



UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA



Máster Universitario
en Tecnologías, Sistemas y
Redes de Comunicaciones

Sistema para la Detección Fotónica de Flujos Multifase

Autor: Juan José Mompó Roselló

Director: Roberto Llorente Sáez

Fecha de comienzo: 31/03/2014

Lugar de trabajo: Area de Sistemas y Redes Ópticas, Centro
de Tecnología Nanofotónica (NTC-UPV)

Objetivos – El objetivo principal de este trabajo consiste en implementar un simulador de la técnica OCT (del inglés, *Optical Coherence Tomography*) con el fin de detectar la posición y tamaño de burbujas de gas en un fluido (cavitación) y gotas de fluido suspendidas en un gas (aerosoles)

Objetivo 1: Estudio del estado del arte de métodos de detección de fluidos en aire o flujos multifase.

Objetivo 2: Análisis matemático de técnicas fotónicas para la detección de burbujas en fluidos.

Objetivo 3: Desarrollo de un simulador matemático que nos proporcione una herramienta de detección de fluidos en gas o gas en fluidos basados en la técnica OCT.

Objetivo 4: Pruebas con el simulador en sistemas reales modelados, tanto en el caso de detección de gas en fluido como de fluido en gases. En este caso, se estudiarán las configuraciones más representativas.

Metodología – La metodología de trabajo utilizada para la realización de este trabajo final de máster se basa en las etapas del método científico convencional aplicada a cada uno de los objetivos detallados en el punto anterior:

FASE 1. Identificación de la problemática y obtención del estado de arte

Tarea 1.1. En el proceso de análisis bibliográfico se ha estudiado el estado del arte de las tecnologías de detección y análisis tanto de burbujas como de aerosoles. Se han comparado las posibles técnicas que ofrece la tecnología actual viendo las ventajas e inconvenientes que ofrece cada una. Durante la realización de este trabajo se han monitorizado los avances en el campo para incluirlos en los desarrollos de esta tesina.

FASE 2. Planteamiento de posibles soluciones tecnológicas para cada objetivo de investigación

Tarea 2.1. Una vez analizada la problemática de cada objetivo propuesto, se han propuesto diferentes soluciones en base al análisis del estado del arte y a las especificaciones de cada uno de los objetivos. En concreto se ha optado por aplicar el método de altas frecuencias basado en el método de Montecarlo.

FASE 3. Análisis teórico de cada solución y desarrollo de un simulador

Tarea 3.1. Se han analizado diferentes herramientas de simulación de sistemas comerciales disponibles. Este proceso se realiza junto a la tarea 2 para validar las propuestas realizadas y para analizar las ventajas e inconvenientes de las diferentes soluciones y así poder escoger la más adecuada para su desarrollo tecnológico. Después de comparar varias plataformas se ha seleccionado el código Matlab para el desarrollo de un simulador flexible y configurable para la detección de burbujas en flujos multifase.

Tarea 3.2. Desarrollo del simulador. Diseño y desarrollo de un simulador Matlab basado en el método Montecarlo de altas frecuencias que mediante interferencia de baja coherencia reconstruye la muestras del flujo. El resultado de la interferencia se convoluciona con la respuesta de un filtro paso-bajo para rellenar los puntos donde el simulador no ha interferido y generar una figura sólida. En base a estos resultados se obtiene el centro de masas de cada figura que nos proporciona el centro de las esferas. Finalmente mediante un análisis de la dispersión de los puntos podremos saber si el elemento es o no una esfera y se puede analizar la posición y tamaño en el flujo multifase.

FASE 4. Validación y estudio de la detección fotónica en flujos multifase con el simulador desarrollado

Tarea 4.1. Validación mediante simulación de la técnica de detección fotónica en flujos multifase propuesta. Tras desarrollar el simulador, se han realizado diferentes simulaciones para validar el trabajo realizado. El simulador permite modificar diferentes parámetros para hacerlo más configurable. También se ha estudiado las limitaciones del simulador en cuanto a proximidad entre esferas

Tarea 4.2. Estudio de diferentes casos para la detección fotónica en flujos multifase. Se han elegido 3 configuraciones de esferas que son las más representativas: Una esfera, 2 esferas consecutivas y otras dos, una encima de la otra. A partir de estas tres configuraciones se pueden realizar combinaciones para obtener cualquier caso.

Desarrollos teóricos realizados – Para la implementación del simulador, ha sido necesario desarrollar la teoría de la técnica OCT que no aparece en la literatura. Primero se ha hecho una comparativa entre los diferentes métodos que existen para la identificación de aerosoles o burbujas de gas en un fluido, para obtener la más adecuada. A continuación, y una vez sabido que se iba a implementar el método OCT, se ha estudiado el algoritmo más eficiente para realizar la simulación. Se ha desarrollado un modelo para calcular cual es el primer corte, entre todos, de los rayos y las esferas. También se ha desarrollado el modelo utilizado a la hora de calcular los ángulos de reflexión y refracción. En la detección, se ha estudiado un método para escanear todas las posibles profundidades de la muestra en un mismo rayo, asignando la medida a la profundidad donde realmente se ha producido la reflexión.

Desarrollo de prototipos– Como resultado de este trabajo final de máster se ha desarrollado un simulador completamente funcional y configurable de la técnica fotónica propuesta para la detección en flujos basada en el sistema OCT. Este simulador estudia la reflexión de luz en un fluido multifase.

Resultados – Utilizando el simulador desarrollado en este trabajo, se ha estudiado la reconstrucción de 3 disposiciones diferentes de esferas: esfera única y dos esferas situadas consecutivamente y verticalmente, ya que son las principales formas en que se puede descomponer una muestra. Cualquier muestra de esferas será una combinación de estos ejemplos.

Líneas futuras – El estudio realizado en este trabajo final de máster servirá como base para el estudio de técnicas de detección fotónica en flujos multifase en aplicaciones reales como es el caso del nuevo proyecto RETOS-COLABORACIÓN del Ministerio de Economía y Competitividad RTC-2014-2232-3 HIDRASENSE.

Publicaciones – En la actualidad se está preparando una publicación con los resultados más relevantes de este trabajo para su difusión con la comunidad científica.

Abstract – In this work a OCT-TD simulator has been developed. Our simulator uses Montecarlo Ray Tracing model to propagate a wave inside a sample. It can reconstruct a sample refraction index distribution as gas spheres in water. The simulator can be fully configured to define the type of incident light, centre wavelength and bandwidth. Simulator works with any kind of surface. If a sample is a sphere, simulator uses a standard deviation to give us if the reconstruction is good. Reconstruction has been applied to three different spheres configurations.

Este Plan de Trabajo arrancó a finales de Marzo de 2014 y, desde entonces, se ha trabajado en él durante la realización del Master de Investigación 2013/2014. Las tareas de investigación de esta Tesina se han realizado en el Area de Sistemas y Redes Ópticas del Centro de Tecnología Nanofotónica (NTC), de la Universitat Politècnica de València, dirigido por el profesor Roberto Llorente Sáez.

Autor: Juanjosé Mompó Roselló [email: jjmomp@ntc.upv.es](mailto:jjmomp@ntc.upv.es)
Director: Roberto Llorente Sáez, [email: rlllorente@dc.com.upv.es](mailto:rllorente@dc.com.upv.es)
Fecha de entrega: 08-09-14

Índice

1. Introducción	5
2. Estado del arte	6
2.1. Principios de la OCT	6
2.1.1. Coherencia	7
3. Desarrollo de un simulador para la detección fotónica en flujos multifase	11
3.1. Generación del rayo	12
3.2. Lanzamiento del rayo	12
3.3. Cálculo del ángulo de reflexión y transmisión	14
3.4. Desvío del rayo	17
3.4.1. Anisotropía del material	17
3.5. Captura por el sensor	19
3.6. Reconstrucción	20
3.6.1. Cálculo del centro de la esfera	21
3.6.2. Cálculo del radio de la esfera	21
3.7. Criterio de parada	22
4. Resultados de la simulación	23
4.1. Cavitación	24
4.1.1. Una esfera	24
4.1.2. Dos esferas en vertical	25
4.1.3. Dos esferas consecutivas	26
4.2. Aerosoles	27
4.2.1. Una esfera	28
4.2.2. Dos esferas en vertical	29
4.2.3. Dos esferas consecutivas	30
4.3. Resumen de resultados principales	31
5. Conclusiones	32
6. Agradecimientos	35

1. Introducción

En los procesos industriales donde intervienen fluidos, es necesario un control continuo de su flujo. Esto ocurre, por ejemplo, en procesos de abrasión por láser (del inglés, *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) en tejidos biológicos, donde la generación de calor puede crear una burbuja de vapor de agua que pudiera incorporarse al torrente sanguíneo, poder detener la formación de burbujas en el momento justo en que se empieza a generar el proceso puede ser vital para evitar efectos fatales como embolias, infartos, etc. En otros procesos, como el desagüe de embalses para generación de energía (como es el caso de la investigación que está llevando a cabo el NTC-UPV en el proyecto RETOS-COLABORACIÓN del Ministerio de Economía y Competitividad RTC-2014-2232-3 HIDRASENSE con la empresa Iberdrola Generación) también es necesario controlar la cantidad de gas disuelto en el agua, ya que esto permite incrementar el rendimiento de la generación de energía. En otras aplicaciones, también interesa controlar la cantidad de aerosoles suspendidos en un fluido. Por ejemplo la concentración de gotas de aceite en el aire, el tamaño de las gotas de agua en un difusor de agua, o la aparición de aerosoles que pudieran generar obstrucción en un gaseoducto. Por estos y otros motivos, se necesita un método que sea capaz de determinar con precisión la posición de las esferas de gas del tamaño del orden de entre centenas de micras y milímetros.

Mediante la revisión de la literatura realizada en esta Tesina como paso previo, se han encontrado diferentes métodos de *imaging* no invasiva. Por un lado tenemos los métodos con ondas materiales, que se basan en la propagación e interferencia de ondas sonoras (generalmente ultrasonidos). Las ondas materiales presentan unas longitudes de onda muy grandes, por lo que reduce la resolución con que se reconstruye la muestra. Además, presentan una gran atenuación en líquidos y gases para frecuencias altas. Se utilizan en ecografías, ya que las ondas sonoras no afectan al feto, y permite suficiente resolución para reconstruir muestras del tamaño de centímetros. En navegación también se utilizan los ultrasonidos. El sonar utiliza ultrasonidos para detectar y evitar objetos que puedan poner en peligro la navegación de un barco.

Por otra parte, las técnicas con ondas electromagnéticas permiten el uso de longitudes de onda mucho menores, con lo que se incrementa la resolución en la reconstrucción. Dentro de las diferentes técnicas de *imaging* en ondas electromagnéticas, nos encontramos por un lado las técnicas ionizantes como *Rayos X*, *TAC*, *PET* que son utilizadas en imágenes médicas donde se necesita mucha resolución, pero se corre el peligro de estar expuesto a radiación ionizante. Entre las técnicas no ionizantes tenemos los que emplean microondas y el espectro infrarrojo. Se emplean técnicas que se basan en la microondas como radar de tierra, que permite ver por debajo de suelo en busca de objetos, restos humanos. También se utilizan en radares para detección. Los métodos que emplean infrarrojos, como la técnica OCT incrementan notablemente la resolución respecto de las técnicas donde se utilizan las microondas.

La técnica OCT se emplea sobre todo en el campo de la oftalmología, ya que es una técnica de observación no invasiva que permite observar el interior del ojo humano sin necesidad de acceder directamente al interior de este. En esta línea existe el proyecto OPTOPAD para el desarrollo de un sistema de óptica integrada para tomografía por

coherencia óptica en aplicaciones oftalmológicas que está realizando el NTC-UPV con el Hospital Universitario y Politécnico y el Instituto de investigación Sanitaria (IIS) la Fe de València. Dentro de la OCT tenemos el método basado en el dominio del tiempo (OCT-TD), y en el dominio de las frecuencias (OCT-SD). El OCT-SD escanea toda la profundidad de la muestra en una medida, pero tenemos que hacer varias medidas para escanear una zona amplia. Mientras que la OCT-TD escanea una única profundidad pero el área que barre es mayor. A la hora de implementar, el método OCT-TD es mucho más sencillo y menos costoso. Por tanto, se ha escogido este método para su análisis matemático e implementación en este trabajo [1].

2. Estado del arte

La OCT es una técnica de imagen subcutánea que produce imágenes de tejidos biológicos con una resolución una o dos órdenes de magnitud superior a los ultrasonidos. En tejidos biológicos, llegan a obtener imágenes a 3 mm de profundidad, pero esto depende de las condiciones ópticas del tejido. En la actualidad las ciencias computacionales permiten obtener la propagación de fotones por tejidos biológicos mediante técnicas estadísticas como el método de Monte Carlo. Este análisis computacional ayuda a obtener simulaciones precisas de resultados de OCT en tejidos vivos emulados con las mismas características que los tejidos reales [2] [3] [4].

El campo donde se pretende aplicar este trabajo está, en la actualidad, menos explorado, dado que la OCT se ha estado utilizando, principalmente en oftalmología [5].

Actualmente, hasta la fecha, toda la literatura que se ha encontrado está referida a simulaciones realizadas sobre materiales con propiedades muy parecidas, con índices de refracción y coeficientes de anisotropía no muy dispares [6].

En este trabajo se pretende profundizar en las aplicaciones futuras de la técnica OCT para estudiar muestras con variaciones grandes de las propiedades de los materiales.

2.1. Principios de la OCT

La manera más intuitiva de comprender el funcionamiento de la OCT es desde la ecografía, ya que es una técnica muy extendida y con la que se tiene más experiencia. En realidad el funcionamiento de ambas es análogo, y se basa en la medición de la latencia y la intensidad de la onda reflejada tras hacer incidir una determinada onda sobre un tejido. Las variaciones que se van produciendo sobre esta radiación a medida que penetra en profundidad en dicho tejido nos permiten obtener un registro axial de la muestra. Si obtenemos múltiples registros axiales desplazando nuestro haz siguiendo una línea recta, conseguimos un corte transversal [5].

De la misma manera, la obtención de varios cortes transversales en paralelo generan un cubo tridimensional (figura 1) en el que está contenida toda la información en profundidad de la muestra sobre la que hemos hecho incidir nuestra radiación.

La principal diferencia entre ecografía y OCT es la tecnología utilizada. En la primera se utilizan ultrasonidos (ondas materiales) y en la segunda radiación luminosa (ondas

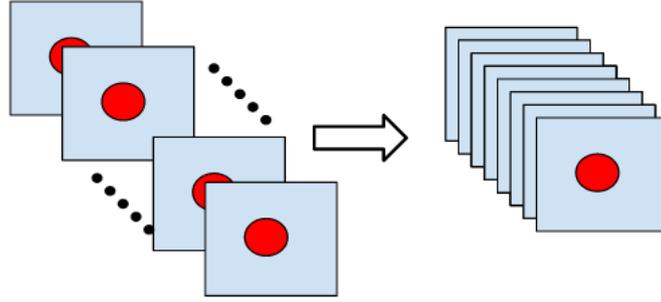


Figura 1: Diferentes cortes transversales que reconstruyen la muestra en 3D.

electromagnéticas). Esta diferencia es importante, ya que la velocidad de las ondas sonoras es mucho menor que la de las ondas luminosas. En consecuencia, el retraso de tiempo que existe entre la onda incidente y la reflejada, que sí que es medible de forma directa en el caso de ondas sonoras mediante el empleo de cristales fotónicos, no lo es ya en las ondas electromagnéticas. Por tanto necesitamos un sistema que nos permita medirlo de forma indirecta.

La solución que requiere el problema de medida en los aparatos de OCT fue ideada hacia el 1887 por *Alberto Abraham Michelson* y *Edward Morley*, mediante el *Interferómetro de Michelson-Morley*. En el experimento de Michelson-Morley se hace recorrer, a dos versiones de un mismo rayo, dos caminos ópticos diferentes. Para ello, se dirige la radiación incidente hacia un divisor de haz. La mitad de la radiación se desvía hacia el brazo de referencia y recorre un camino de longitud conocida y a través de un medio también conocido. El otro haz se dirige hacia el medio estudiado (brazo de prueba) en el cual el haz sufre modificaciones según las propiedades de dicho medio.

Tras recorrer ambos medios, los dos haces se hacen coincidir en el mismo punto y se registra el patrón de interferencias que se obtiene tras interferir los dos rayos entre sí.

A partir del patrón de interferencia podemos inferir las modificaciones que el medio situado en el brazo de prueba produce sobre el rayo de luz y, con ello, las propiedades y características [5].

2.1.1. Coherencia

Cuando combinamos dos o más ondas, el campo resultante se obtiene mediante el principio de superposición, esto es sumar en cada punto del espacio el valor de cada onda en ese mismo punto.

$$E_T(x) = \sum_i E_i(x) = \sum_i |E_i(x)| e^{j\varphi_i(x)} \quad (1)$$

Si nos atendemos al caso más sencillo, la suma de dos ondas, obtenemos que el campo resultante (basándonos en la ecuación (1)) es la suma de estas dos ondas.

$$E_T(x) = |E_1(x)| e^{j\varphi_1(x)} + |E_2(x)| e^{j\varphi_2(x)} \quad (2)$$

cuya intensidad viene dada por el cuadrado del campo resultante como:

$$I_T(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2\sqrt{I_1(x)I_2(x)}\cos(\Delta\varphi_{12}(x))|\gamma_{12}(\tau)| \quad (3)$$

donde $\Delta\varphi_{12}(x) = \varphi_2(x) - \varphi_1(x)$ y $|\gamma_{12}(\tau)|$ define el grado de coherencia entre las dos ondas.

El grado de coherencia viene dado por la convolución normalizada entre las envolventes de los dos pulsos que interfieren, y cuyo valor varía entre 0 y 1 [7].

Dado que las frecuencias ópticas oscilan a una velocidad mucho mayor que la que es capaz de detectar cualquier sensor, se necesita que la relación entre las fases de las diferentes ondas que contribuyen a la interferencia sean constantes, en comparación con la frecuencia de oscilación de la onda.

Podemos obtener la forma envolvente de la onda mediante la transformada de Fourier del espectro en el dominio de las frecuencias de la fuente.

De esta forma, para una onda monocromática (o quasimonocromática, como puede ser un láser) la representación del pulso en el dominio del tiempo vendrá dada por una sinusoidal cuya anchura temporal, $\Delta\tau$, será muy grande (tendrá una duración inversamente proporcional a la anchura espectral). En las fuentes monocromáticas como láseres, la longitud de coherencia puede ser de metros o centenares de metros.

Si obtenemos la transformada de Fourier de una fuente de luz espectralmente ancha (no monocromática), la forma del pulso en el dominio tiempo será inversamente proporcional a la anchura del espectro, $\Delta\nu$. Los pulsos tendrán una duración temporal corta (en relación con el caso de la onda monocromática). En fuentes policromáticas, la longitud de coherencia es muy pequeña.

La relación de fase que guardan dos envolventes cualesquiera son aleatorias, ya que cada envolvente tiene un origen de fase diferente. Como hemos visto en la ecuación (3), para que se den interferencias que se puedan observar, es decir, cuyas franjas (máximos y mínimos) están situadas en posiciones constantes) $\Delta\varphi_{12}(x)$ debe ser constante. Si la interferencia se produce entre dos pulsos cualesquiera, que no guardan una relación de fase constante, no tendremos interferencia, pues cada dos pulsos generarán las franjas en una posición diferente y al final veremos el valor medio de las franjas, que es lo que capta el sensor, como una mancha.

Para obtener las franjas de interferencia, se debe hacer coincidir un pulso con otra versión del mismo pulso, para que la relación de fase entre los dos pulsos sea constante, de forma que todas las franjas estén situadas en el mismo punto y el valor medio de las interferencias, que es lo que captura el sensor, produzca una imagen bien definida.

En el interferómetro de *Michelson-Morley* hacemos interferir dos versiones de un mismo rayo, una de las cuales está retardada. Lo que interfiere es la envolvente del pulso con una versión retardada de si misma.

La luz que viaja a lo largo del brazo de referencia recorre un camino óptico $M_1 + d_1$, mientras que la luz que viaja a lo largo del brazo de la muestra recorre un camino óptico $M_2 + d_2$. Cuando no hay diferencia de caminos ópticos entonces:

$$d = (M_2 + d_2) - (M_1 + d_1) = 0 \quad (4)$$

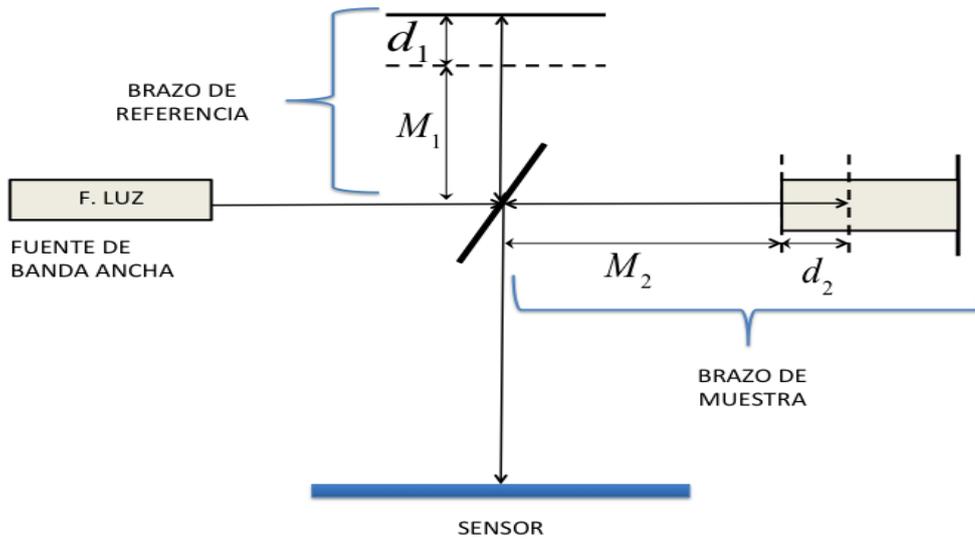


Figura 2: Esquema de un interferómetro de Michelson-Morley

lo que significa que los haces de los dos brazos inciden en fase y vemos que hay un patrón de interferencias perfecto. En el caso del interferómetro de *Michelson-Morley*, los haces que inciden son esféricos, por tanto vemos un patrón de interferencias de anillos concéntricos. A medida que incrementamos Δd , los anillos del patrón de interferencia se vuelven menos nítidos hasta que, llegado a un valor muy grande de Δd , los anillos desaparecen, quedando una "mancha" de luz con intensidad uniforme (el término de interferencia no interviene) [8].

Este fenómeno nos sirve para demostrar que el campo de las ondas no puede interferir con una versión retardada de si mismas si el tiempo de retardo es suficientemente grande. La máxima diferencia de camino Δd que se puede dar en el sistema antes de que desaparezca la interferencia establece la **longitud de coherencia**.

La longitud de coherencia de una fuente viene dada por [9][10]:

$$l_c = \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (5)$$

Según la diferencia de camino óptico que recorran los dos pulsos que interfieren, tenemos diferentes casos de interferencia:

- Si la diferencia de caminos ópticos es mayor a la longitud de coherencia, las ondas que se superponen en un mismo espacio no forman un patrón de interferencias ($|\gamma_{12}(\tau)| \sim 0$). Tal como se muestra en la figura 3(a).
- En caso que la diferencia de camino óptico sea similar a la longitud de coherencia, el patrón de interferencia no es perfecto ($0 \leq |\gamma_{12}(\tau)| \leq 1$). Tal y como se muestra en la figura 3(b).

- Si la diferencia de caminos ópticos es 0, el patrón de interferencias que forman es perfecto ($|\gamma_{12}(\tau)|=1$). Tal como se muestra en el ejemplo de la figura 3(c).

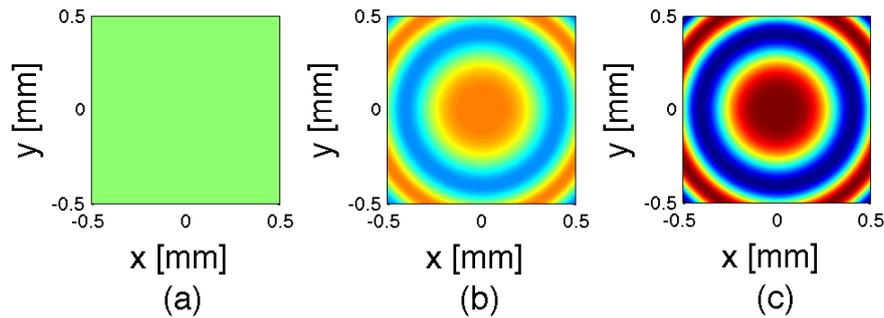


Figura 3: Diferentes patrones de interferencia según la diferencia de caminos: (a) la diferencia de caminos es mayor a la longitud de coherencia. (b) la diferencia de caminos genera un grado de coherencia. (c) No hay diferencia de camino ópticos.

La OCT se basa en el fenómeno de la **Interferencia de Baja Coherencia**. En la interferometría convencional con longitud de coherencia larga, la interferencia de ondas ocurre sobre una distancia de metros. En la OCT, esta longitud de coherencia es acortada a micras, gracias a fuentes de luz de banda ancha o láseres de pulsos extremadamente cortos (láseres de femtosegundos)[1].

La OCT nos ofrece imágenes del interior del material a estudio y esto solo se puede generar en objetos que no reflejen todo el haz en su superficie, sino que refleje en cada interfase.

La luz procedente del brazo de prueba sólo interferirá con la del brazo de referencia si la diferencia de camino recorrido por ambos haces es menor a la longitud de coherencia, por tanto, si situamos el espejo del brazo de prueba a una determinada distancia, sabremos cómo se está modificando el rayo de luz por el material que se encuentra exactamente a esa misma distancia en el brazo de prueba.

Si vamos desplazando el espejo en el que se refleja la luz del brazo de referencia, obtendremos una imagen axial de cómo se comportan todos los puntos del brazo de prueba con relación a la luz incidente.

3. Desarrollo de un simulador para la detección fotónica en flujos multifase

En este trabajo final de máster se ha desarrollado un simulador de OCT que nos genera una reconstrucción de una muestra de material que, aunque en nuestro caso son esferas en un fluido, se puede aplicar sobre cualquier estructura seleccionada por el usuario.

En un principio se pensó en trabajar con métodos de diferencias finitas, pero debido a que el ratio entre las dimensiones de la muestra y la longitud de onda es del orden de 600, este método se considera inviable, ya que requeriría un número de 'celdas' excesivamente alto, y esto ralentiza mucho el cálculo. Por esto, se recurren a métodos de altas frecuencias como la óptica geométrica. La óptica geométrica, o trazado de rayos, consiste en propagar rayos a través de la muestra sometidos a reflexión, refracción y absorción. De esta forma, se puede obtener un perfil del campo electromagnético en un determinado punto a partir de la concentración de rayos y el peso (campo) que tiene cada rayo.

Se ha buscado un *software* comercial que simulara la propagación de rayos a través de una muestra, pero unos programas no calculaban las reflexiones (simplemente servía para calcular la forma que tomaba el campo al transmitirse a través de un medio) como el caso de *Comsol*. Otros no permitían implementar el método OCT para obtener el perfil de índices, con el software de simulación óptica *Zemax*.

Por este motivo, se ha considerado apropiado implementar nuestro propio *software* en *Matlab*. Nuestro simulador propaga rayos a través de un medio con diferentes índices, obteniendo la respuesta en reflexión de la muestra.

En la figura 4, vemos el esquema básico de los pasos que sigue nuestro *software*.

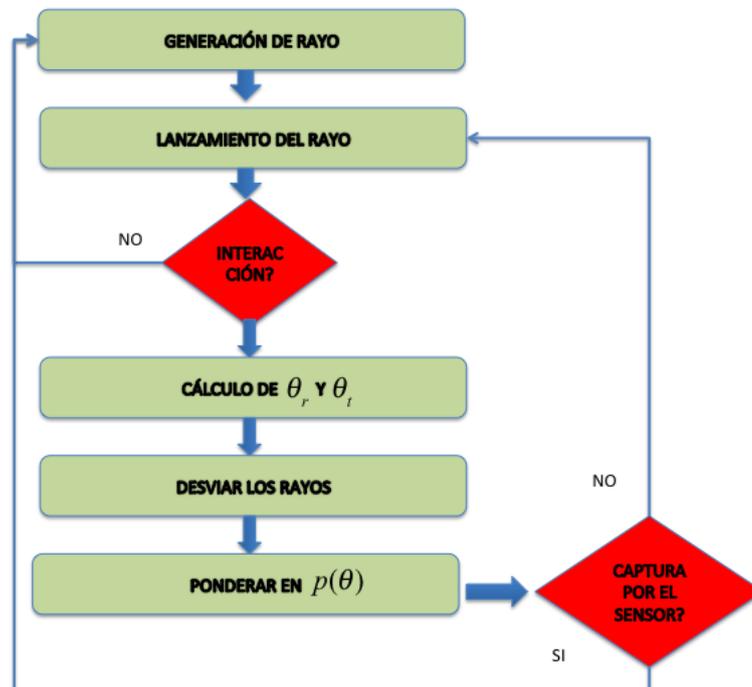


Figura 4: Pasos que sigue el *software* para la reconstrucción de la muestra.

3.1. Generación del rayo

Lo primero que hace el simulador que se ha desarrollado en este trabajo es generar los rayos incidentes de luz. Los rayos están interpretados como vectores. Van desde un punto 'a' hasta un punto 'b' siguiendo una recta. Por comodidad, y sin restar generalidad a la solución, se ha implementado un método que genera rayos desde cualquier punto del eje $x=0$, centrado en $y=0$. El simulador está implementado para poder elegir el tipo de fuente. Se puede optar por una fuente puntual, donde todos los rayos salen desde un mismo punto y cada uno con una inclinación, situado en el lugar que sea de nuestro interés o una fuente extensa, donde cada rayo emana desde un punto diferente. Además, se puede elegir entre generar ondas planas, donde todos los rayos se propagan con el mismo ángulo y con la misma fase inicial o cada rayo salga con una inclinación y fase (aleatoria o siguiendo una función de probabilidad).

3.2. Lanzamiento del rayo

En la propagación de la luz, el rayo se propaga buscando una interfase donde generar dos subrayos. En el caso de nuestra simulación se ha elegido la forma esférica para los aerosoles, debido a que el estudio que se prevé hacer se basa en detectar vapor en un fluido o gotas de líquido en un gas, y las esferas son las formas más estables que emplea la naturaleza.

Las interfases de las estructuras modeladas deben ir definidas como una función ma-

temática, de forma que se pueda obtener el punto de corte con el rayo matemáticamente. Se puede implementar la forma de la interfase que se desee. En nuestras simulaciones, las interfases vienen dadas como circunferencias, que vienen definidas por la región (x,y) que cumple:

$$\{(x, y)/(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 \leq r^2\} \quad (6)$$

donde (x_c, y_c) son los puntos centrales de la circunferencia y r es el radio de ésta.

El rayo, que viene definido como una recta, que se propaga con un ángulo θ , se expresa como:

$$y = x \tan(\theta) + n \quad (7)$$

El corte entre el rayo y la interfase viene definido por el sistema que generan las ecuaciones (6) y (7):

$$\begin{cases} r^2 = (x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 \\ y = x \tan(\theta) + n \end{cases} \quad (8)$$

Si nos encontramos ante una geometría donde el rayo pueda cortar más de una interfase, como en la figura 5 donde el rayo corta varias esferas, el programa deberá buscar todos los posibles puntos de corte para luego buscar el correcto, que se corresponderá con el que tenga una distancia euclídea menor al punto de emisión del rayo.

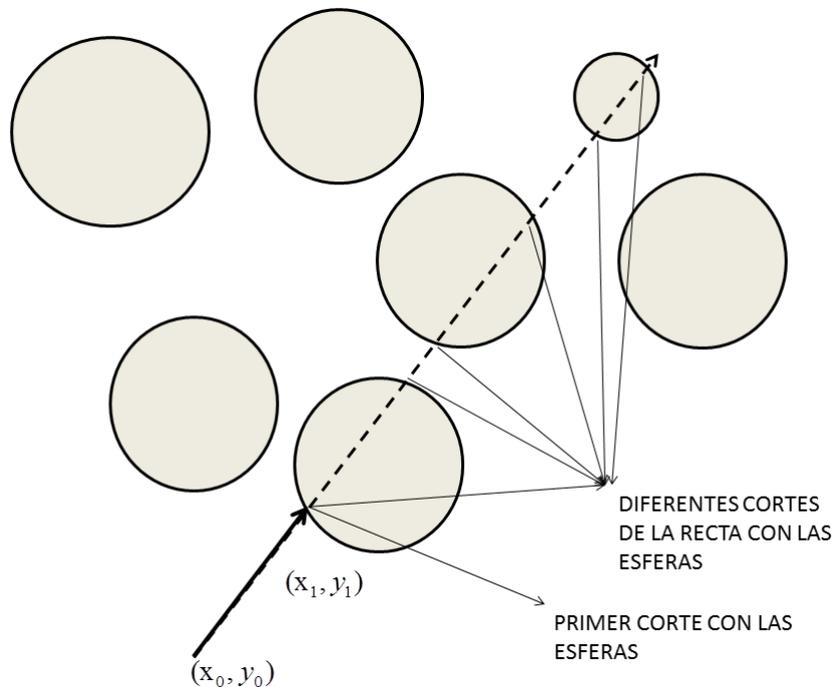


Figura 5: Cortes del rayo con las esferas.

En la figura 5 podemos ver un ejemplo de rayo que corta diferentes esferas, y como el punto de corte (x_1, y_1) es el más próximo a (x_0, y_0) .

```

x=zeros(k,2);
for i=1:k
    esf1=esferas(i,1);
    esf2=esferas(i,2);
    esf3=esferas(i,3);

    raices=roots([1+m^2 2*m*n-2*esf2-2*m*esf3 n^2+esf2.^2+esf3.^2-2*n*esf3-esf1.^2]);
    if(abs(raices(1,1)-x1)<=0.00001)
        x(i,1)=NaN;
        x(i,2)=raices(2,1);
    elseif(abs(raices(2,1)-x1)<=0.00001)
        x(i,1)=raices(1,1);
        x(i,2)=NaN;
    else
        x(i,1)=raices(1,1);
        x(i,2)=raices(2,1);
    end
    if(imag(raices(1,1))~=0)
        x(i,1)=NaN;
    end
    if(imag(raices(2,1))~=0)
        x(i,2)=NaN;
    end
end

```

Figura 6: Captura del código donde se resuelve la ecuación (8) y se separan las esferas donde si que hay corte de las que no hay corte.

El rayo, cuando se propaga una distancia 'd' a través de un medio real (con absorción), su campo se ve atenuado en un factor:

$$E(d) = E(0)e^{-\alpha d} \quad (9)$$

donde α es el coeficiente de absorción, expresado en m^{-1} .

En caso que no exista corte entre la esfera y el rayo, se considera que el rayo deja de propagarse y se generará un rayo nuevo.

3.3. Cálculo del ángulo de reflexión y transmisión

Cuando el rayo corta la interfase, se generan dos subrayos. Por un lado se genera un rayo reflejado y por otro uno transmitido (refractado) siempre y cuando no haya reflexión total interna.

En la figura 7 podemos ver la nomenclatura que usamos a la hora de definir los rayos. Cada rayo está definido como (j,k) donde j indica el número de eventos que ha experimentado el rayo y k el número del rayo dentro de cada evento.

Cuando el rayo (j,k) llega a una interfase, se genera un rayo reflejado, que nombraremos $(j+1, 2k-1)$ y otro refractado, que nombraremos $(j+1, 2k)$. De esta forma, en cada evento se dobla el número de rayos.

El ángulo con que se refleja y refracta el rayo viene dado por la ley de Snell

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (10)$$

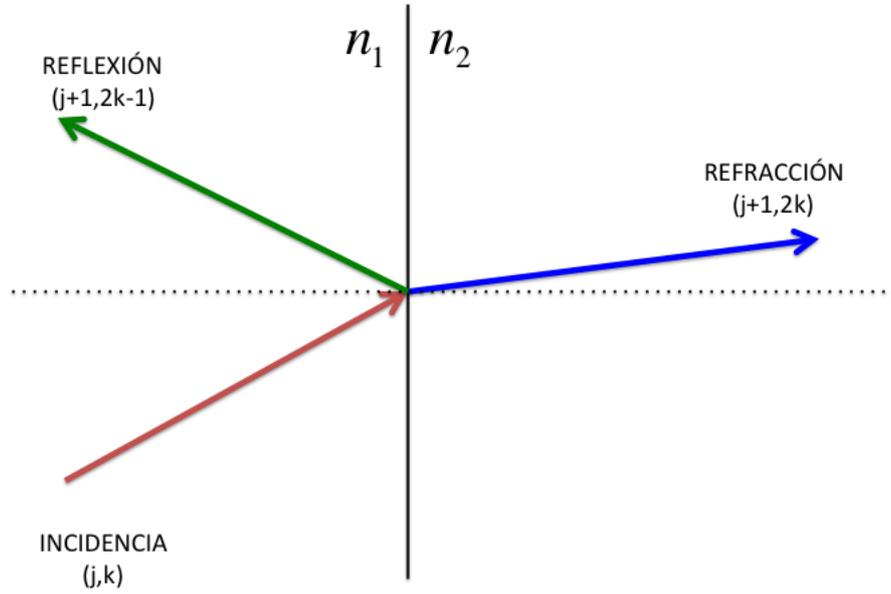


Figura 7: Mecanismo de generación de subrayos.

θ_1 y θ_2 están definidos respecto al vector normal a la superficie de la interfase. En nuestro sistema tenemos referidos todos los ángulos respecto al eje x en el sentido positivo de las matemáticas.

A partir de la ley de Snell, las condiciones de contorno del campo eléctrico en la interfase entre dos dieléctricos, el vector del rayo incidente (\vec{i}) y el vector normal a la superficie de reflexión (\vec{n}) obtenemos el vector de propagación del rayo reflejado (\vec{r}) [11]:

$$\vec{r} = \vec{i} - 2(\vec{i}\vec{n})\vec{n} \quad (11)$$

mientras que el vector de propagación del rayo refractado (\vec{t}) viene dado por

$$\vec{t} = \frac{n_1}{n_2}\vec{r} \left(\frac{n_1}{n_2}(\vec{i}\vec{n}) - \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 (1 - (\vec{r}\vec{n})^2)} \right) \quad (12)$$

En cada evento se modifica el peso del rayo. Las ecuaciones de Fresnel establecen la relación entre campo incidente, reflejado y refractado [8].

$$R_{\perp}(\theta_i) = \left(\frac{n_1 \cos(\theta_i) - n_2 \cos(\theta_t)}{n_1 \cos(\theta_i) + n_2 \cos(\theta_t)} \right)^2 \quad (13)$$

$$R_{\parallel}(\theta_i) = \left(\frac{n_2 \cos(\theta_i) - n_1 \cos(\theta_t)}{n_2 \cos(\theta_i) + n_1 \cos(\theta_t)} \right)^2 \quad (14)$$

A partir de las ecuaciones (14) y (13) obtenemos:

$$R(\theta_i) = \begin{cases} \frac{R_{\perp}(\theta_i) + R_{\parallel}(\theta_i)}{2} & \text{no RTI} \\ 1 & \text{si RTI} \end{cases} \quad (15)$$

donde RTI es la reflexión total interna. Por el principio de conservación de la energía, obtenemos que la energía transmitida viene dada como:

$$T(\theta_i) = 1 - R(\theta_i) \quad (16)$$

```

cosI=dot(incidencia, normal);
if(cosI<0)
    cosI=-dot(incidencia, normal);
end
sinT2=n*n*(1-cosI*cosI);
if(sinT2>1) %condición de ángulo límite
    p=3;
    refraccion=NaN;
    r_per=((n1*cosI-n2*sqrt(1-sinT2))/(n1*cosI+n2*sqrt(1-sinT2)))^2;
    r_par=((n2*cosI-n1*sqrt(1-sinT2))/(n2*cosI+n1*sqrt(1-sinT2)))^2;
    R=(r_per+r_par)/2;
    T=1-R;
else %No hay reflexión total interna
    p=2;

    %vector del ángulo de refracción
    r=n*incidencia+n*cosI*normal-(sqrt(1-n^2*(1-cosI*cosI)))*normal;
    if(r(1)>=0)
        refraccion=mod(atan(r(2)/r(1)), 2*pi); %Ángulo de refracción
    else

        %Módulo a 2pi del ángulo de refracción
        refraccion=mod(atan(r(2)/r(1))+pi, 2*pi);
    end
    %Coeficientes de fresnel
    R=1;
    T=1-R;
end

```

Figura 8: Segmento de código donde se calcula el vector de los rayos reflejados y refractados, así como los coeficientes de reflexión y transmisión.

En la figura 8 podemos ver una captura de pantalla del código desarrollado donde a partir del vector de propagación del rayo incidente y vector normal a la superficie de impacto, se calculan los vectores de reflexión y transmisión usando las ecuaciones (11) y (12) respectivamente. Dentro de la misma función, se calcula también cuales son los coeficientes de Reflexión y Transmisión de los rayos reflejados y transmitidos según las ecuaciones (13), (14), (15) y (16). El código devuelve una variable, p, según las condiciones que se hayan dado, para comunicar al programa principal si el rayo continua propagándose o, por el contrario, la reflexión total interna prova que deje de propagarse.

3.4. Desvío del rayo

Si seguimos el método convencional de montecarlo, una vez calculados los ángulos con que se propagarán los rayos reflejados y refractados hay que volverlos a propagar añadiendo una desviación aleatoria θ_{aleat} , según las propiedades del material, al ángulo calculado.

Los rayos se dispersarán con una probabilidad $p(\theta_{aleat})$, de forma que los ángulos cuya probabilidad sea mayor acumularán más rayos, y los que menos probabilidad tengan menos. La acumulación de rayos establece el campo en ese ángulo.

A la hora de clasificar el tipo de propagación de los rayos a través de la muestra, podemos separar entre rayos balísticos y rayos no balísticos. Es fácil entender qué tipo de rayos son cada uno si establecemos una analogía con un proyectil que impacta en un blanco.

Cuando un proyectil impacta en un blanco, este lo atraviesa recorriendo el camino más corto entre el orificio de entrada y de salida. Estos serían los rayos balísticos. El resto de rayos, que sufren múltiples reflexiones internas y salen de la muestra recorriendo un camino mucho más largo que los rayos balísticos, serán rayos no balísticos.

En la técnica de la OCT son los rayos balísticos los que transportan información. Los rayos no balísticos no interfieren con la señal de referencia. Por tanto, nuestro objetivo es generar cuantos más rayos balísticos mejor.

En la figura 9 se puede ver en color verde rayos no balísticos. Estos son los que sufren múltiples reflexiones, de forma que aunque provienen de reflexiones a poca profundidad, su camino óptico equivale a haberse reflejado a profundidades mayores no transportan información que nos interesa. En color azul oscuro se puede ver un rayo balístico. Este es el que se propaga entre la fuente de luz y las diferentes interfases hasta volver al sensor recorriendo el mínimo camino óptico. Transportan la información sobre las interfases que necesitamos.

Lo que se propone en este método es provocar que todos los rayos sean balísticos. Para esto, lo que se hace es sustituir el componente aleatorio del desvío θ_{aleat} del haz por un desvío determinista, θ_1 , que es igual al ángulo que hay entre la dirección de propagación y la dirección que nos interesa para provocar que el rayo sea balístico y se propague directamente hacia el origen del rayo (figura 10).

En la figura 10 vemos un ejemplo de modificación de un rayo reflejado para convertirlo en balístico. El rayo azul que se refleja se desvía un ángulo θ_1 para que se propague directamente hasta el sensor recorriendo el mínimo camino óptico.

3.4.1. Anisotropía del material

Cuando desviamos el ángulo de la dirección original, lo que hacemos es propagar una parte del rayo, proporcional a la probabilidad del ángulo de dispersión. Por tanto tenemos que ponderar el peso del rayo según la probabilidad asociada al ángulo de dispersión.

Para calcular la probabilidad de una dispersión de ángulo θ nos basamos en la anisotropía del material. La anisotropía es la propiedad por la cual el medio no se comporta igual en todas las direcciones. La probabilidad de dispersión de un ángulo θ viene dada

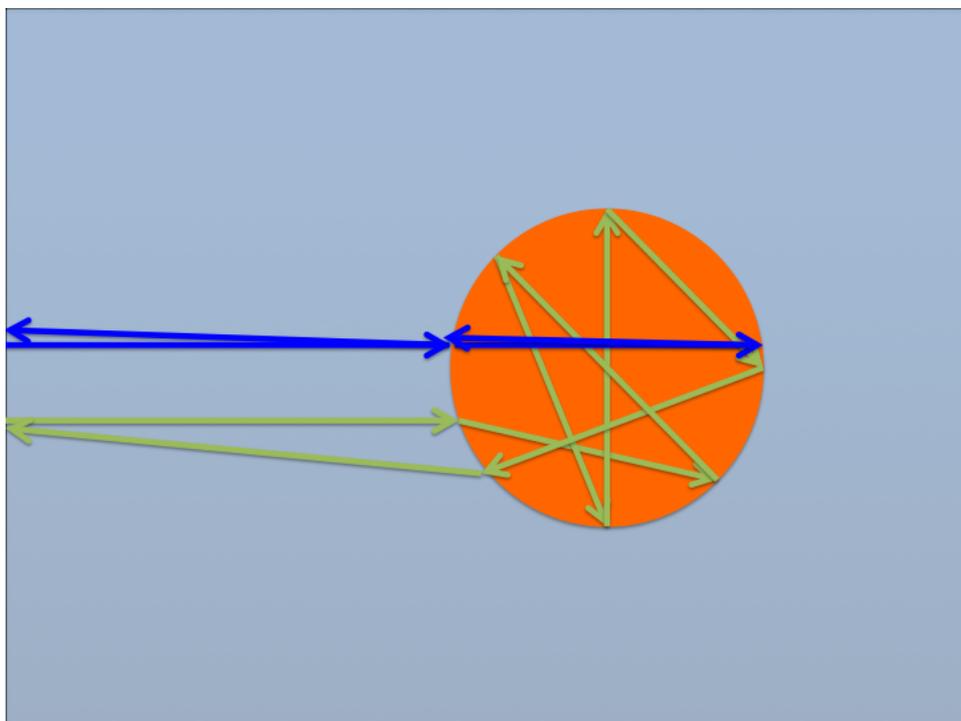


Figura 9: Rayos balísticos y rayos no balísticos.

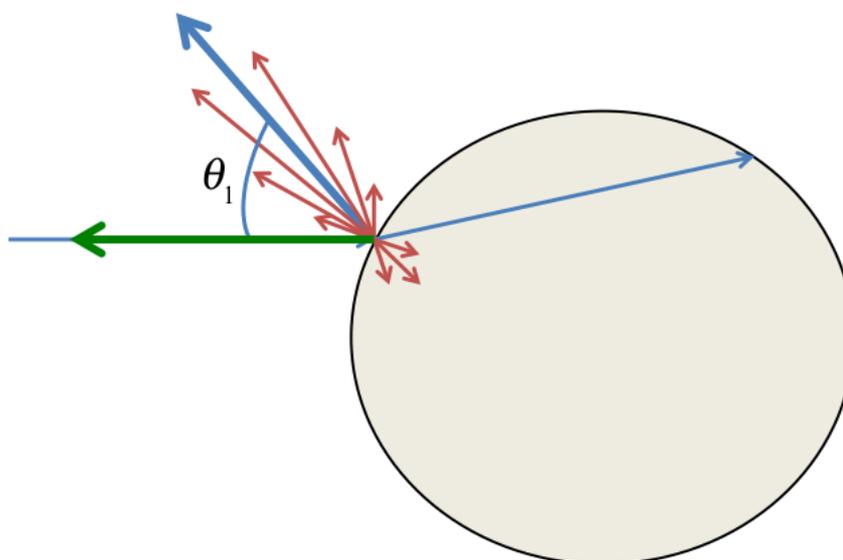


Figura 10: Desvío del ángulo para generar un rayo balístico.

por [2] [4] [6] [10]:

$$p(\theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \theta)^{3/2}} \quad (17)$$

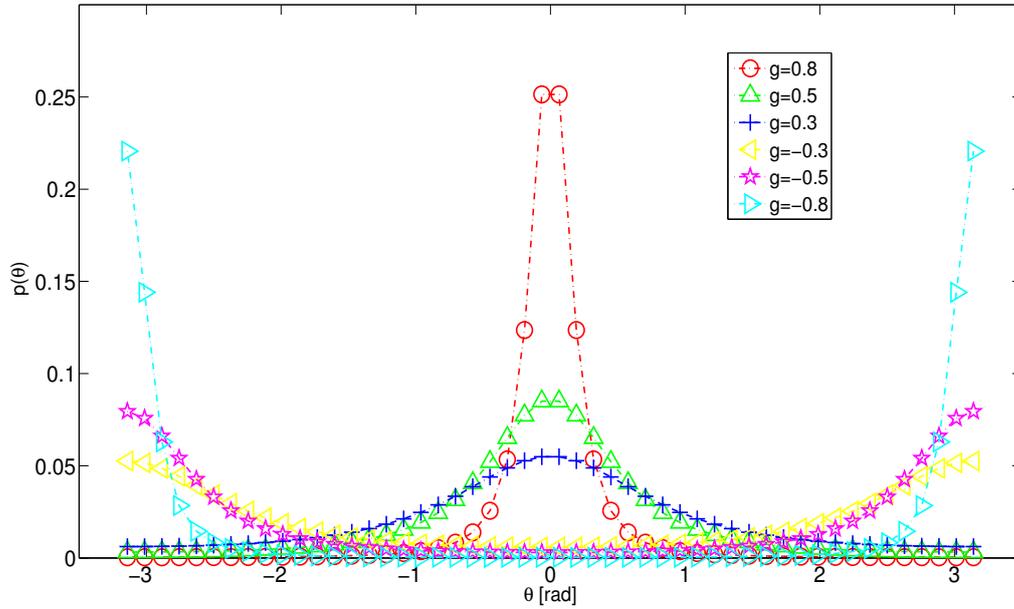


Figura 11: Probabilidad de dispersión con el ángulo para diferentes g .

donde g es el coeficiente de anisotropía, que puede tomar valores entre -1 y 1. Viene definido como el valor medio del coseno del ángulo de dispersión:

$$g = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(\theta) \cos(\theta) d\theta \quad (18)$$

Por conservación de la energía, la suma de los pesos de todos los ángulos (todas las probabilidades) debe ser igual a

$$1 = \int_0^{2\pi} p(\theta) d\theta \quad (19)$$

En las propiedades del programa, se puede establecer las propiedades de los materiales como: índice de refracción, coeficiente de anisotropía, coeficiente de absorción para que el simulador pueda propagar correctamente cada rayo.

3.5. Captura por el sensor

Cuando el rayo se propaga a lo largo de la muestra, y se buscan las interacciones, junto a las interfases, que demarcan el cambio de medio, el rayo puede cortar el sensor y registrarse la señal.

El sensor lo hemos diseñado como un array de píxeles, situado en el eje $x=0$, centrado en $y=0$, con una anchura ΔL , por lo que se captará el rayo siempre que corte la recta definida por:

$$\begin{cases} x = 0 \\ -\frac{\Delta L}{2} \leq y \leq \frac{\Delta L}{2} \end{cases} \quad (20)$$

La resolución lateral Δy de la captura vendrá dada por la relación que guarden la anchura del sensor y el número de píxeles (N).

$$\Delta y = \frac{\Delta L}{N} \quad (21)$$

mientras que la resolución en profundidad viene dada por la longitud de coherencia (ecuación (5)). En la figura 12 vemos cómo se puede elegir tanto la profundidad como la anchura del sensor. También se puede elegir el número de píxeles que hay en cada eje. Cuantos más píxeles se elijan mayor resolución obtendremos y la distancia entre esferas detectadas podrá ser menor. Como contrapartida, más lento será el escaneo a diferentes profundidades, pues cada píxel en profundidad implica realizar una convolución entre el pulso capturado y el pulso de referencia.

SENSOR		Dimensiones [mm]	Pixels
Anchura	2	1000	
Profundidad	2	1000	

Figura 12: Captura de las opciones que se pueden asignar al sensor.

La OCT se basa en el escaneo a diferentes profundidades, por tanto para emular el movimiento del espejo que varía la profundidad de escaneo en el brazo de referencia (ver brazo de referencia en figura 2) se convolucionan la profundidad a la que se escanea con la profundidad de la señal reflejada obtenida mediante el camino óptico. De esta forma, conseguimos ubicar cada medida en la profundidad correcta.

3.6. Reconstrucción

El programa, tal y como hemos visto en la sección 3.1, genera rayos que salen desde posiciones aleatorias en el eje $x=0$. A la hora de reconstruir la muestra, las interfases no salen como figuras sólidas, es decir, son un conjunto de píxeles muy próximos pero no tienen porqué formar una figura sólida.

Tal y como se ve en las figuras de las reconstrucciones, tanto para caso de cavitación como aerosoles, (figuras 16, 18, 20, 22, 24 y 26) en la parte superior e inferior de las circunferencias, no hay reconstrucción, debido a que las incidencias son más oblicuas, se produce reflexión total interna y el rayo balístico no llega a la siguiente interfase.

A nosotros nos interesa obtener la posición del centro de masas de cada esfera capturada y, por eso, tenemos que saber qué detecciones pertenecen a la esfera que queremos caracterizar y cuáles no.

Dado que los píxeles de la reconstrucción de una esfera están mucho más próximos entre sí que los píxeles de esferas vecinas, se convoluciona la captura con la respuesta de un filtro pasabajo cuadrado, de forma que rellenamos los huecos que quedan sin rellenar sin llegar a combinar dos esferas consecutivas. Para limpiar el ruido (los píxeles de poca intensidad que genera el filtro alrededor de la figura sólida) se umbraliza la imagen mediante el método de Otsu. De esta forma, eliminamos los píxeles de menor intensidad situados alrededor de la reconstrucción y nos quedan los píxeles que realmente forman parte de la figura sólida.

Mediante la función que nos dice que píxeles están interconectados entre sí, podemos obtener las etiquetas, que son las figuras sólidas separadas del resto que componen cada objeto.

3.6.1. Cálculo del centro de la esfera

Cada esfera está dividida en dos etiquetas, la parte delantera y la trasera. Mediante un bucle, se calcula el centro de masas de cada etiqueta y la distancia al resto de centros de masas. El centro de masas de cada etiqueta estará situado en la parte interior de la esfera, por tanto el centro de masas más próximo de una media esfera será el de la otra media. Sabiendo esto, podemos calcular los puntos medios de cada par de etiquetas correspondientes a la esfera M-ésima como:

$$\bar{x}_M = \sum_i x_i p(x_i) \quad (22a)$$

para el eje x, y para el eje y:

$$\bar{y}_M = \sum_i y_i p(y_i) \quad (22b)$$

donde $p(x_i)$ y $p(y_i)$ es el peso, relativo al total de píxeles, del píxeles i-ésimo. De esta forma, obtenemos la posición media de la esfera M-ésima.

3.6.2. Cálculo del radio de la esfera

Otro parámetro importante a tener en cuenta a la hora de caracterizar las esferas es el tamaño de éstas. Definimos el tamaño a partir del radio de la esfera. Para obtener el radio, una vez sabido qué par de figuras forman una esfera y cual es el centro de ésta (\bar{x}, \bar{y}) , obtenemos el radio de la esfera como la distancia media entre los puntos que forman la esfera y su centro.

$$\bar{r} = \sum_i \sqrt{p(x_i)(x_i - \bar{x})^2 + p(y_i)(y_i - \bar{y})^2} \quad (23)$$

Finalmente, para obtener un estimador de como buena es la reconstrucción en el caso de las esferas, nos basamos en un parámetro que define a las esferas como que una esfera la forman todos los puntos que equidistan de un mismo punto. Basándonos en la definición, calculamos la desviación típica de la distancia de cada punto al centro de la esfera. Si realmente se trata de una esfera, todos los puntos estarán más o menos equidistantes del centro y la desviación típica será pequeña. Si, por el contrario, no se trata de una esfera, unos puntos estarán más lejos que otros y la desviación típica será mayor. Para una esfera conformada por N pixels tenemos:

$$\sigma^2 = \frac{\sum_i (\sqrt{(x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2} - \bar{r})^2}{N - 1} \quad (24)$$

3.7. Criterio de parada

Cuando se programa un método iterativo, es necesario establecer un criterio a partir del cual se para el bucle.

En los métodos de Montecarlo aplicados en los artículos, se propaga el rayo hasta que su peso esté por debajo de un valor umbral. A partir de ese punto, en cada nueva interacción se decide aleatoriamente si el rayo continua propagándose o, por el contrario, deja de propagarse.

En el método que se ha implementado en este trabajo, debido a las modificaciones del método de montecarlo que hacemos, el valor del campo cae rápidamente. Por este motivo, utilizamos un número de eventos fijos que sufre el rayo antes de dejar de propagarlo. Como hemos definido anteriormente, cada evento es cuando el rayo corta una interfase. En función del número de esferas se debe seleccionar más o menos eventos, sabiendo que cada esfera que se atraviesa implica interaccionar con 2 interfases en cada sentido, por tanto son 4 eventos. Cuantos más eventos se elijan más profundo se puede escanear. Como contrapartida, dado que cada evento dobla el número de rayos propagándose, el número de rayos crece exponencialmente con el número de eventos, esto se traduce en más memoria utilizada por el programa y más carga de cálculo, relentizando el normal funcionamiento del programa. El número de rayos que se generan viene dado como 2^{n-1} donde n es el número de eventos.

Otro factor que afecta tanto a la calidad de la reconstrucción como al tiempo de ejecución del programa es el número de rayos que programamos. Cuando ejecutamos el simulador, podemos elegir la forma en que parará el programa. Por un lado podemos escoger que el programa lance un número determinado de rayos, y una vez se ha llegado a los rayos acordados el programa termina. Esto, por una parte, establece un tiempo de ejecución que puede ser conocido, pero tiene el inconveniente que si algún rayo no intercepta ninguna esfera, perderemos fidelidad en la reconstrucción.

Por otro lado, podemos escoger que el programa finalice una vez se hayan detectado un número determinado de rayos. Esto presenta el inconveniente que, de entrada, no sabemos cuanto va a durar la ejecución del programa, por lo que en el caso anterior podría ser minutos, aquí podría llegar a ser horas. Si lo analizamos desde el punto de vista de la calidad de la reconstrucción, este método nos asegura que en el sensor tendremos el número de capturas que hayamos establecido, consiguiendo mejor reconstrucción.

En todas las simulaciones que se han llevado a cabo, se ha tomado en cuenta el segundo criterio.

En la figura 13 se puede apreciar cómo el simulador permite escoger el número de registros que experimentará el sensor antes de la parada, el número de esferas que hay en la muestra y el número de eventos que sufrirá cada rayo.



PROPIEDADES	
# Registros	1000
# Eventos	4
# Esferas	1

Figura 13: Diferentes opciones que permite modificar el programa.

4. Resultados de la simulación

A la hora de realizar las simulaciones, se ha estudiado tanto el caso de esferas de vapor flotando en un fluido (cavitación) como el caso de esferas de fluido flotando en gas (aerosoles), ya que son los temas de interés de los proyectos para los que se realiza este trabajo.

Debido a la imposibilidad de hacer simulaciones en cada uno de las múltiples disposiciones diferentes de esferas con que nos podemos encontrar, se han escogido 3 disposiciones para cada caso, que se tienen como las más representativas y sirven, además, como base a partir de las cuales podemos generar cualquier distribución. Si imaginamos un conjunto de esferas en posiciones aleatorias distribuidas sobre un plano, las posiciones de las esferas están dadas en relación al resto de esferas. Una esfera puede estar delante, detrás o a un lado o a otro, ya que se ha considerado que las esferas pueden estar próximas, pero nunca unas dentro de otras, ni tocándose.

Por esto, se ha considerado adecuado testar el simulador por una parte con una única esfera, que representa el caso más simple y, por otra parte, con dos esferas para estudiar el comportamiento relativo entre esferas y ver cómo afecta los rayos que se propagan entre esferas. Primero analizamos el caso de dos esferas en vertical, es decir una al encima de la otra. Luego el caso de una esfera detrás de la otra (consecutivas). La diferencia entre estos dos casos es la forma en que los rayos que cortan una esfera cortan luego la otra. En el caso de esferas en vertical, los rayos que cortan ambas esferas son rayos no balísticos, mientras que en el caso de las dos esferas consecutivas, los rayos que cortan ambas esferas son balísticos.

El *software* permite elegir la longitud de onda de trabajo, así como el ancho de banda (figura 14). De esta forma podemos simular nuestro modelo sin ninguna limitación en

cuanto al material que tenemos en el laboratorio. El programa nos muestra automáticamente la longitud de coherencia con la que estamos trabajando. De esta forma, sabremos si tenemos la resolución que deseamos. Todas las simulaciones se han realizado en tercera ventana $\lambda = 1550nm$ con un ancho de banda de $\Delta\lambda = 20nm$ que, según la ecuación (5), tenemos una longitud de coherencia de $l_c = 53,8\mu m$

The image shows a software interface titled 'LUZ'. It contains three rows of input fields:

- Longitud de onda: 1550 nm
- Ancho de banda: 20 nm
- Longitud de coherencia: 53.0077 um

Figura 14: El simulador permite establecer la longitud de onda y el ancho de banda que establecen nuestro equipamiento.

4.1. Cavitación

En primer lugar simulamos el caso donde una esfera de gas está inmerso en el fluido, es decir, tenemos esferas de gas dentro de un fluido.

Hemos modelizado un caso simple de burbujas de aire dentro de agua. Los parámetros de que se sirve el simulador son:

Medio	Índice de refracción (n)
Fluido (agua)	1.33
Esferas (aire)	1

Tabla 1: Índices de refracción utilizados en la simulación de aerosoles.

4.1.1. Una esfera

Simulamos con una única esfera la propagación de rayos. Cuando lanzamos rayos, en la primera cara de la esfera (parte exterior, más próxima a la fuente y sensor), se reflejan los rayos, impactando con el sensor y quedando registrados. Los rayos se transmiten al interior de la esfera. Una vez dentro, se transmiten hasta cortar la segunda interfase de la esfera donde se refleja y vuelve hasta la primera interfase y al sensor. Una parte del rayo se refracta incidiendo de nuevo en el sensor (en caso que corte el eje $x=0$ en la región del sensor), mientras que la otra parte del rayo se refleja en el interior de la esfera.

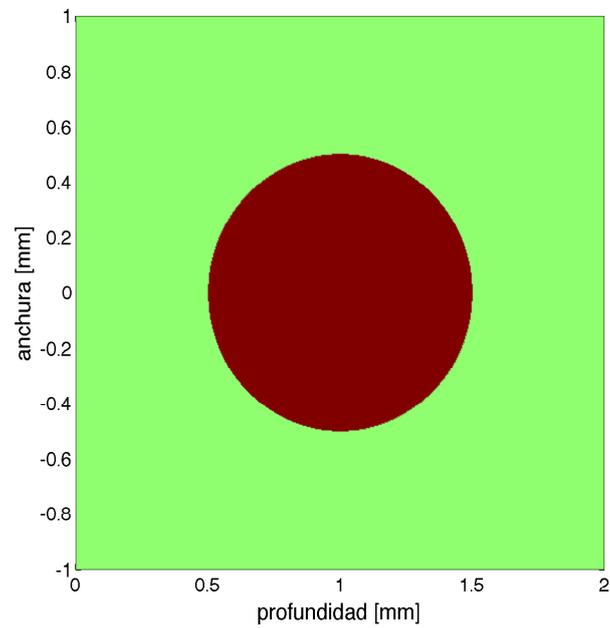


Figura 15: Una esfera para reconstruir.

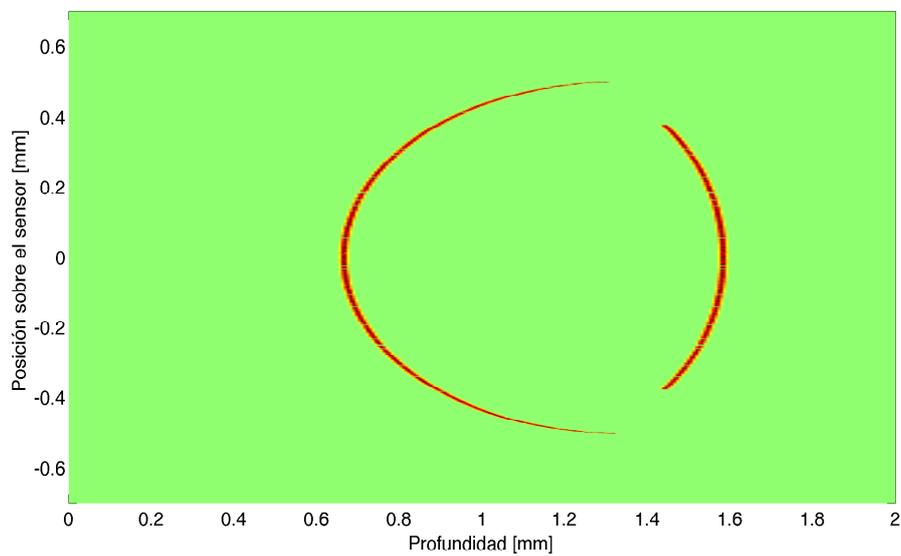


Figura 16: Reconstrucción en el caso de una única esfera.

4.1.2. Dos esferas en vertical

Cuando simulamos las dos esferas en vertical, utilizamos las mismas propiedades en los materiales que en el caso anterior. En la figura 17 vemos la muestra original, y en la figura 18 la reconstrucción del simulador.

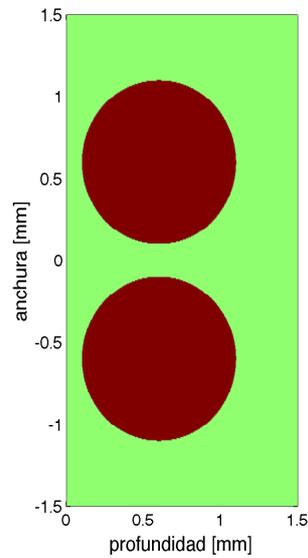


Figura 17: Muestra de dos esferas de gas dentro de un fluido.

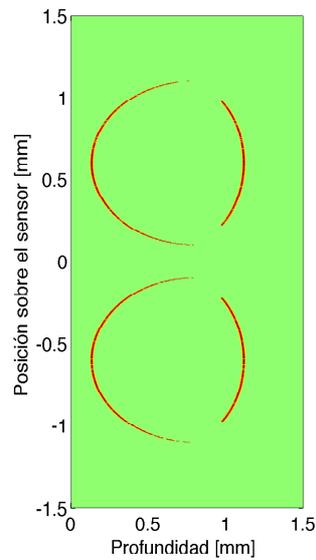


Figura 18: Reconstrucción del simulador de dos esferas de gas dentro de un fluido.

4.1.3. Dos esferas consecutivas

También realizamos una simulación de dos esferas consecutivas. En la figura 19 vemos la muestra de cavitación modelizada, y en la figura 20 la reconstrucción del simulador. En la tabla 1 podemos ver en que posiciones están centradas las esferas.

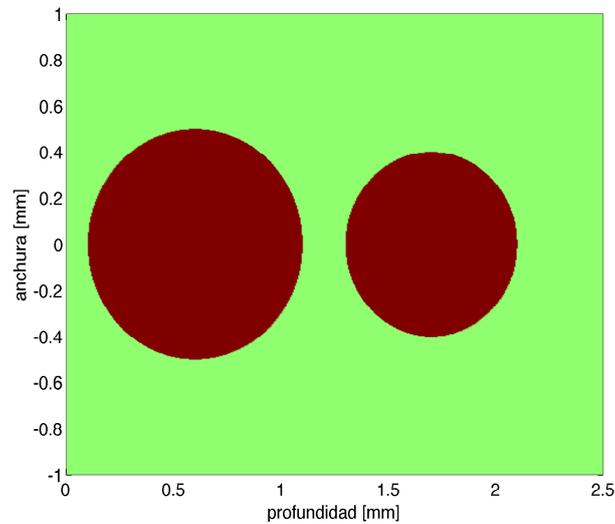


Figura 19: Ejemplo de muestra con dos esferas de gas consecutivas dentro de un fluido.

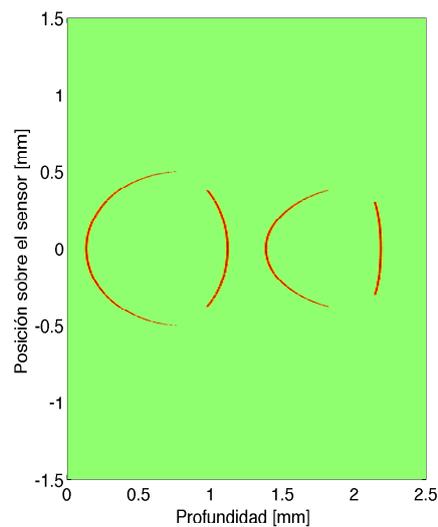


Figura 20: Imagen generada por el simulador después del trazado de rayos de dos esferas de gas dentro de un fluido como agua.

4.2. Aerosoles

El otro aspecto tratado en el proyecto HIDRASENSE son la detección de aerosoles en un gas. En algunos casos es conveniente tener una atmósfera lo más controlada posible, si partículas flotando en un gas o gotas de líquido formadas por condensación del gas.

Para ver cómo se comporta el simulador en el caso de aerosoles, a continuación se incluyen las simulaciones realizadas para gotas de fluido en un gas. En las simulaciones, dado que se ha modelado gotas de agua flotando en aire, se considera que el índice de

refracción de aerosol es mayor que el del fluido. En la tabla 2 tenemos expresados los índices que se ha aplicado a cada material.

De la misma forma que en caso anterior, se ha considerado que lo más apropiado era realizar una simulación con una única esfera y luego con dos esferas dispuestas en vertical y consecutivas. Luego, a partir de estas configuraciones se puede modelar cualquier distribución.

Material	índice de refracción (n)
Fluido (aire)	1
Esferas (agua)	1.33

Tabla 2: índices de refracción utilizados en la simulación de aerosoles.

4.2.1. Una esfera

En este apartado, aplicamos el simulador a una muestra compuesta por un aerosol en el interior de un fluido. La muestra se puede ver en la imagen 21. La reconstrucción la podemos ver en la figura 22. Las posiciones de los centros de las esferas que nos ofrece el simulador, las podemos ver en la tabla 6.

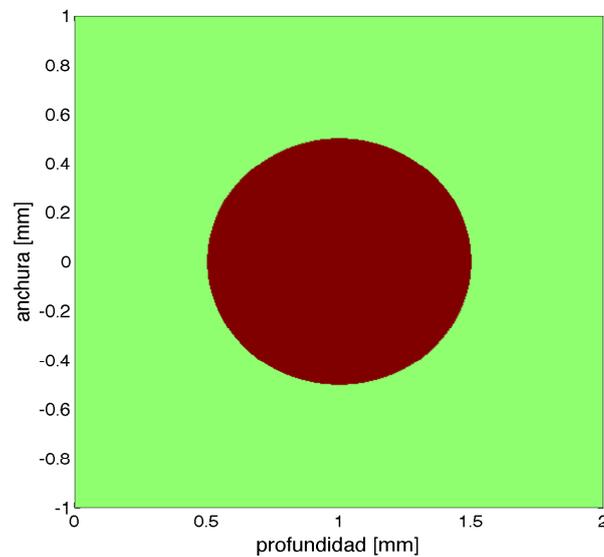


Figura 21: Una única esfera líquida flotando en un gas.

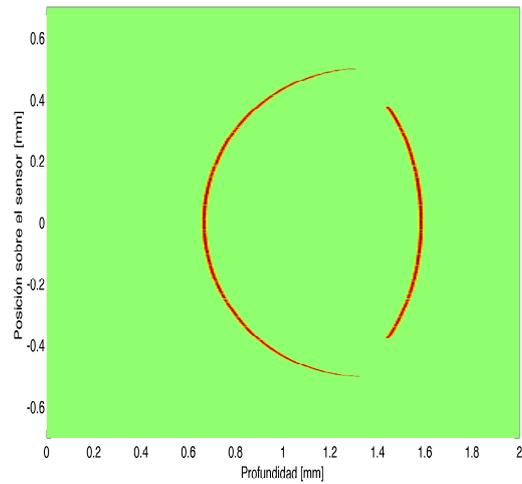


Figura 22: Reconstrucción generada por el simulador de un aerosol flotando en un gas.

4.2.2. Dos esferas en vertical

En este apartado, aplicamos el simulador a una muestra compuesta por dos aerosoles en vertical en el interior de un gas. La muestra se puede ver en la imagen 23. La reconstrucción la podemos ver en la figura 24. Los resultados numéricos del centro de la esfera los encontramos en la tabla 6.

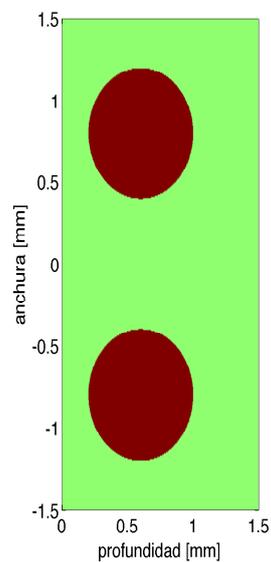


Figura 23: Ejemplo de muestra con dos aerosoles dispuestos verticalmente.

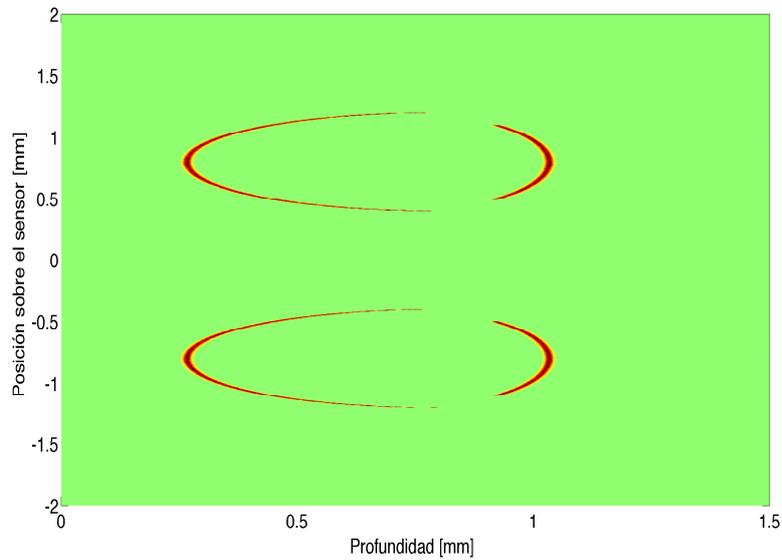


Figura 24: Reconstrucción realizada por el simulador de dos aerosoles dispuestos de forma vertical.

4.2.3. Dos esferas consecutivas

En este apartado, aplicamos el simulador a un modelo de dos aerosoles consecutivos suspendidos en un gas. La muestra se puede ver en la imagen 25 mientras que la reconstrucción la podemos ver en la figura 26. Los resultados numéricos del centro de la esfera que nos ofrece el simulador, los encontramos en la tabla 6.

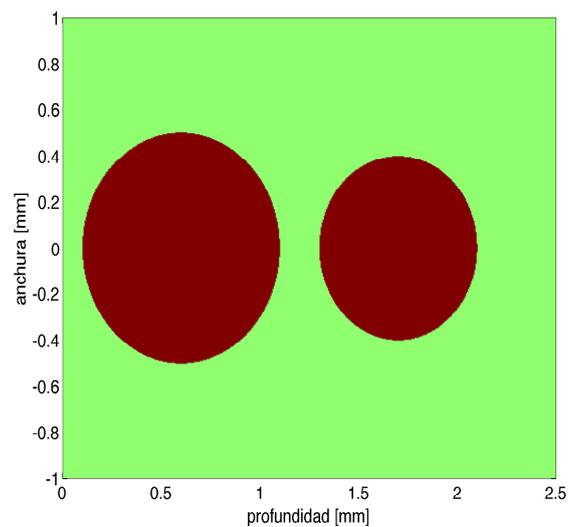


Figura 25: Muestra de dos aerosoles dispuestos de forma consecutiva.

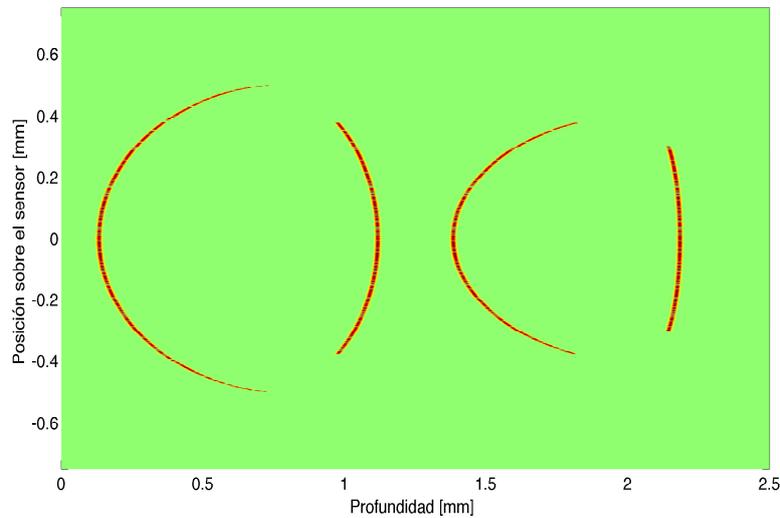


Figura 26: Reconstrucción de dos aerosoles dispuestos de forma consecutiva.

4.3. Resumen de resultados principales

En las medidas que se han realizado, hemos obtenido los resultados que mostramos en las tablas 3, 5. Cada tabla hace referencia a una configuración de los materiales. En la tabla 3 tenemos el caso de una esfera de gas en el seno de un fluido, mientras que en la tabla 5 tenemos el caso de una esfera de fluido en un gas. La primera y segunda columna nos indican el número de esferas y la disposición en que se encuentran. Luego, en la tercera columna tenemos la dispersión en las medidas calculadas según la fórmula (24). Finalmente, en las últimas dos columnas observamos una comparativa, para cada caso, de los valores teóricos y obtenidos de la simulación para el radio de las esferas.

En las tablas 4 y 6 hacemos una comparación entre los puntos centrales teóricos de cada esfera y los puntos centrales de cada esfera obtenidos en cada simulación. La obtención de los puntos centrales nos sirve para detectar la posición de un aerosol o una burbuja. Las dos gráficas comparten la estructura. En la primera columna tenemos representado, para cada caso, el número de esferas. Luego la disposición de esferas en la segunda columna. La tercera columna representa los puntos en que están centradas las esferas. Finalmente en la cuarta columna, tenemos los valores de los centros de las esferas que hemos obtenido al hacer la simulación y después de aplicar el algoritmo de búsqueda del centro y el radio.

Para el caso en que estudiamos los aerosoles flotando en gas empleamos el mismo formato de tabla que en la cavitación, de forma que podamos ver rápidamente los resultados del simulador.

# esferas	Disposición	σ^2	r_{teo} [mm]	r_{sim} [mm]
1	Única	1690	0.5	0.47
2	Vertical	1910 y 1916	0.5 y 0.5	0.47 y 0.50
2	Consecutiva	1610 y 1480	0.5 y 0.4	0.49 y 0.4

Tabla 3: Tabla donde se comparan los radios de las esferas con los obtenidos mediante la simulación y donde se muestran las desviaciones típicas que ofrece la simulación en el caso de cavitación.

# esferas	disposición	centro teórico (x,y) [mm]	Resultado del simulador (x,y) [mm]
1	Única	(1, 0)	(1.19, 0.015)
2	Vertical	(0.5, -0.6) y (0.5, 0.6)	(0.67, -0.52) y (0.67, 0.62)
2	Consecutiva	(0.7, 0) y (1.5, 0)	(0.71, 0.03) y (1.89, 0.03)

Tabla 4: Comparativa entre los valores teóricos de los centros de las esferas y los valores medidos en el caso de la cavitación.

# esferas	Disposición	σ^2	r_{teo} [mm]	r_{sim} [mm]
1	Única	730	0.5	0.52
2	Vertical	1900 y 2200	0.5 y 0.5	0.53 y 0.46
2	Consecutiva	1270 y 1543	0.5 y 0.4	0.52 y 0.39

Tabla 5: Tabla donde se comparan los radios de las esferas con los obtenidos mediante la simulación y donde se muestran las desviaciones típicas que ofrece la simulación en el caso de aerosoles.

# esferas	disposición	Posición teórica (x,y) [mm]	Resultado del simulador (x,y) [mm]
1	Única	(1, 0)	(1.16, 0.04)
2	Vertical	(0.6, -0.8) y (0.6, 0.8)	(0.67, -0.72) y (0.67, 0.87)
2	Consecutiva	(0.6, 0) y (1.7, 0)	(0.66, 0.02) y (1.83, 0.03)

Tabla 6: Comparativa entre los valores teóricos de los centros de las esferas y los valores que ofrece el simulador en el caso de la aerosoles.

5. Conclusiones

Mediante estas simulaciones, realizadas todas con 4000 capturas en el sensor, realizadas a partir de rayos lanzados de posiciones aleatorias, podemos determinar la posición del centro de las esferas de vapor sumergidas en un fluido con un índice de refracción diferente. Se ha desarrollado un simulador que, aunque está simulando muestras en forma esférica, es capaz de aplicar el método OCT a cualquier geometría, pudiendo variar las propiedades de los materiales para modelar cualquier muestra. En cuanto a las simulaciones, se han realizado pruebas con los dos casos de interés: cavitación y aerosoles. Además, en los dos casos se han estudiado las configuraciones básicas en que puede descomponerse cualquier

distribución: una única esfera, las esferas en vertical (una al lado de la otra) y consecutivas (una detrás de la otra).

A la hora de buscar un indicador de cómo de buena son las simulaciones en el caso que nos ocupa, se ha recurrido a la dispersión de la distancia de cada captura del sensor al centro de la esfera. En la tercera columna de las tablas 3 y 5 tenemos los valores obtenidos de σ^2 procedente de la ecuación (24), que nos indica cómo de dispersos, respecto de la distancia media de las capturas al centro de la esfera, se encuentran los puntos. Si pensamos en una esfera perfecta, la dispersión es 0. Este valor sería el indicador de una reconstrucción perfecta. En nuestro caso, dado que trabajamos con una longitud de coherencia que ocupa varios píxeles en cada medida ocupamos, necesariamente, diferentes píxeles, por lo que la medida se ve degradada. Los valores obtenidos oscilan entre 730 y 2200. Esto indica que, en el mejor de los casos, tenemos una oscilación de 27 píxeles alrededor del radio de la esfera y 46 en el peor de los casos. Teniendo en cuenta que en la reconstrucción de la muestra se ha utilizado un filtro pasabajo de 10 píxeles que, como contrapartida al relleno de huecos, genera ruido y ensancha la captura simplemente con que originalmente la medida tenga una anchura de 30 píxeles se puede alcanzar esta dispersión. Otro factor que explica la anchura en las medidas es la longitud de coherencia. Teniendo en cuenta que el sensor tiene 2 milímetros de profundidad y tenemos 1000 píxeles, cada píxel ocupará $2 \mu\text{m}$ por tanto, con una longitud de coherencia de $53 \mu\text{m}$ como es el caso que se ha estudiado en este trabajo, implica que cada medida ocupará unos 26 píxeles. Si nos fijamos en las dos últimas columnas, vemos la comparativa entre los radios teóricos de las esferas de gas y aerosoles del modelo y los radios obtenidos a través de las múltiples simulaciones que se han llevado a cabo. Si nos fijamos en las dos tablas, vemos que las diferencias en los radios en el caso de la cavitación son mejores que los de el caso de aerosoles. Este resultado era de esperar dado que en la cavitación el interior de la partícula está modelado con un índice de refracción igual a uno, mientras que el índice de refracción del aerosol es igual al del agua. Esto implica que el rayo que impacta en la esfera y se transmite al interior rebotando en la pared interior de la esfera y propagándose hasta el sensor nuevamente no ve incrementado su camino óptico respecto al rayo de referencia dentro de la esfera, mientras que el rayo que atraviesa una esfera de índice de refracción diferente al del aire (donde se considera que se propaga el haz de referencia) ve incrementado su camino óptico que, en la práctica, se traduce en más distancia recorrida dentro de la esfera y, por tanto, un radio mayor.

En cuanto a las limitaciones que presenta el simulador a la hora de reconstruir esferas próximas, estas viene dadas por la anchura del filtro pasa-bajo que aplicamos en la reconstrucción. El objetivo de convolucionar la respuesta del filtro con las capturas realizadas era rellenar los huecos en que, debido a la aleatoriedad del punto de lanzamiento de rayos, no habian lecturas. Si consideramos que las esferas están tan próximas como para que la convolución del filtro con una de las esferas coincide en las mismas posiciones que la convolución con la esfera próxima, estas dos figuras solidas que tendremos pasarán a ser una. Si la distancia no es suficiente como para que los píxeles que las unen sean demasiado intensos, es probable que a la hora de binarizar la imagen a partir de un valor umbral, los píxeles de unión desaparezcan y se separen. En estas simulaciones, se ha considerado que con un número adecuado de rayos, las probabilidades que hayan más de 3 o 4 píxeles

consecutivos sin medidas son extremadamente bajas. Por tanto, se ha optado por un filtro de 10x10 píxeles, por tanto, la mínima distancia entre dos capturas de diferentes esferas deberá ser de 20 píxeles. Con un tamaño de 1.5mm y 1000 píxeles, se obtiene una distancia mínima de aproximadamente 0.3 mm para evitar que no se toquen las esferas

Otra limitación que hay que remarcar, es la velocidad de ejecución. Cuando el simulador trabaja con 4 eventos (máximo de 8 subrayos generados) y una o dos esferas, los tiempos de ejecución para 4000 rayos rondan los 600 segundos. No obstante, cuando se añaden esferas y, por tanto, eventos, el número crece rápidamente llegando, incluso a 60000 segundos. Esto se debe, por una parte a que cuantos más eventos, más iteraciones debe hacer el programa para un mismo rayo padre. Luego, a la hora de buscar los cortes con las interfases, el programa ha de buscar el corte con todas las esferas, y esto ralentiza la ejecución del programa. Uno de los objetivos para próximas versiones es buscar un método de búsqueda de corte más eficiente, pues en este caso, las superficies son sencillas, pero en el modelado de una superficie más compleja, que se haga mediante la unión de pequeñas superficies planas, el tiempo de ejecución podría demorarse mucho más.

Hemos observado que a la hora de obtener la posición donde está centrada cada esfera, este se desplaza ligeramente hacia posiciones más profundas. Esto es debido al incremento de camino óptico que sufren los rayos y que está provocado por el alto contraste de índices. Este problema no se ha visto plasmado en ningún artículo de la literatura debido a que, hasta la fecha, los dispositivos de OCT se usan principalmente en oftalmología o, generalizando más, para estudiar tejidos biológicos, que presenta la propiedad de tener pequeñas diferencias de índices de refracción entre las diferentes capas que los conforman. En caso de conocer las propiedades ópticas de los materiales con que se ha simulado, se podrían incluir en la función de reconstrucción para que se compensara este exceso de camino óptico. Durante las simulaciones, se ha considerado que trabajamos en un entorno real, donde no teníamos acceso directo a la muestra y no sabemos de qué material se trataba. Por tanto, no hemos podido compensar el exceso de camino óptico.

La gran diferencia de índices de refracción entre los diferentes materiales que modelan las muestras también están detrás de las pérdidas de información en las partes superior e inferior de las esferas ver figuras 16, 18, 20, 22, 24 y 26 ya que propician que el ángulo a partir de donde se produce reflexión total interna (RTI) estén más próximos a la normal. Dado que los rayos que llegan a las partes 'extremas' de las esferas llegan oblicuos y no se dan las condiciones para que se propague el rayo en la interfase.

Finalmente, en los usos que se ha dado hasta la actualidad a la técnica OCT, se ha conseguido profundizar poco más de unos pocos mm en tejidos biológicos debido a la alta absorción que presentan estos tejidos. En el uso pionero que se da en este trabajo de la técnica OCT, se puede llegar a profundizar más distancia debido a dos factores: el medio en que se mide (agua, gas...) tienen menos absorción que los tejidos biológicos. Por otra parte, a diferencia de los tejidos biológicos donde una alta concentración de energía podría dañar la muestra, en fluidos como agua o gases la energía se puede incrementar, permitiendo una distancia de escaneo más grande.

En cuanto a los próximos pasos a realizar, lo primero que se pretende hacer es traducir el simulador a C++ para dotarlo de más velocidad de ejecución y robustez.

El siguiente paso es desarrollar un prototipo en el laboratorio para contrastar los

resultados del simulador y al mismo tiempo, permita hacer una primera aproximación a lo que será el dispositivo final que se implantará en las centrales de producción energética dentro del proyecto HIDRASENSE. El prototipo de laboratorio se tendrá que testear en tantas condiciones como sea necesario tanto en detección de gas en fluido como en detección de fluido en gas. Para poder testear el prototipo en condiciones controladas, será necesario implementar un dispositivo que nos permita poder situar esferas de gas en posiciones y configuraciones que queramos dentro del fluido y también que nos permita mantener aerosoles en el seno de un gas en la posición que creamos conveniente.

6. Agradecimientos

No me gustaria terminar sin dedicar unas pocas líneas a las personas que han hecho posible, de una manera u otra, que este trabajo final de máster llegue a buen puerto. Quiero agradecer al profesor Roberto Llorente Sáez y a la Dr. Maria Morant Pérez del grupo de *Acceso Óptico y Redes de Nueva Generación* de la UPV por el tiempo dedicado a la corrección de este trabajo final de máster, y por las cosas que, con ello, he aprendido.

Me gustaria agradecer al profesor Javier Garcia Monreal del *Departament d'Òptica* de la *Universitat de València* por la ayuda prestada en el desarrollo del modelo matemático. También al profesor Antonio López Alemany del *Departament d'Òptica* de la *Universitat de València* por la ayuda prestada, desde primer momento, en el OCT.

Agradecer a David Lundback Mompó del *Departamento de Ingeniería Electrónica* de la UPV, por los momentos dedicados delante de la pantalla del ordenador y por la ayuda prestada en el entendimiento y desarrollo del método de trazado de rayos.

Finalmente, dar las gracias a mi familia, que han sido un pilar fundamental y me han aguantado en los buenos y en los malos momentos, en especial a mi novia Maria Benavent, que ha estado dándome fuerzas todos los días y a todas horas.

Referencias

- [1] A. Gh. Podoleanu. Optical coherence tomography. *Journal of Microscopy*, 2012.
- [2] Ivan T. Lima Jr, Anshul Kahlra, Hugo E. Hernandez-Figueroa, and Sherif S. Sherif. Fast calculation of multipath diffusive reflectance in optical coherence tomography. *BIOMEDICAL OPTICS EXPRESS*, 3. No. 4, 2012.
- [3] G. viennot, D. Carsenat, S. Merillou, P. Vaudon, and T. Monediere. A wave propagation model based on monte-carlo particle-tracing. *IEEE*, 2012.
- [4] S. A. Prahl, M. Keijzer, S. L. Jacques, and A. J. Welch. A monte carlo model of light propagation in tissue. *SPIE Institute series*, 1989.
- [5] F. J. Munoz Negrete, G. Rebolleda, and M. Díaz Llopis. *Tomografía de Coherencia Óptica*. Sociedad Espanola de Oftalmologia, Madrid, 2011.

-
- [6] Siavash Malektaji, Ivan T. Lima Jr, and Sherif S. Sherif. Monte carlo simulation of optical coherence tomography for turbid media with arbitrary spatial distributions. *Journal of Biomedical Optics*, 19(4), 2014.
- [7] B. J. Thompson and E. Wolf. Two-beam interference with partially coherent light. *JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA*, 47, 2957.
- [8] Eugene Hecht. *Optics*. Addison Wesley, San Francisco, USA, 2002.
- [9] Mikhail Kirillin, Igor Meglinski, Vladimir Kuzmin, Ekaterina Sergeeva, and Risto. Simulation of optical coherence tomography images by monte carlo modeling based on polarization vector approach. *OSA, Optics Express*, 18, 2010.
- [10] Gang Yao and Lihong V Wang. Monte carlo simulation of an optical coherence tomography signal in homogeneous turbid media. *Institute Of Physics*, 44, 1999.
- [11] Bram de Greve. Reflections and refractions in ray tracing. *Disponible on-line (Sept. 2014) en http://graphics.stanford.edu/courses/cs148-10-summer/docs/2006--degreve--reflection_refraction.pdf*, 2006.