones de gas

Observamos que al dopar con gases nobles solo se afectan proporcionalmente las emisiones de luz, en contraste con SLUB, donde un pequeño porcentaje de gas noble cambia la intensidad de la luz órdenes de magnitud. En las cavidades formadas en el Venturi se observa para mezclas de xenón y oxígeno de 50 y 300torr, que la intensidad de las emisiones aumenta proporcionalmente con la cantidad de xenón, ver figura III.7 A. Además, no solo los biatómicos sino también los gases nobles ligeros son malos emisores de luz, ver tabla III.1

La emisión más intensa de argón es 50 veces menor que la menos intensa de xenón. Comparando mezclas de 50torr presión parcial, argón está 100 veces por debajo de xenón y helio por lo menos 5000 veces, dejando a cualquier posible señal dentro del ruido.

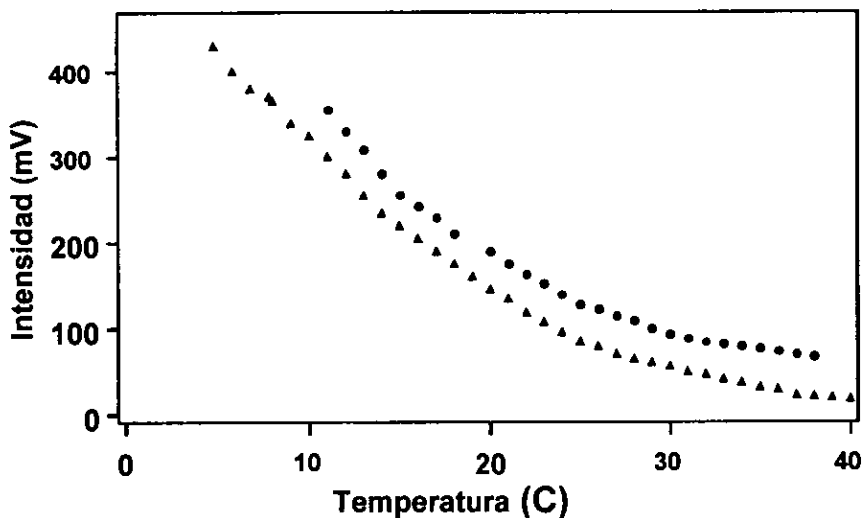


Figura III.6 Los círculos representan la intensidad de la luz emitida por cavitación en el tubo de venturi en función de la temperatura. Para este caso utilizamos 50 torr de xenón en agua. El flujo en la boca del venturi se mantuvo constante a 1.26 m/s, conservando así la geometría entre la nube de burbujas y el fotodetector (Hamamatsu H5783-03). Los triángulos son el resultado de otro experimento, también utilizando 50 torr de xenón pero esta vez disuelto en agua con 100 ppm por volumen en 1-butanol y un flujo de 1.25 m/s. La intensidad de la luz no se ve disminuida al añadir unas cuantas gotas de alcohol al agua como en el caso de una burbuja, sin embargo el incremento en la intensidad al disminuir la temperatura es comparable.

50 torr presión parcial

Xenón	120mV
Kriptón	5.2
Argón	1
Helio	<.02
Deuterio	<.02
Oxígeno	<.02
Aire*	<.02

*La mezcla de aire se realizó a 750 torr presión parcial.

Tabla III.1 Emisión de diferentes gases en cavitación del tubo de Venturi. Las medidas se realizaron en un multímetro digital (HP 3478A) utilizando la señal de un fotodetector (Hamamatsu H5783) con una terminación de 10K Ohms. En este arreglo experimental al cubrir el acceso de luz al fotodetector se detecta una señal de 0.02mV, por lo tanto cualquier señal por debajo de .02mV es difícil de interpretar.

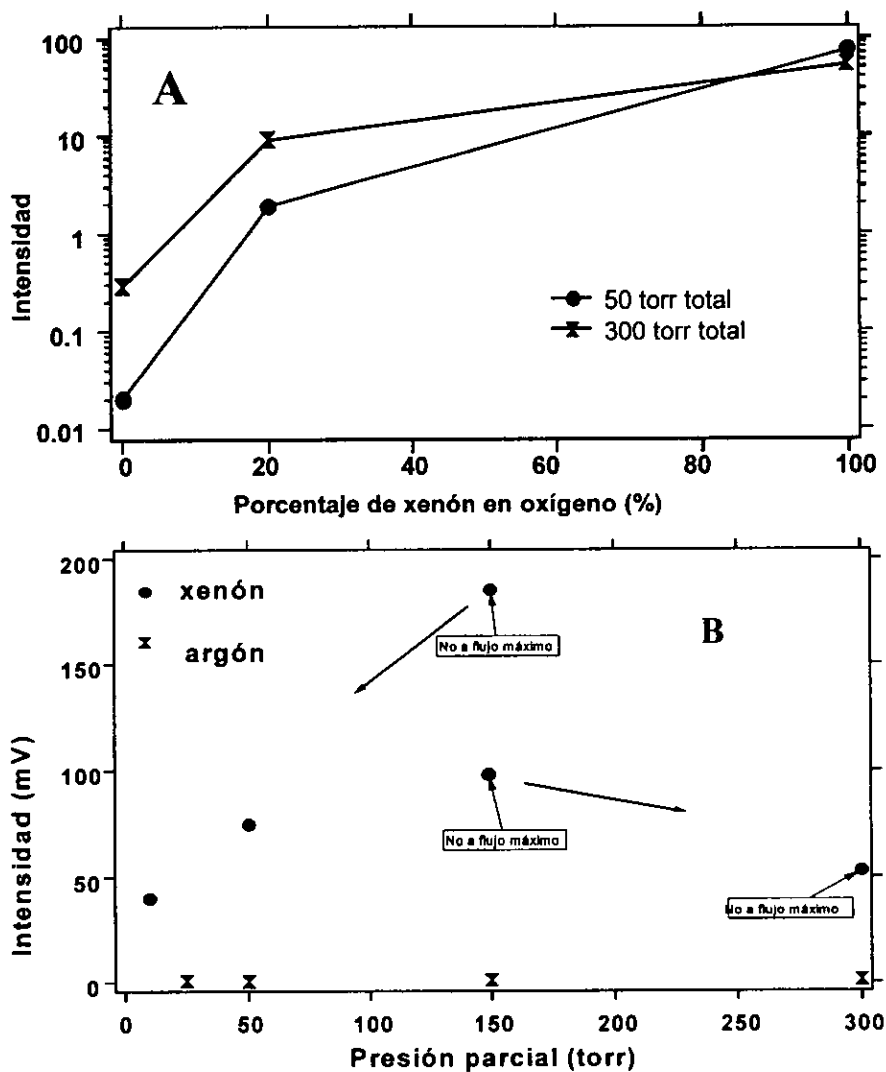


Figura III.7 En A se muestra la dependencia de la intensidad de las emisiones en el tubo de Venturi con relación a una mezcla de xenón y oxígeno. En contraste con SLUB, en el Venturi se observa que un aumento de gas noble en el interior de las burbujas solo genera un aumento lineal en la intensidad de las emisiones. En B se comparan las emisiones de xenón con las de argón a diferentes presiones parciales. En estas graficas se presentan las intensidades máximas que se registraron para cada sistema, sin embargo, como se puede observar en la figura III.8 estas no siempre suceden a flujo máximo. En B también podemos observar una discontinuidad en la intensidad de las emisiones conforme se aumenta la cantidad total de gas. Las flechas marcan como conectar los diferentes puntos.

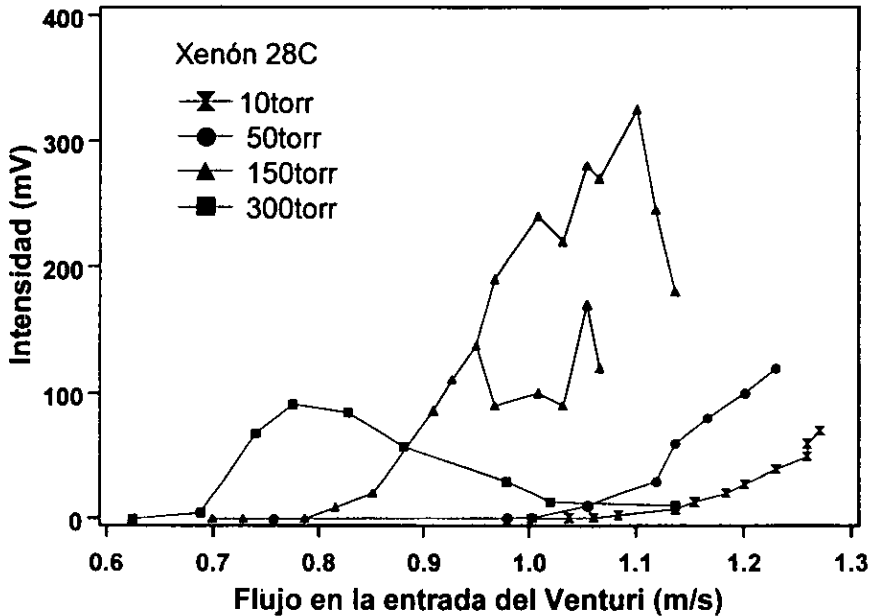


Figura III.8 Estas medidas se realizaron a 28 grados centígrados con xenón a distintas presiones parciales sobre la presión de vapor de agua. La escala de la intensidad es arbitraria y sirve solo el propósito de comparación entre los resultados de este experimento. En el caso de 150 torr presión parcial de xenón a altos flujos se puede observar una bifurcación de estados con emisión neta distinta. El fotodetector se colocó a una distancia fija respecto al centro del Venturi y centrado en la nube de burbujas a altos flujos. Las correcciones debidas a la posición del fotodetector con respecto a la nube son pequeñas, dando a lo más un error del 20% para flujos bajos.

También se encontró a 50 torr que deuterio, oxígeno y aire no producen señal distinguible del ruido para nuestro dispositivo.

Se realizaron experimentos con distintas concentraciones del mismo gas. En la figura III.8 se observa que para xenón a presiones parciales superiores a 150 torr se puede resolver un pico en la emisión a un flujo menor que el máximo alcanzable. Debe quedar claro que de estos experimentos no se puede garantizar que el mismo comportamiento sea o no el de las menores concentraciones de gas, pero el sistema no alcanza mayores flujos.

Rapidez de las emisiones de luz

Como se describe anteriormente, un PMT (Hamamatsu H5783) con un tiempo de caída de 750 picosegundos y sincronización de 250 ps, nos permitió determinar un límite superior de sub-nanosegundo para el ancho de las emisiones de luz en este sistema, figura III.2. Esta observación es de fundamental importancia para comparar el Venturi con SLUB, ya que los cortos tiempos de emisión de luz en cavidades no se han podido explicar.

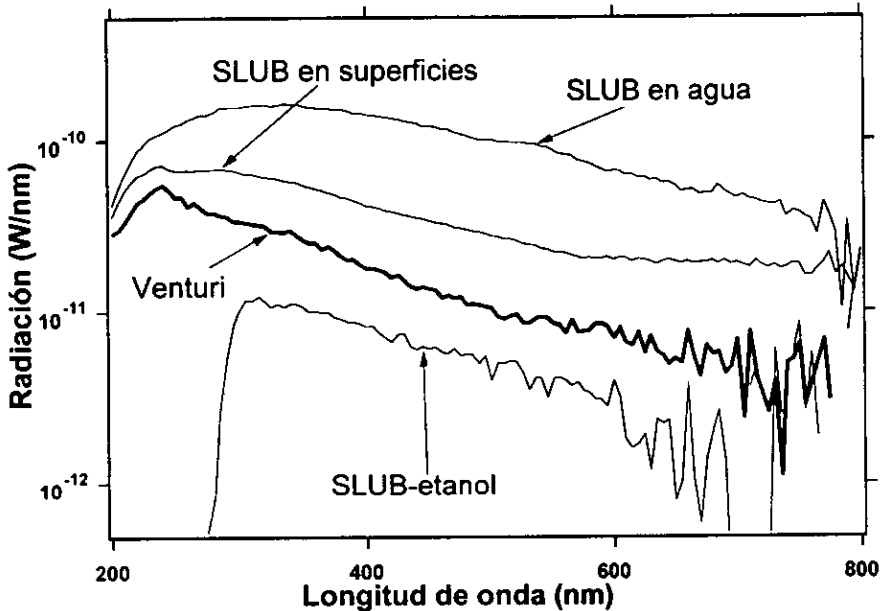


Figura III.9 Comparación del espectro obtenido en el tubo de Venturi con distintos espectros de sonoluminiscencia. Para el Venturi se utilizó xenón a 50 torr presión parcial y 28 grados centígrados. El espectro de SLUB en superficies [27] se obtuvo de 300 torr presión parcial de xenón y a 12 grados centígrados. El espectro de SLUB en etanol [24] se obtuvo de 325 torr presión parcial de xenón y a -12 grados centígrados. El espectro de SLUB en agua [9] se obtuvo de 3 torr presión parcial de xenón y a 20 grados centígrados. Todos estos espectros se obtuvieron con el mismo espectrómetro con resolución de 10 nm y están corregidos de los efectos del fotodetector y la rendija. Los resultados del Venturi están multiplicados por un factor arbitrario con el fin de presentación en esta gráfica.

Espectro

También como un prerrequisito para la comparación con SLUB está el espectro. Los resultados muestran una similitud admirable, ver figura III.9. Debido a las características del espectrómetro utilizado⁴¹ obtuvimos el espectro de nuestro mejor sistema, i.e. 50 torr de xenón sobre vapor de agua. En particular, las principales limitantes son la intensidad y estabilidad para promediar durante un largo tiempo. La mezcla mencionada no es la que produjo una mayor intensidad (ver 150 torr xenón en la figura III.9) pero sí la más estable como función del flujo, lo cual la vuelve preferente para trabajar. El mayor control de la temperatura necesario para este experimento, se realizó con dos refrigeradores con su intercambiador de calor correspondiente. El espectro presentado está ya corregido de los efectos de los filtros y la sensibilidad del foto detector utilizado (es la misma curva que III.5).

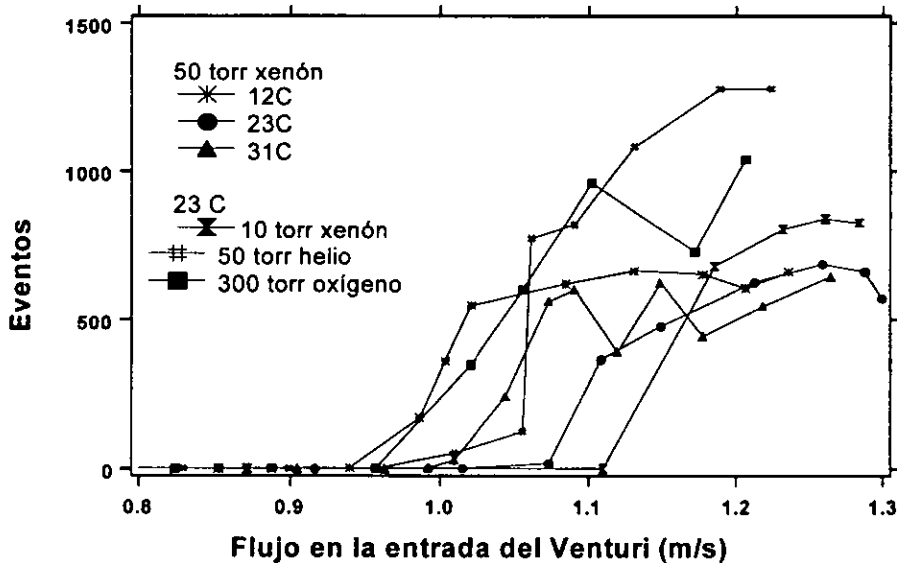


Figura III.10 Caracterización de la nube de burbujas por medio de dispersión para distintos gases y distintas temperaturas. Se utilizó un láser de Helio-Neon con una potencia de 1mW pasando por el centro de la nube. La dispersión del láser se midió a 90 grados con un fotodetector, utilizando filtros de densidad para reducir la luz incidente al detector. La señal del detector se grabó en un osciloscopio por intervalos de 650 microsegundos. Posteriormente se contaron los eventos de dispersión individuales para cada uno de estos intervalos y se tomó un promedio de 20 para reducir errores. La dispersión de los promedios es a lo más de 20%, pero existen errores asociados a inestabilidades de las nubes de burbujas que son difíciles de cuantizar.

Dispersión de láser HeNe

Como medio de comparación entre nubes de burbujas, se contaron los eventos de dispersión que se generan en la nube al pasar un láser de HeNe. Aunque con este método no podemos decir mucho acerca de los tamaños de las cavidades en el interior de una nube de burbujas, sí podemos comparar las distintas nubes.

Los resultados de dispersión se presentan como número de eventos en un intervalo de 650 microsegundos en función del flujo. El intervalo de tiempo se eligió por ser conveniente para el osciloscopio digital utilizado (HP 5725A), pero no es de fundamental importancia. Una vez registrada la señal del PMT en la memoria del osciloscopio, se analizó con un programa de computadora para contar pulsos. Con los primeros resultados observamos una gran variación entre un intervalo de tiempo y otro, del número de eventos de un mismo sistema bajo las mismas condiciones, así que decidimos promediar un total de 20 intervalos de tiempo.

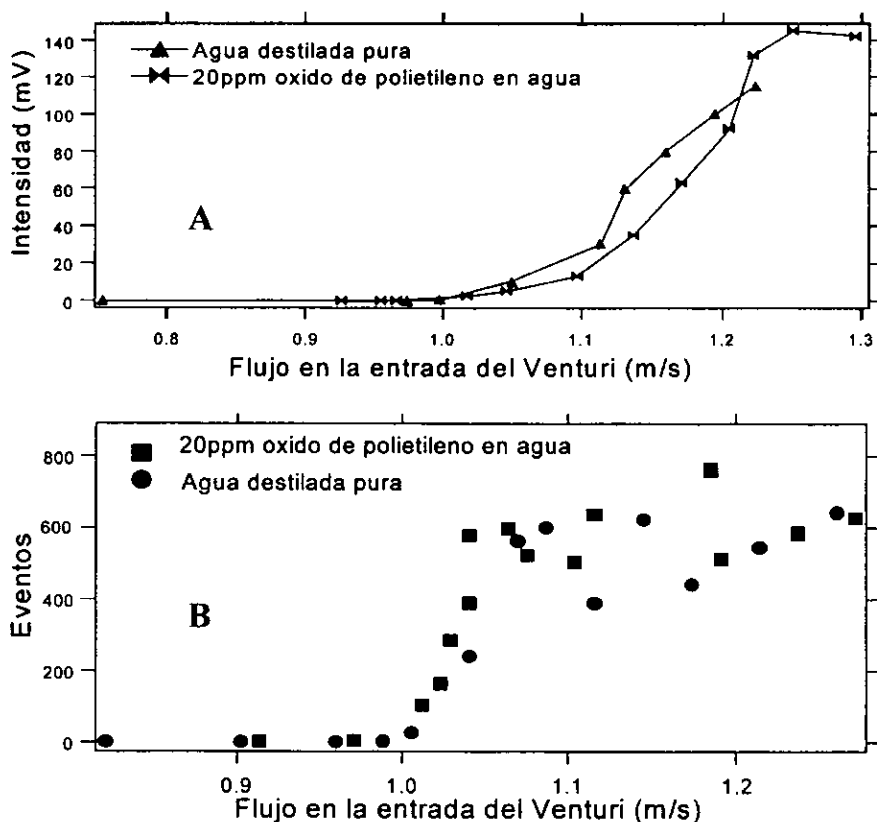


Figura III.11 Comparación entre agua destilada pura y 20ppm (partes por millón en peso) de óxido de polietileno en agua destilada. En ambos casos se mezcló xenón a una presión parcial de 50torr sobre el líquido. Las mediciones se realizaron a 30C. Como se puede observar en estas gráficas, dentro de nuestro error experimental no existen grandes diferencias entre las emisiones A y el número de cavidades B que estos dos sistemas presentan. En A podemos observar que se alcanzó un mayor flujo en presencia del polímero. sin embargo, no considero que este resultado sea definitivo porque estas medidas solo se realizaron una vez. La escala vertical en B es la misma que en la figura III.10.

La comparación de los eventos de dispersión en sistemas que no emiten luz detectable y los que si, sugiere que tanto la emisión de luz por sí sola como la intensidad, dependen de las propiedades de cada burbuja y no del número de ellas. Para estas mediciones también se tomo particular cuidado en la alineación de la nube de burbujas y el laser. Es interesante también que xenón a distintas temperaturas presenta un número similar de eventos, ver figura III.10.

Soluciones en agua

Interesados por los resultados obtenidos previamente en SLUB²⁵, donde pequeñas cantidades de otras sustancias en agua afectan notablemente las emisiones de luz,

realizamos dos experimentos sencillos con mezclas de agua-polímero y agua-P-butanol. A comparación de SLUB, una pequeña proporción (100 partes por millón en peso) de P-butanol no afecta la emisión de luz ni la nube de burbujas, dentro de nuestra precisión experimental. El polímero (óxido de polietileno), conocido por reducir la fricción de agua en una tercera parte^{42,43,44}, tampoco afectó las emisiones ni la nube, ver figura III.11. El principal problema de tales experimentos es que contaminan el sistema. El polímero es como jabón, reduce con enorme eficiencia la tensión superficial del agua, lo cual da como resultado una regresión a la infancia: en Chapultepec jugando con burbujas. El alcohol corroe, hay que limpiar los sellos para que no dejen de mantener vacío. Además los resultados un tanto insípidos de "ningún efecto" a comparación de nuestras otras opciones rápidamente desviaron nuestros esfuerzos.

Mediciones con un micrófono

Flujo abajo de la restricción del Venturi colocamos una pastilla piezoeléctrica que funciona como micrófono. El rango de frecuencias para el cual estas pastillas funcionan bien ($1-10^4$ Hz) no es muy adecuado para este tipo de experimentos, pero como mulas de trabajo son ideales. La correlación de emisión de luz con emisión de una onda de choque es de particular interés en este caso porque nos permite localizar la región emisora de tal onda, en otras palabras, donde colapsó la burbuja. Por otra parte, correlacionar las emisiones de luz con la detección de un pulso de presión resultó ser una herramienta útil para comparar los sistemas que emiten luz y los que no. En particular, observando la señal del micrófono podemos garantizar un cierto nivel de cavitación, disminuyendo la posibilidad de que ciertos gases no emitan luz por generar burbujas que no se colapsan en agua con suficiente violencia.

El PMT y el micrófono estaban conectados a dos canales del mismo osciloscopio digital, permitiéndonos usar a uno u otro como gatillo. En todos los casos que se detecta una señal del PMT por encima del ruido, se observa una vibración del micrófono, sin embargo, el caso contrario no siempre sucede. Esta observación también es útil para distinguir una emisión de luz tenue del Venturi y un evento térmico del PMT (se considera un evento térmico cuando un electrón térmico se amplifica en el PMT). Así, podemos usar al PMT como gatillo y con la correlación del micrófono saber si la señal proviene de cavitación o no.

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

Capítulo IV

Discusión, conclusiones y trabajo a futuro

En este capítulo se discuten los resultados obtenidos en este trabajo. Primero se presenta una imagen general del fenómeno resaltando los puntos importantes. Después se dan algunas conclusiones a las que podemos llegar con estos resultados experimentales. Por último se discute el trabajo a futuro relacionado con esta tesis.

Discusión

En este trabajo se han estudiado las emisiones de luz de cavidades generadas en un flujo de agua a través de un tubo de Venturi.

Los experimentos se realizaron con control de la temperatura, del flujo, y las concentraciones de gas dentro del líquido. Se lograron caracterizar ciertas propiedades de la nube de burbujas, tales como: densidad relativa de burbujas (figura III.10), intensidad (figura III.8) y espectro (figura III.5) de la luz emitida e histéresis (figura IV.1). Dentro de los errores experimentales de medición, para los mismos parámetros se obtiene una población de burbujas con las mismas características, estable durante horas. La condicionante principal parece ser solo la concentración de gas dentro del sistema, que cambia debido a pequeñas fugas durante un periodo de varias horas. Los detalles de la dinámica de una sola de las cavidades al pasar por la constricción del Venturi no se conocen, pues al existir muchas burbujas se dan interacciones entre ellas así como con las paredes del recipiente, como se puede ver en las figuras IV.2. No se conoce una relación sencilla que permita calcular las presiones de cada burbuja en una población grande de ellas, mientras interactúan entre sí. Uno quisiera seguir usando la ecuación de Bernoulli, pero las mediciones de presión en función del flujo para un punto del recipiente muestran claramente que esto no es posible, ver figura IV.3. Por otra parte, el cálculo de la presión usando la ecuación de Bernoulli nos lleva a caídas de presión mucho mayores que las necesarias para producir cavitación, ver figura IV.4.

Una suposición razonable es que en el Venturi las burbujas colapsan una sola vez, puesto que: i) existe una sola caída abrupta de presión debida a la constricción, siendo ésta la que genera cavidades que posteriormente se colapsan cuando la presión vuelve a ser positiva. ii) Flujos relativamente altos (alrededor de 15m/s en la constricción, ver figura III.8). iii) La observación de pulsos de luz asociados a pulsos de sonido aislados del resto por más de 100 microsegundos (figura IV.4). Debe quedar claro de cualquier manera que de estos experimentos tampoco se puede garantizar un solo colapso por burbuja. Aunque aparentemente improbable, podría darse alguna formación de vórtices y flujos locales mediante los cuales una cavidad sufriera varias expansiones y colapsos. Este escenario se consideró durante la realización de los experimentos y se tomó particular cuidado por caracterizar a la nube de burbujas. No se observó ninguna formación de vórtices macroscópicos (visibles al ojo, incluyendo estudios con un estrobo y con fotografías). El hecho que las emisiones a distintos flujos para diferentes concentraciones de gases presente gran variabilidad mientras que la distribución de burbujas se mantenga similar (comparar por ejemplo las emisiones de 50torr de helio y xenón con los eventos de dispersión, figuras III.8 y III.10), también sugiere que no se están reportando artificios del

flujo. Se podría suponer por otra parte, que una misma burbuja emita varios pulsos debido a la inercia de su "rebote". Sin embargo, la dinámica de una burbuja muestra que los rebotes, por lo general, no son suficientes para emitir más pulsos de luz³⁴.

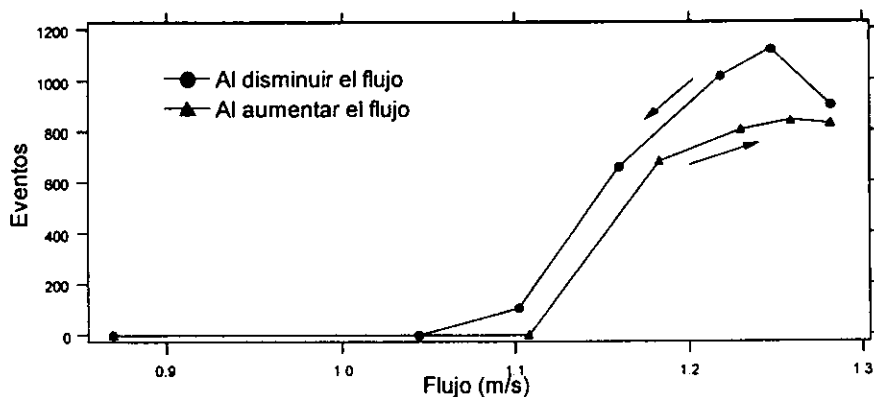


Figura IV.1 En esta figura se muestra con flechas un efecto de histéresis en la nube de burbujas dentro del tubo de Venturi. El sistema es 10 torr presión parcial de xenón en agua destilada. La nube de burbujas se caracterizó con dispersión de laser como se explica en la figura III.10. El error asociado a esa medición es del orden de la diferencia entre los dos puntos a flujo máximo.

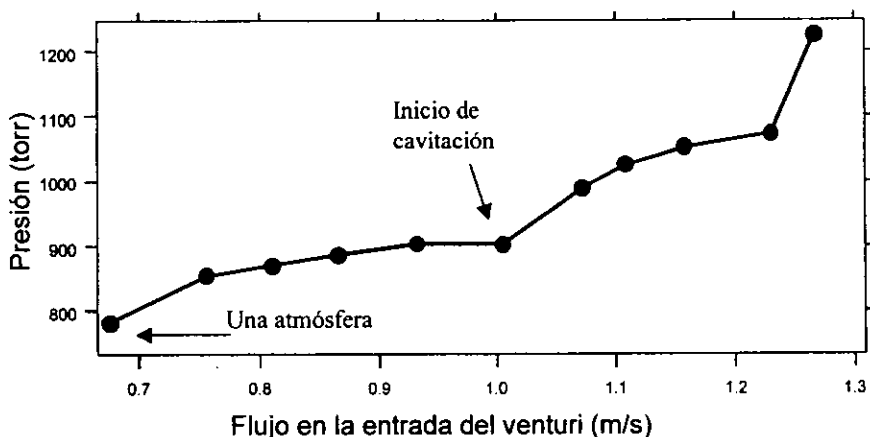


Figura IV.3 Medida de la presión justo antes de la entrada al Venturi como función del flujo. La forma de esta curva no se describe por la ecuación de Bernoulli. Se puede notar un cambio al iniciarse la cavitación. Esta curva se obtuvo en 300 torr presión parcial de oxígeno sobre agua destilada a 23°C. La forma general de la curva se mantiene a distintas temperaturas y para diferentes gases. Los factores responsables de esta curva no están bien caracterizados, sin embargo, puede servir como una corrección empírica en el caso de que se quiera calcular con mayor exactitud la presión en el interior del venturi.

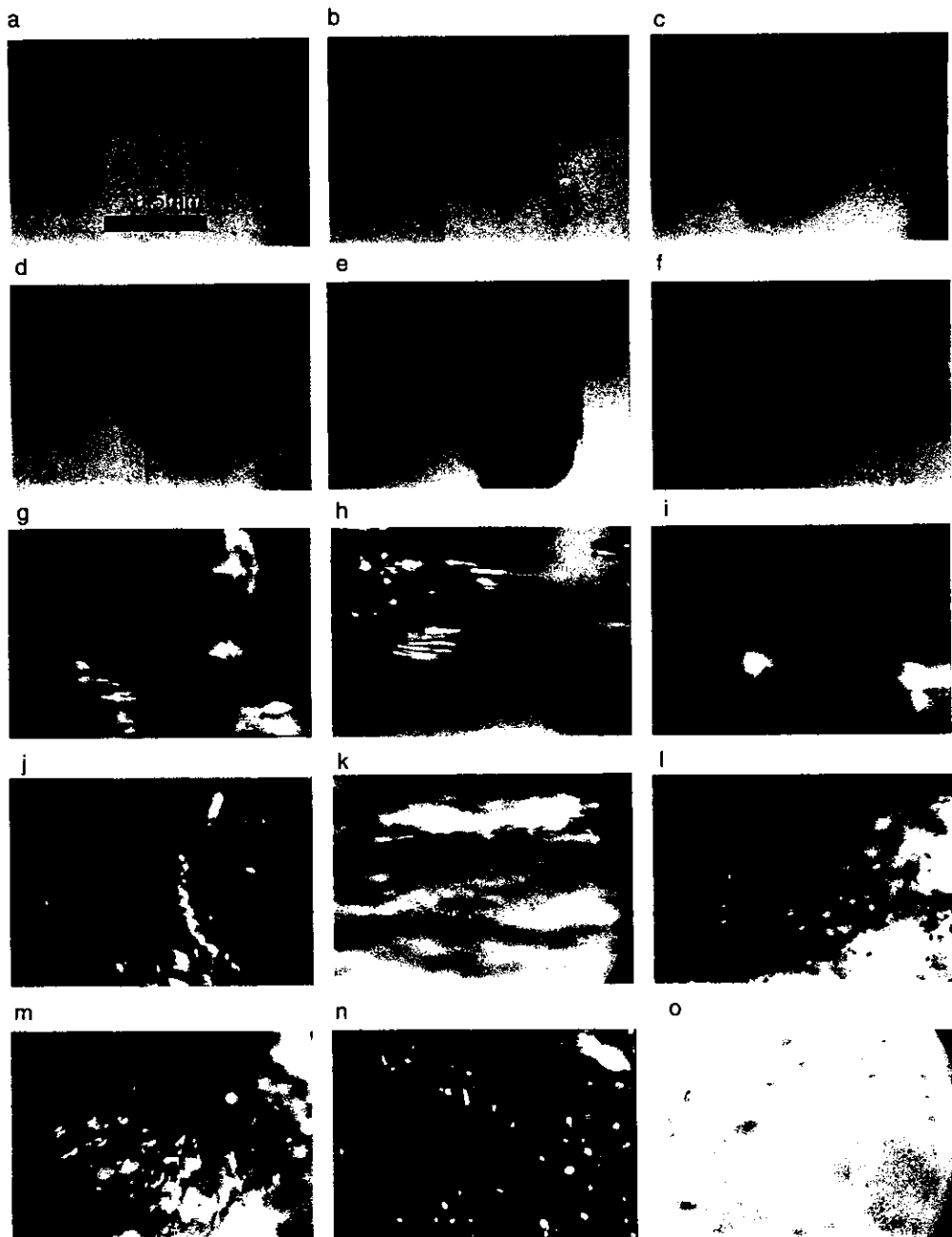


Figura IV.2

Figura IV.2 Fotografías de las cavidades en el interior del tubo de Venturi. Las imágenes **a-f** son del inyector de burbujas. La escala mostrada en **a** esta tomada de la conocida dimensión del inyector y es aplicable al resto de las imágenes con un error de aproximadamente 20%. Las distorsiones en las imágenes se deben principalmente a que la curvatura del Venturi actúa como lente. Con el fin de ilustrar un evento típico, las imágenes **a-f** están ordenadas para simular una secuencia de inyección. Sin embargo, todas las burbujas mostradas provienen de eventos distintos, puesto que no se tiene la capacidad de "seguir" a una sola burbuja. Aunque se trató de inyectar una sola burbuja a la vez, en **f** se puede observar que detrás de la burbuja liberada parecen venir otras tal vez más pequeñas. Las imágenes **g-i** son de la sección justo anterior a la máxima constricción del Venturi tomadas mientras se inyectaban burbujas. En **h** se puede ver una burbuja chocando contra la pared del Venturi. Las imágenes **j-o** son de la sección posterior a la constricción del Venturi y están tomadas en casos que se tiene cavitación continua, es decir, no inyectando burbujas. En el caso de inyectar unas pocas burbujas es difícil fotografiarlas después de la constricción. Las imágenes **j** y **k** son de la sección donde las cavidades parecen estar formando; aproximadamente medio centímetro flujo abajo de la constricción. Nótese que en esta región la distorsión óptica es máxima. Las imágenes **l-o** corresponden a distancias cada vez mayores de la constricción, con **o** a 4cm flujo abajo.

Conclusión

Al retomar el estudio del fenómeno después de los trabajos realizados en los 60's se ha logrado una comparación con sonoluminiscencia que nos permite avanzar en ésta área de investigación¹⁶. Empecemos por justificar la comparación.

De igual manera que en SL se encuentra que al inyectar energía en bajas densidades se emiten pulsos de luz con un espectro ultravioleta. El obtener para luminiscencia dentro de un tubo de Venturi un espectro continuo (figura III.9), es una prueba de la similitud de la concentración de energía involucrada en cada uno de los fenómenos. Por otra parte, las emisiones con duración menor a un nanosegundo (fig. III.2) y la dependencia de la intensidad con la temperatura (III.6), parecen indicar que estamos tratando con mecanismos de emisión similares.

Otros avances vienen de los resultados que no son tan similares. Como se discute en el capítulo II, SL de una burbuja aislada en agua presenta una gran sincronización, así como buenas emisiones de todos los gases nobles²⁴. En contraste, para luminiscencia en un tubo de Venturi, no solo los diatómicos, también los gases nobles "ligeros" son malos emisores de luz. Por otra parte, al añadir xenón se observa un aumento relativo mucho mayor al observado en SLUB⁴⁵. Este resultado ya se había reportado por Peterson et al. en un tubo de Venturi¹, Weninger et al. en burbujas pegadas a superficies²⁸ y SL de otros líquidos²⁵.

Se puede sugerir entonces una separación empírica de la luminiscencia de cavidades en: los sistemas en que xenón aumenta por mucho las emisiones relativas a otros gases nobles y aquellos en que no ocurre. Dentro de la primera categoría podemos identificar a: i) la luminiscencia en el Venturi, ii) la sonoluminiscencia de burbujas en otros líquidos distintos de agua y iii) la sonoluminiscencia de burbujas "pegadas" a superficies dentro de resonantes. En el segundo grupo está la sonoluminiscencia de una burbuja dentro de agua y lejos de las paredes. En el Venturi tampoco se observa que, al añadir una pequeña fracción de gas noble las emisiones aumenten dramáticamente, como lo hacen en SLUB dentro de agua. Sería interesante verificar si sucede lo mismo para los

otros casos de luminiscencia facilitada por xenón. Por otra parte, la asociación de fenómenos debe tomarse con cuidado. No se pretende decir que los mecanismos de emisión sean distintos, por lo contrario, se trata de entender como los gases nobles ligeros logran emitir luz en un caso y otro no. Desgraciadamente el trabajo de esta tesis no me permite concluir más acerca de estos procesos, sin embargo, sí se sugieren nuevos experimentos.

Aunque en el trabajo de Weninger et al. sobre luminiscencia de cavidades en superficies, se menciona la observación de varias burbujas emitiendo luz simultáneamente, existen otros trabajos con sonoluminiscencia de muchas burbujas que no parecerían tan fácilmente comparables con el de esta tesis^{27,48}. En particular resalta que algunos casos se reporta un espectro con líneas de emisión bien definidas, mientras que dentro de errores de medición, en el Venturi no se distingue ninguna. Matula et al. reportan que con su dispositivo para generar SLMB, siempre se observa una línea de emisión cerca de 310nm debido a una bien documentada transición OH de agua. De la figura III.5 no se puede distinguir ninguna línea cerca de 310nm. Por otra parte, Leighton asegura que en otros trabajos se ha reportado una aparición y desaparición de líneas espectrales (en particular la de OH en agua), como función de la frecuencia acústica del dispositivo usado para generar SLMB. Podría ser que debido a la forma de producir SLMB en los experimentos de Matula, se den líneas de emisión en el espectro. Además, cabe notar que la otra línea de emisión que presenta Matula es de cloruro de sodio (NaCl), un compuesto que no es volátil. Así, parecería que las líneas de emisión se dan en otras condiciones y no están relacionadas al contenido de las burbujas.

En SLUB al reducir la temperatura del líquido se aumenta la máxima presión acústica a la que una burbuja puede oscilar, así como la máxima emisión de luz. Se ha sugerido que este límite superior es debido a pequeñas inestabilidades que se magnifican durante muchos ciclos acústicos^{46,47}. Para un solo colapso estas inestabilidades no juegan un papel importante, pero persiste una dependencia similar con la temperatura del líquido. Entonces se sugiere que la dependencia de la intensidad con la temperatura no se deba a pequeñas inestabilidades, sino a algún proceso que suceda en un solo ciclo. Por otra parte, el xenón a distintas temperaturas genera un número comparable de burbujas (figura III.10), lo que indica que la presión de vapor no tiene un papel importante en la generación de burbujas y probablemente tampoco en el mecanismo de emisión.

Tal vez el resultado con implicaciones más profundas sea que la concentración de energía se de casi instantáneamente (sub nanosegundo), para un simple flujo de agua a menos de dos metros por segundo.

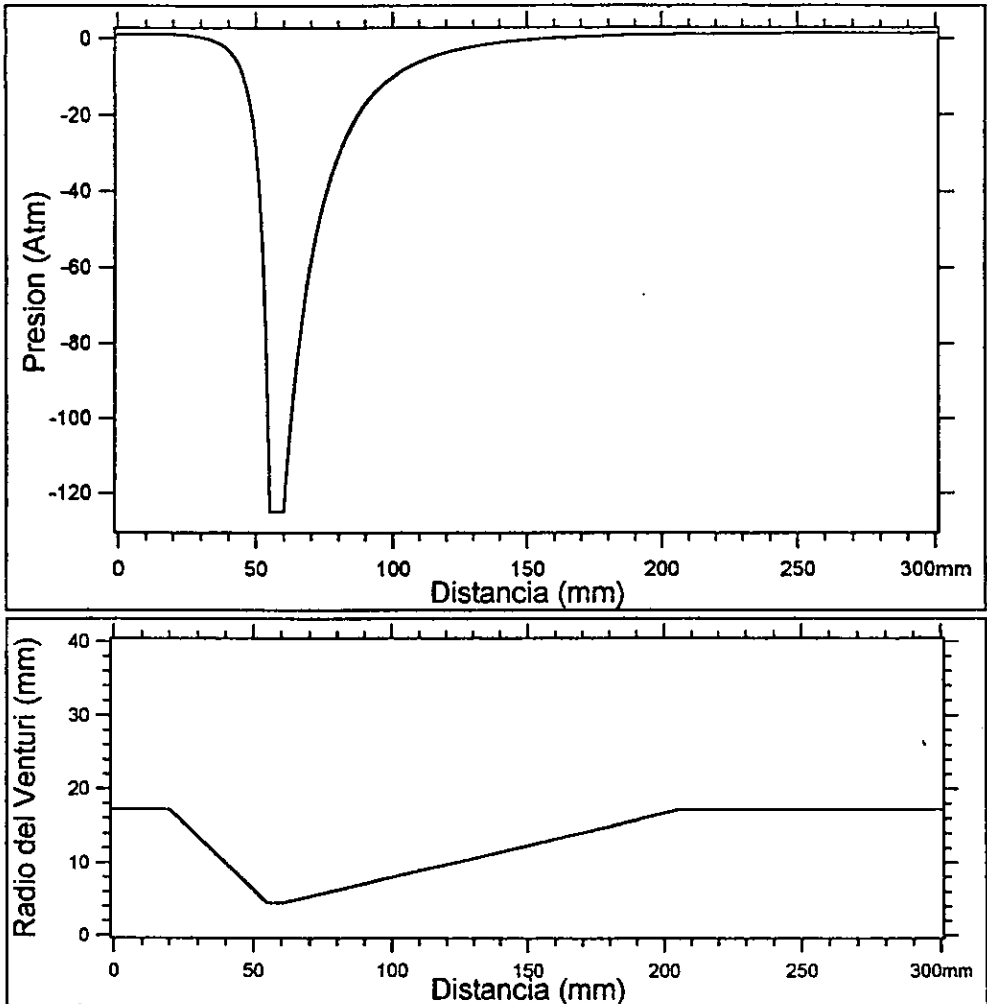


Figura IV.4 Cálculo teórico de la presión en el interior del Venturi utilizando la ecuación de Bernoulli (capítulo I). Para este cálculo se supuso que no hay cavidades y que el fluido se mueve a una velocidad de 1m/s en la entrada del Venturi. Sin embargo, en agua saturada de gas a una atmósfera las cavidades se empiezan a formar apenas la presión se vuelve negativa. Con este argumento podemos esperar que agua parcialmente degasada cavite antes de llegar a -120 atmósferas. Así, este resultado es solo un límite inferior para las presiones que se pueden alcanzar en este sistema. En la parte inferior se muestra detalladamente la geometría del Venturi.

Trabajo a futuro

Es natural el preguntarse más acerca de la dinámica de las burbujas que emiten luz en el tubo de Venturi; sin embargo la respuesta que ésta serie de experimentos nos da también es inmediata: que con ellos no se puede determinar. La curiosidad persiste, así que hay que pensar como resolver los problemas experimentales.

El principal problema de la dinámica es que sabemos poco además del contenido de las burbujas cuando se tienen muchas presentes. Así, el paso natural es conseguir solo una y tratar de diagnosticar su comportamiento. Para esto construimos un inyector de burbujas, el cual colocado flujo arriba de la constricción del Venturi nos permite inyectar una sola burbuja de un gas deseado dentro de un flujo de agua altamente desgasificada. Los resultados hasta el momento son preliminares y no forman parte fundamental de esta tesis, sin embargo, pueden servir para ilustrar los problemas experimentales del sistema.

El inyector es un tubo capilar con un pequeño orificio colocado dentro del flujo y conectado a una reserva del gas deseado. Se han realizado experimentos con diversos capilares colocados a distintas distancias de la constricción.

Para inyectar el gas se han utilizado diversas jeringas, sin embargo, la forma más conveniente hasta el momento ha resultado ser una válvula solenoidal, la cual se activa con la cantidad de corriente suficiente para inducir una fuerza magnética que venza un resorte.

Con el objetivo de obtener el radio inicial de las burbujas se tomaron fotografías del inyector conforme se empujaba gas. Un análisis preliminar muestra que los tamaños de las burbujas formadas es el mismo para distintos gases. En este caso, a un mismo flujo, el tamaño al que la burbuja deja el capilar depende del punto en el que se supera la adherencia, cosa que es independiente del contenido. Los resultados comprueban el estudio realizado con nubes de burbujas y dispersión de laser. Con este nuevo método se podrían estudiar más detalladamente las diferencias en emisiones de xenón, argón y helio con relación a los tamaños de las burbujas. Por otra parte, cuando se tienen eventos aislados también se pueden estudiar las señales del micrófono como medida de un evento de cavitación. Así, midiendo una misma "intensidad" de cavitación se pueden comparar las emisiones de luz correspondientes de los diferentes gases.

Volviendo un poco a los orígenes de estos experimentos, se sugiere una revisión de experimentos anteriores tanto en SLUB como en SLMB. Por la parte de SLMB está principalmente el espectro⁴⁸, pero también lo que respecta a las mezclas de gases. Sería interesante comprobar que para todos los casos de SLMB la luminiscencia se ve incrementada notoriamente por xenón⁴⁹. Similarmente, investigar si dopar con gases nobles tampoco tiene un efecto notorio en SLMB. En esta misma dirección están los experimentos que valdría la pena retomar en SLUB, que tal vez ayuden en el entendimiento de los efectos de dopar. En particular sería interesante medir el tiempo que tarda una burbuja en "encenderse" en SLUB, y un análisis más detallado de la dinámica de burbujas en SLUB con mezclas que contienen diversas concentraciones de gases nobles. Con estos experimentos se podría buscar algún mecanismo mediante el cual helio logra emitir luz en SLUB y no en SLMB.

Bibliografía

- ¹ Frank B. Peterson, y Thomas P. Anderson *Light Emission from Hydrodynamic Cavitation*, Physics of Fluids, Vol. 10, 874, abril (1967).
- ² Robert Hickling, Coment on "Light Emission from Hydrodynamic Cavitation" Physics of Fluids, Vol. 11, 1586, (1968).
- ³ P.D. Jarman y K. J. Taylor, *Light flashes y shocks from a cavitating flow*, Brit. J. Appl. Phys., Vol. 16, (1965).
- ⁴ Crum L. y Reynolds G., *Sonoluminescence Produced by Stable Cavitation*, J. Acoust. Soc. Am., No. 78, 137, (1985).
- ⁵ Gaitan F. y Crum L. *Sonoluminescence from Single Bubbles* J. Acoust. Soc. Am., No. 87, S141, (1990).
- ⁶ Gaitan F. PhD. Thesis, National Center for Physical Acoustics, Univesity of Mississippi. (1990).
- ⁷ Bradley P. Barber, Robert Hiller, Katsushi Arisaka, Harlod Fetterman, y Seth J. Putterman, *Resolving the Picosecond Characteristics of Synchronous Sonoluminescence*, J. Acoust. Soc. Am., Vol. 91, 3061, mayo (1992).
- ⁸ Bradley Paul Barber, *Synchronous Picosecond Sonoluminescence*, UCLA Physics Department, Los Angeles California, PhD Dissertation, junio (1992).
- ⁹ Rober Hiller, Seth J. Putterman, y Bradly P. Barber' *Spectrum of Synchronous Picosecond Sonoluminescence*, PRL, Vol. 69, 1182, agosto (1992).
- ¹⁰ Robert A Hiller, *The Spectrum of Single-Bubble Sonoluminescence*, UCLA Physics Department, Los Angeles California, PhD Dissertation, octubre (1995).
- ¹¹ Bradley P. Barber, C. C. Wu, Ritva Lofstedt, Paul H. Roberts, y Seth J. Putterman, *Sensitivity of Sonoluminescence to Experimental Parameters*, PRL, Vol. 72, 1380, febrero (1994).
- ¹² Rober Hiller, Keith Weninger, Seth J. Putterman, y Bradley P. Barber, *Effect of Noble Gas doping in Single-Bubble Sonoluminescence*, Science, Vol. 267, 248, octubre (1994).
- ¹³ Seth J. Putterman, *Sonoluminescence: The Star in a Jar*, Physics World, 38, mayo (1998).
- ¹⁴ Seth J. Putterman, *Sonoluminescence: Sound into Light*, Sci. Am. Vol. 272, 32, febrero (1995).
- ¹⁵ Alan J. Walton y Geo. T. Reynolds, *Sonoluminescence*, Advances in Physics, Vol 33, 595, (1984).
- ¹⁶ K. R. Weninger, C. G. Camara, and S. J. Putterman, *Energy Focusing in a Converging Fluid Flow: Implications for Sonoluminescence*, Physical Review Letters, Vol. 83, 2081, septiembre (1999).
- ¹⁷ T.G. Leighton, *The Acoustic Bubble*, Academic Press, Cambridge, Gran Bretaña, (1994).
- ¹⁸ Rayleigh Lord, *On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity*, Phil. Mag., Vol 34, 94, (1917).
- ¹⁹ Keith Weninger, Carlos Camara y Seth Putterman, *Physical Acoustics of Ultrasound-Assisted Lipoplasty*, Clinics in Plastic Surgery, Vol. 26, julio (1999).
- ²⁰ Feynman, Leighton y Sands, *Física, Electromagnetismo y Materia*, Traducción de Heras, Bernaola y Frontado. Vol. II, Addison-Wesley Iberoamericana, (1987).
- ²¹ Ritva Lofstedt, Bradley P. Barber y Seth J Putterman, *Toward a Hydrodynamic theory of Sonoluminescence*, Phys. Fluids A, vol 5, 2911, noviembre (1993).
- ²² Frenzel H. y Schultes H. Z., *Luminescenz im Ultraschallbeschickter Wasser (Luminiscencia de Agua con Ultrasonido)*, Phys. Chem. B 27, 421 (1934).
- ²³ Richards W. y Loomis A., *The Chemical Effects of High Frequency Sound Waves I. A preliminary Survey*, J. Am. Chem. Soc. 49, 3086, (1927)
- ²⁴ Bradley P. Barber, Robert A. Hiller, Ritva Lofstedt, Seth J. Putterman, Keith R. Weninger, *Defining the Unknowns of Sonoluminescence*, Physics Reports, 281, (1997).
- ²⁵ Keith Weninger, Robert Hiller, Bradley P. Barber, David Lacoste y Seth J. Putterman, *Sonoluminescence From Single Bubbles in Nonaqueous Liquids: New Parameter Space for Sonochemistry*, Journal of Physical Chemistry, Vol. 99, 14195, (1995).
- ²⁶ Robert A. Hiller, Seth J. Putterman, Keith J. Weninger, *Time Resolved Spectra of sonoluminescence*, PRL, 80, 1090, (1997).
- ²⁷ E.B. Flint y K. S. Suslick, Science 253, 1397, (1991).
- ²⁸ K. R. Weninger, H. Cho, R. A. Hiller, S. J. Putterman, G. A. Williams, *Sonoluminescence from an isolated bubble on a solid surface*, Phys. Rev. E, 56, 6745, diciembre (1997).
- ²⁹ C. D. Ohl, O. Lindau, y W. Lauterborn, *Luminescence from Spherically and Aspherically Collapsing*

Laser Induced Bubbles, PRL, Vol. 80, 393, enero (1998).

³⁰ Lothar Frommhold, *Is Sonoluminescence due to Collision-Induced Emission?*, PRL, Vol. 73, noviembre, (1994).

³¹ A. Prosperetti, *A new mechanism for sonoluminescence*. J. Acoust. Soc. Am. No. 101, abril, (1997).

³² Edward B. Flint y Kenneth S. Suslick, *The temperature of cavitation*, Science, 25, 1397, (1991).

³³ Lawrence S. Bernstein, Mitchell R. Zakin, Edward B. Flint y Kenneth S. Suslick, *Cavitation Thermometry Using Molecular and Continuum Sonoluminescence*, J. Phys. Chem. 100, 6612, (1996)

³⁴ Thomas J. Matula, Ronald A. Roy, Pierre D. Mourad, William B. McNamara III y Kenneth S. Suslick, *Comparison of Multibubble Sonoluminescence and Single-Bubble Sonoluminescence*, PRL, 75, 2602, (1995).

³⁵ D. Lohse y S. Hilgenfeldt, J. Chem. Phys. 107, 6986, (1997); D. Lohse, Michael P. Brenner, Todd F. Dupont, S. Hilgenfeldt y Blaine Johnston, *Sonoluminescence Air Bubbles Rectify Argon*, 78, 1359, (1997)

³⁶ Jeffrey A. Ketterling y Robert E. Apfel, *Experimental Validation of the Dissociation Hypothesis for Single Bubble Sonoluminescence*, PRL, 98, 4991, (1998).

³⁷ Sascha Hilgenfeldt, Siegfried Grossmann y Detlef Lohse, *A simple explanation of light emission in sonoluminescence*, Nature, Vol. 398, 402, abril (1999).

³⁸ Grompf, B., Gunther, R., Nick, G., Pecha, R., y Eisenmenger, W., *Resolving sonoluminescence pulse width with time-correlated single photon counting*. PRL, Vol. 79, 1405, (1997).

³⁹ Robert Hickling, *Transient High-Pressure Solidification Associated with Cavitation in Water*, The American Physical Society, No. 21, noviembre (1994).

⁴⁰ John R. Willison, *Sonoluminescence: Proton-Tunneling Radiation*, Physical Review Letters, Volume 81, 5430, diciembre (1998).

⁴¹ Para una descripción detallada del espectrometro, incluyendo sus limitaciones y calibración ver la referencia 10. Hiller realizó su tesis de doctorado sobre el espectro de SLUB, para la cual monto este instrumento en el grupo de acústica de UCLA. El procedimiento para obtener el espectro presentado en esta tesis esta copiado del trabajo de Hiller.

⁴² P. G. De Gennes, *Soft Matter*, Rev. Mod. Phys. Vol. 64, julio (1992).

⁴³ J. L. Lumley, *Drag Reduction by Additives*, Ann. Rev. Fluid Mech., J. polym. Sci., 367, (1969).

⁴⁴ M. Tabor, P. G. De Gennes, *A cascade theory of Drag Reduction*, Europhys. Lett., 2, 519, (1986).

⁴⁵ No se han realizado experimentos con radón por ser radioactivo.

⁴⁶ S. Hilgenfeldt et al. Phys. Rev. Lett. 80, 1332, (1998); S. Hilgenfeldt et al., Phys. Rev. Lett. 80, 3164, (1998).

⁴⁷ S. Putterman, P. H. Roberts, Phys. Rev. Lett., 80, 3666, (1998).

⁴⁸ Thomas J. Matula, Ronald A. Roy, Pierre D. Mourad, William B. McNamara III y Kenneth S. Suslick, *Comparison of multibubble y single-bubble sonoluminescence spectra*, Physical Review Letters, Volume 75, 2602, septiembre (1995).

Algunos trabajos realizados en sonoluminiscencia de muchas burbujas presentan líneas de emisión en el espectro, como el presentado en esta referencia. Hay que mantener en mente que existe una gran variedad de dispositivos con los cuales se puede producir SLMB, algunos de ellos con características que tal vez no permiten la directa comparación de los resultados presentados en esta tesis.

⁴⁹ Resultado que ya se ha reportado para algunos casos [reff. 28 y 1].