

# Optimización de montaje experimental para medidas fotoacústicas

Olivia N. Miszczyńska Giza

Dirigido por:  
Daniel Sánchez Parcerisa  
José Manuel Udías Moinelo

Curso 2016/2017

---



## Abstract

El presente trabajo describe el trabajo de optimización de medidas experimentales para la detección de ultrasonidos emitidos durante la deposición de dosis en haces clínicos de radioterapia. Se ha demostrado en la literatura que este efecto gammaacústico se puede utilizar para monitorizar la distribución exacta de la dosis en los pacientes.

Como primera prueba del dispositivo experimental, se ha amplificado la señal acústica emitida mediante la irradiación de bloques de plomo sumergidos en agua. Las propiedades acústicas y la alta densidad del plomo hacen que sea más sencillo detectar señales gammaacústicas así generadas, con idea de trasladar la experiencia adquirida con el sistema de irradiación de bloques de plomo hacia un ámbito clínico.

El trabajo tiene dos partes: en primer lugar, se han realizado una serie de tareas para optimizar al máximo la señal obtenida en las medidas. Estas tareas incluyen la simulación (tanto por Monte Carlo como por métodos analíticos de transporte de ondas acústicas) del aparato experimental, así como la prueba previa en un laboratorio de acústica de los instrumentos de detección utilizados: hidrófonos, amplificadores, digitalizadoras, etc.

La segunda parte del trabajo consiste en la realización in situ de las medidas planeadas, que fue realizada en el servicio de radiofísica de la clínica Ruber Internacional de Madrid durante el mes de septiembre de 2017. Las medidas se acompañan de un breve análisis de los datos recogidos y demuestran la viabilidad de la técnica descrita.

# Índice

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Radiación Ionizante . . . . .	1
1.2. Radiación ionizante y sonido . . . . .	5
1.3. Ondas . . . . .	6
1.4. Ondas acústicas. Ultrasonidos . . . . .	9
1.4.1. Intensidad Sonora . . . . .	9
1.4.2. Propagación del sonido en medios. Velocidad del sonido. Impedancia acústica . . . . .	10
1.4.3. Transmisión y Reflexión . . . . .	11
1.4.4. Atenuación . . . . .	11
1.5. Aplicaciones en medicina . . . . .	12
1.5.1. Fotoacústica . . . . .	12
1.5.2. Protoacústica . . . . .	13
<b>2. Dispositivo experimental e instrumentos de medida</b>	<b>16</b>
2.1. Transductores e hidrófonos . . . . .	16
2.2. Electrónica y sistemas de amplificación y adquisición de datos . . . . .	19
2.3. Montaje experimental para pruebas en el laboratorio de acústica . . . . .	20
2.4. Montaje experimental para medidas en haces clínicos . . . . .	24
2.4.1. Medidas con Varian Clinac 2 . . . . .	27
2.4.2. Medidas con Accuray Cyberknife . . . . .	28
2.5. El problema del ruido electromagnético en medidas fotoacústicas . . . . .	28
<b>3. Simulaciones FLUKA</b>	<b>31</b>
<b>4. Simulaciones K-Wave</b>	<b>34</b>
<b>5. Resultados y discusión</b>	<b>39</b>
5.1. Determinación experimental de las propiedades acústicas del plomo . . . . .	39
5.2. Aproximación del espectro energético del haz de 6MV por uno monoenergético	41
5.3. Estudio de sensibilidad de la simulación de la señal acústica al coeficiente de atenuación del plomo . . . . .	42
5.4. Optimización del dispositivo de medida experimental . . . . .	43
5.4.1. Determinación del campo óptimo . . . . .	43
5.4.2. Determinación de la posición óptima . . . . .	45
5.4.3. Determinación del plomo y transductor óptimos . . . . .	48
5.5. Medidas experimentales en clínica Ruber . . . . .	51
5.5.1. Medida del ruido eléctrico de fondo . . . . .	51
5.5.2. Comparación de los distintos pares hidrófono-plomo . . . . .	51
5.5.3. Estudio del efecto de la distancia entre el plomo y el hidrófono . . . . .	53
5.5.4. Medidas en agua . . . . .	56
5.5.5. Medidas en Varian Clinac . . . . .	56
5.6. Comparación de las simulaciones con las medidas experimentales . . . . .	59

<b>6. Conclusiones</b>	<b>62</b>
<b>A. Póster de la XXXVI Reunión bienal de la Real Sociedad Física Española.</b>	<b>63</b>
<b>B. Bibliografía</b>	<b>65</b>

# Índice de figuras

1.	Absorción fotoeléctrica [22] . . . . .	2
2.	Dispersión Compton [1] . . . . .	2
3.	Predominio relativo de los efectos de interacción de la radiación con la materia en un átomo [14] . . . . .	3
4.	Pérdida lineal de energía para distintas partículas al entrar en un medio [19] .	4
5.	Onda transversal y longitudinal [16] . . . . .	6
6.	Onda plana y esférica [15] . . . . .	7
7.	Periodo y frecuencia de una onda [17] . . . . .	7
8.	Longitud de onda y amplitud de una onda [18] . . . . .	8
9.	Tratamiento de protonterapia (abajo) frente a radioterapia convencional (arriba)	14
10.	Transductor de 40kHz [23] . . . . .	17
11.	Transductor de 200kHz [24] . . . . .	18
12.	Transductor de 200kHz [25] . . . . .	18
13.	Transductor V318 . . . . .	19
14.	Pre-amplificador Amplus-32 , Dasel SL [30] . . . . .	19
15.	Osciloscopio Picoscope [29] . . . . .	20
16.	Montaje para medición de las características físicas del plomo . . . . .	21
17.	Caracterización experimental de los transductores de 40 kHz. . . . .	21
18.	Caracterización experimental de los transductores de 200 kHz . . . . .	22
19.	Caracterización experimental del sistema por los transductores de 200kHz (emisor) y 500 kHz (receptor) . . . . .	22
20.	Montaje experimental usado para la determinación de las características físicas del plomo . . . . .	24
21.	Configuración del montaje experimental . . . . .	25
22.	Diagrama de radiación sobre las 2 posiciones con los 3 haces . . . . .	25
23.	Montaje experimental usado en la clínica Ruber . . . . .	26
24.	Montaje experimental con el acelerador Cyberknife . . . . .	26
25.	Montaje de los trasductores y el plomo . . . . .	26
26.	Imagen del acelerador Varian Clinac 2 [21] . . . . .	27
27.	Espectro de energías en el acelerador Varian Clinac. [31] . . . . .	28
28.	Imagen del Accuray Cyberknife [20] . . . . .	28
29.	Ruido electromagnético medido en el acelerador Cyberknife con el transductor de 500 kHz con una pre-amplificación de 32dB y una amplificación de x200. . . . .	30
30.	Interfaz gráfica de Flair. . . . .	31
31.	Ejemplo de una simulación realizada en flair de simulación de dosis. . . . .	33
32.	Esquema general de las estructuras de entrada principales para las simulaciones de primer orden en K-Wave [8] . . . . .	34
33.	Ejemplo de geometría de transductor y plomo en K-Wave . . . . .	36
34.	Ejemplo de la distribución espacial de la fuente de presiones inicial. . . . .	37
35.	Forma del pulso temporal del haz clínico de fotones filtrado y sin filtrar . . . . .	37
36.	Diferencia entre la señal con el pulso original y la señal con el pulso filtrado .	38

37.	Señal acústica medida emitiendo con el transductor de 200 kHz del csic recibiendo con el transductor de 500 kHz de Parametrics a 6.5cm de distancia e introduciendo distintos plomos en el agua entre los transductores. . . . .	39
38.	Ajuste lineal para calcular la velocidad del plomo. La pendiente obtenida tiene un valor de $-(21 \pm 1) \cdot 10^{-5}$ y la ordenada en el origen $(4.37 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$ . . . . .	40
39.	Comparación distribución de dosis en un plomo con 3 energías distintas . . . . .	41
40.	Comparación de la señal con distintas energías . . . . .	42
41.	Comparación de la señal con distintos coeficientes de atenuación . . . . .	43
42.	Comparación señal en la posición horizontal y vertical con los 3 haces en el plomo de 5mm. . . . .	43
43.	Comparación señal en la posición horizontal y vertical con los 3 haces en el plomo de 15mm. . . . .	44
44.	Comparación señal en la posición horizontal y vertical con los 3 haces en el plomo de 25mm. . . . .	44
45.	Imagen de la dosis depositada en el plomo en 3 posiciones y con los transductores alineados . . . . .	45
46.	Comparación de la señal colocando el Plomo a distintas distancias a lo largo del eje z. . . . .	46
47.	Comparación señal en ambas posiciones con los 2 haces óptimos en el plomo 0.5cm . . . . .	47
48.	Comparación señal en ambas posiciones con los 2 haces óptimos en el plomo 1.5cm . . . . .	47
49.	Comparación señal en ambas posiciones con los 2 haces óptimos en el plomo 2.5cm . . . . .	48
50.	Señales de los haces óptimos en los 3 plomos. . . . .	48
51.	Espectro en frecuencias de las señales de los 2 haces óptimos . . . . .	49
52.	Comparación de la señal de un haz óptimo sobre los plomos filtrada por las características de distintos transductores . . . . .	50
53.	Medida del haz con y sin haz con el transductor apagado para comprobar ruido	51
54.	Comparación de los transductores de 500 y 200 kHz con el plomo de 25cm . . . . .	52
55.	Comparación de la señal medida con los transductores de 200 y 500 kHz con el plomo de 1.5cm . . . . .	52
56.	Comparación de la señal medida con los transductores de 200 y 500 kHz con el plomo de 0.5cm . . . . .	53
57.	Disposición del transductor de 200kHz con el plomo. . . . .	53
58.	Comparación señal plomo a 3 distancias distintas . . . . .	54
59.	Comparación de la señal con el Pb de 25cm a 3 distancias distintas . . . . .	55
60.	Espectros de las señales medidas con el transductor de 200kHz y el bloque de plomo de 2.5 cm de grosor, irradiados en el Cyberknife con un colimador de 4 cm, a distancias de 1.5cm, 5.5cm y 8cm. . . . .	55
61.	Medida fotoacústica con el hidrófono de 200kHz en la unidad Cyberknife con el colimador de 4cm y una distancia al centro del haz de 3.5 cm. . . . .	56
62.	Medida realizada en el Varian Clinac recibiendo con el transductor de 500 kHz y con el plomo de 2,5cm a una distancia de 1 cm . . . . .	57
63.	Estimación de la llegada de la señal acústica en la medida del Varian Clinac. . . . .	58

64.	Espectro de la medida realizada en el Varian Clinac . . . . .	58
65.	Comparación de las medidas experimentales con la simulación de un plomo de 2,5cm con el transductor de 200 kHz . . . . .	59
66.	Comparación de los espectros normalizados a la integral de las medidas experimentales con la simulación de un plomo de 2,5cm con el transductor de 200 kHz (normalizados a la integral) . . . . .	60
67.	Comparación de las medidas experimentales con la simulación de un plomo de 2,5cm con el transductor de 500 kHz . . . . .	60
68.	Comparación de los espectros normalizados a la integral de las medidas experimentales con la simulación de un plomo de 2,5cm con el transductor de 500 kHz . . . . .	61

## Índice de cuadros

1.	Propiedades físicas introducidas en nuestras simulaciones de K-Wave . . . . .	36
2.	Datos de los plomos para el cálculo de la densidad . . . . .	39
3.	Datos de la velocidad calculados con el ajuste . . . . .	40
4.	Datos del coeficiente de atenuación . . . . .	41

# 1. Introducción

Hoy en día, la radioterapia se ha convertido en una de las técnicas más utilizadas en el tratamiento del cáncer. La radioterapia se basa en la administración de altas dosis de radiación ionizante en zonas localizadas del cuerpo humano donde se encuentra el tumor para destruirlo al tiempo que trata de minimizar la dosis que se administra al tejido sano.

Por eso, los planificadores de tratamientos de radioterapia van orientados a conseguir que la dosis se deposite en el tumor sin danar ningún otro órgano, pero pueden presentar ciertas inexactitudes ya que generalmente estas planificaciones se realizan antes del tratamiento y no durante este, y no pueden tener en cuenta efectos como el movimiento del paciente (variaciones anatómicas intrafraccionales) o los cambios que éste haya podido sufrir entre la planificación y el tratamiento (variaciones anatómicas interfractionales).

Al atravesar la radiación un cuerpo, la dosis que esta deposita provoca un ligero calentamiento (del orden de  $\mu\text{K}$ ) en el tejido circundante. Este calentamiento causa una leve dilatación de dicho tejido, la cual genera una onda de presión acústica de ultrasonidos que puede ser detectada mediante el uso de equipamiento adecuado como transductores capaces de generar una señal eléctrica a partir de una onda acústica. Varios trabajos han propuesto el uso de estos ultrasonidos para hacer una imagen de dosis durante el tratamiento, [3] [5] [13] permitiendo conocer con exactitud la zona donde se está depositando la radiación.

El objetivo de este trabajo es la optimización de un experimento de medición de ultrasonidos generados por un haz de fotones al atravesar un cuerpo. El montaje consta de una cuba de agua que será radiada con el haz de fotones, donde se situará un bloque de plomo de forma similar a la que se expone en [4] [5], y de un transductor que permite recoger la señal. Mediante el uso de una serie de simulaciones utilizando el código Monte Carlo FLUKA [6] [7] para simular la deposición de dosis del haz y la toolbox de Matlab K-Wave [8] [9] para la simulación de la onda acústica, se pretende determinar de forma óptima la geometría relativa del bloque, el haz y el transductor, así como las características físicas de este último (frecuencia de resonancia y ancho de banda).

Los resultados de esta optimización fueron utilizados durante un experimento de medición de fotoacústica con los aceleradores LINAC y Cyberknife de la clínica Ruber de Madrid, realizado el día 18 de septiembre de 2017 y cuyos resultados se incluyen en este trabajo.

## 1.1. Radiación Ionizante

Entendemos como radiación ionizante a cualquier partícula capaz de interactuar con el medio y con suficiente energía como para producir ionizaciones en los átomos a los que afecta.

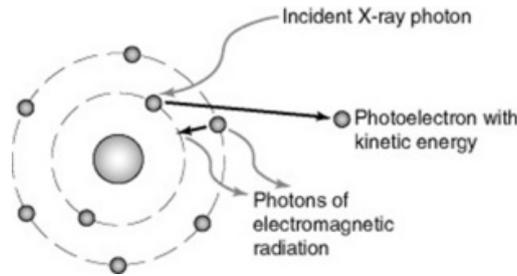
La forma en la que la radiación ionizante interactúa con la materia depende del tipo de partícula causante de la radiación. Los fotones, dependiendo de a qué energía se encuentren interaccionan de distinta forma (Gráfica 3):

- El efecto fotoeléctrico o absorción fotoeléctrica, es un proceso físico que consiste en la

absorción de un fotón por parte de un átomo y la posterior emisión de un electrón para compensar el exceso de energía en el átomo. Para que este efecto pueda darse, es necesario que la energía del fotón incidente sea superior a la energía de ionización o de ligadura del átomo, es decir, la energía que haría falta para que los electrones menos ligados al núcleo puedan liberarse de su atracción. La energía cinética con la que se emite el electrón, que se conoce como fotoelectrón, será una función de la energía inicial del fotón y de la energía de ligadura del electrón [1]:

$$E_k = E_0 - E_b \quad (1)$$

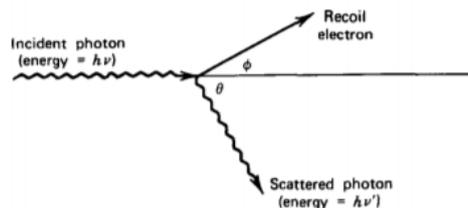
Donde  $E_k$  es la energía cinética del electrón emitido,  $E_0$  la energía del fotón incidente y  $E_b$  la energía de ligadura (la  $b$  proviene del inglés *boundary*) del electrón emitido al átomo. A su vez, la emisión del electrón provoca que el átomo se reestructure internamente o incluso capte electrones de otros átomos del medio pudiendo resultar en emisiones de fotones secundarios (Gráfica 1).



Gráfica 1: Absorción fotoeléctrica [22]

- El efecto Compton, o dispersión Compton, ocurre cuando un fotón colisiona elásticamente con un electrón del medio. Esto hace que el fotón se desvíe un cierto ángulo  $\theta$  perdiendo parte de su energía. Por otro lado, el electrón adquiere la energía cedida por el fotón y es emitido en cualquier dirección del espacio con un ángulo de emisión  $\pi$ . Por conservación del momento y de la energía cinética en la colisión, puede expresarse la energía del fotón después de la colisión ( $E'_\gamma$ ) en función de la energía del fotón incidente ( $E_0$ ), la masa en reposo del electrón ( $m_0c^2$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz) y el ángulo de dispersión del fotón [1] (Gráfica 2):

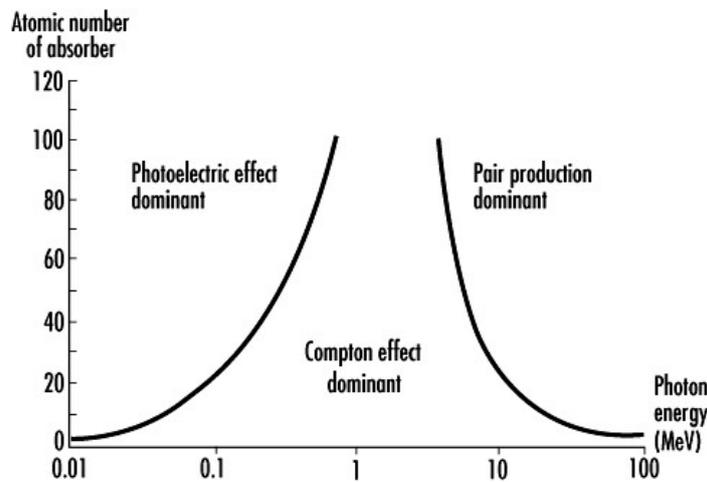
$$E'_\gamma = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (2)$$



Gráfica 2: Dispersión Compton [1]

- La creación de pares es un efecto que puede ocurrir cuando la energía del fotón es superior al doble de la energía del electrón en reposo, es decir, superior a 1022 keV. En el proceso, el fotón desaparece por completo para dar lugar a un par electrón-positrón, es decir, un par materia-antimateria. El positrón es la antipartícula del electrón, la cual se aniquilará en el medio junto con otro electrón del entorno dando como resultado dos fotones de energía 511 keV cada uno y en direcciones prácticamente opuestas (debido a la conservación de la energía y del momento).

La importancia relativa de estos procesos físicos frente a los demás depende de la energía del fotón incidente y del número atómico del elemento donde se da la interacción [1].



**Gráfica 3:** Predominio relativo de los efectos de interacción de la radiación con la materia en un átomo [14]

Las partículas cargadas también interactúan con la materia de diferentes formas. Pueden sufrir procesos de colisión, ya sea elástica donde se conservan tanto la energía cinética como el momento de las partículas o inelástica, donde la energía cinética no tiene por qué conservarse, ya que aparecen efectos de ionización o excitación en los átomos. Además, debido a la interacción Coulombiana se dan efectos de colisión radiativa que producen ionizaciones y excitaciones en los átomos del medio.

En general, se define el poder de frenado de una partícula cargada como la pérdida diferencial de energía cinética que sufre por unidad de longitud [1]:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (3)$$

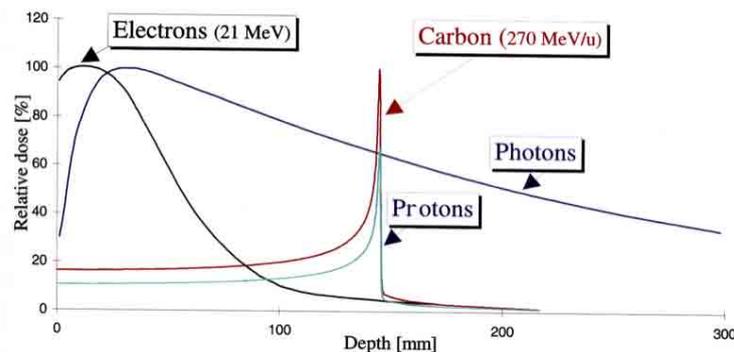
Podemos hacer una distinción entre la forma de interactuar de las partículas cargadas ligeras (electrones y positrones) y las partículas cargadas pesadas (protones, partículas  $\alpha$ , iones, etc).

Por un lado, las partículas ligeras sufren pérdidas por colisión debidas a efectos Coulombianos. Estas pérdidas son descritas mediante la ecuación de Bethe para partículas cargadas

ligeras. Además, en el caso de las partículas ligeras, los efectos de pérdida de energía debidos a colisiones radiativas son significativos. Se conoce como *Bremsstrahlung* a la emisión de fotones por parte de una partícula cargada como consecuencia de la aceleración (deceleración generalmente) de una partícula cargada. Para el caso de partículas cargadas pesadas este efecto no es relevante dado que esta pérdida de energía decae cuadráticamente con la masa de la partícula [1]. En general, los electrones al interactuar en un medio describen una trayectoria errática y cambiante debido a que son constantemente desviados por las interacciones Coulombianas con los átomos del medio.

Las partículas cargadas pesadas, por su parte, sufren mayoritariamente interacciones coulombianas. La pérdida de energía de estas partículas también pueden ser descritas mediante la fórmula de Bethe [1]. La transferencia de energía por parte de una partícula cargada pesada está limitada por  $4Em_0/m$  con  $E$  la energía de la partícula,  $m_0$  la masa del electrón y  $m$  la de la partícula cargada [1], esto hace que sea necesario un gran número de colisiones para que la partícula pierda toda su energía. Además, debido a que el momento lineal que transportan es muy superior al de los electrones, las partículas cargadas pesadas apenas se desviarán de su trayectoria, siguiendo movimientos prácticamente rectilíneos. Según la partícula cargada sufre interacciones, esta va cediendo parte de su energía, frenándose como consecuencia. Esto hace que la mayor parte de pérdida de energía se produzca al final de su trayectoria, donde la partícula está prácticamente frenada.

Las gráficas de la pérdida lineal de energía por una partícula a lo largo de una trayectoria se conocen como curvas de Bragg [1], y debido a la forma de interactuar de las partículas cargadas pesadas, estas presentan un pico muy característico al final de su trayectoria conocido como pico de Bragg.



**Gráfica 4:** Pérdida lineal de energía para distintas partículas al entrar en un medio [19]

El rango de una partícula se define como la distancia que es capaz de recorrer la partícula en el medio. Concretamente, el rango medio es la distancia que recorre la partícula antes de perder la mitad exacta de su energía.

En radioterapia, se usa la dosis como magnitud para definir la cantidad de radiación que

ha absorbido un cuerpo. Se define como dosis absorbida, a la cantidad de energía depositada por unidad de masa en un cuerpo por una partícula ionizante. Las unidades del sistema internacional son los  $J Kg$ , lo que se define como Gray (Gy). Esta unidad, por sí sola, no es un buen indicador para los efectos biológicos de una radiación, ya que no considera el tipo de radiación que la conlleva ni el tejido donde se deposita. Si corregimos la dosis absorbida en Gy por factores de calidad para el tejido y para el tipo de partícula ionizante, obtendremos la dosis efectiva, que se mide en Sievert (Sv), la cual indica mejor el efecto biológico de la radiación.

La dosis está muy relacionada con la transferencia lineal de energía (LET) que describe la cantidad de energía que una partícula deposita por unidad de longitud en el medio. Es importante no confundir el LET con el poder de frenado. Este último es la energía que la partícula pierde por unidad de longitud, mientras que el LET es únicamente la energía que se deposita en el medio como consecuencia de la partícula. Así el LET, al igual que la dosis efectiva, dependerá tanto del tipo de partícula responsable de la interacción como del medio donde interactúa.

## 1.2. Radiación ionizante y sonido

La radiación ionizante, al atravesar el cuerpo humano, depositará una dosis proporcional a las interacciones que se den en el organismo. Esta dosis depositada, al incidir en el cuerpo, genera un aumento de temperatura diferencial que provoca una expansión del tejido y esto produce una onda de presión acústica.

La amplitud de esta onda será proporcional a la dosis depositada, la densidad del material y el coeficiente Gruneisen  $\Gamma$ .

$$Presión = \rho \cdot dosis \cdot \Gamma \quad (4)$$

El coeficiente Gruneisen  $\Gamma$  depende de la velocidad del sonido del material  $v_s$ , del coeficiente de expansión isobárico  $\beta$  y la capacidad calorífica  $C_p$ .

$$\Gamma = \frac{v_s^2 \cdot \beta}{C_p} \quad (5)$$

En diversos trabajos, se ha planteado el uso de este efecto para obtener una imagen de dosis en vivo en radioterapia externa, o para verificar el rango en el paciente de los protones en tratamientos de protonterapia. [5] [3]

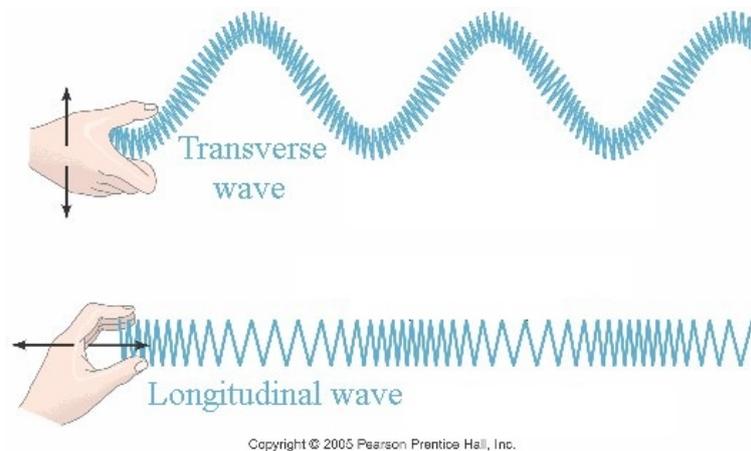
En [5] se plantea el uso de bloques de plomo para aumentar la señal acústica generada por el haz incidente. El plomo tiene un coeficiente de Gruneisen y una densidad más de un orden de magnitud superior a los del agua. Además, la dosis depositada por un haz ya sea de fotones o de protones en el plomo es también considerablemente superior a la que sería en el agua, debido a que el LET es mucho mayor en el plomo que en el agua. Por todo ello, la amplitud de la onda acústica que se generará al incidir la radiación en plomo es mucho mayor de lo que sería en agua.

### 1.3. Ondas

Una onda es una propagación de una perturbación que puede transportar energía y momento, pero no masa. Dependiendo del material por el que se propague, puede ser mecánica o electromagnética. [37]

En función de en qué dirección se propaga la onda, podemos clasificarlas en dos (Gráfica 5):

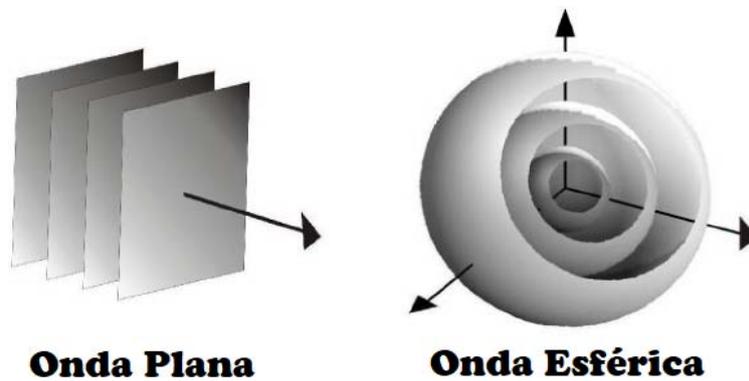
- Onda transversal: Es una onda la cual la dirección de desplazamiento de las partículas del medio es perpendicular a la dirección de propagación de la onda
- Onda longitudinal: Es una onda la cual la dirección de desplazamiento de las partículas del medio es paralela a la dirección de propagación de la onda



**Gráfica 5:** Onda transversal y longitudinal [16]

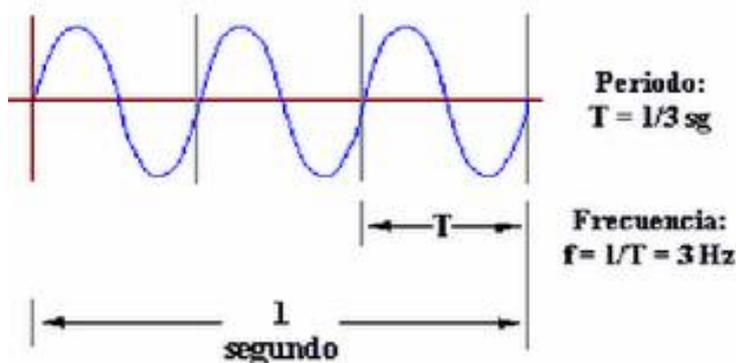
También podemos clasificar las ondas en función de la forma de propagación (Gráfica 6):

- Onda plana : Es una onda la cual el frente de ondas está colocado en el plano donde se propaga en el espacio.
- Onda esférica : Es una onda que se propaga simétricamente alrededor de un punto de referencia.



Gráfica 6: Onda plana y esférica [15]

Algunas características de una onda son importantes para poder describirla. Algunas de estas son el *periodo*, la *frecuencia*, la *longitud de onda*, el *numero de onda* y la *amplitud*.

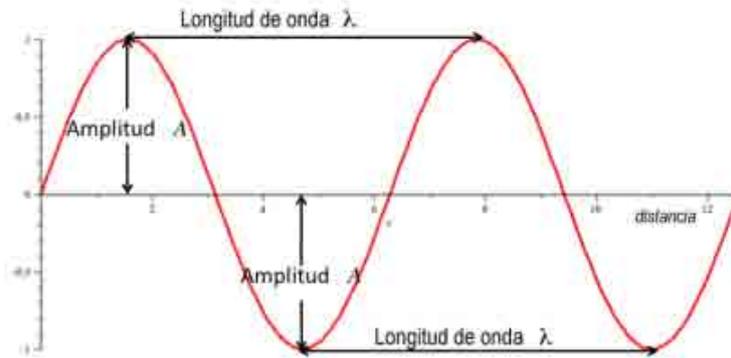


Gráfica 7: Periodo y frecuencia de una onda [17]

El *periodo* de una onda se define como el tiempo que transcurre entre dos máximos o dos mínimos consecutivos de una onda, o lo que es lo mismo el espacio temporal entre dos puntos iguales de la onda. La *frecuencia* es la inversa del período,  $f = \frac{1}{T}$ , es decir, el número de veces que se repite la onda por unidad de tiempo. También se puede definir la velocidad angular, o frecuencia angular de la onda como  $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$  (Gráfica 7)

La *longitud de onda*,  $\lambda$ , es la distancia recorrida por la onda en un período, esto es, el espacio entre dos puntos iguales de una onda. El *numero de onda* se define como la relación inversa a la longitud de onda como  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . [37]

Por otro lado, se define la *amplitud* como la variación máxima del desplazamiento asociado a la onda (Gráfica 8).



**Gráfica 8:** Longitud de onda y amplitud de una onda [18]

Podemos describir la onda como una función dependiente del tiempo y del espacio recorrido  $\Psi(x, t) = \Psi(x \pm ct)$ , donde el signo dependerá del sentido de propagación de la onda y  $c$  será el ritmo con el que la onda se desplace en el espacio, es decir, la velocidad de propagación de la onda.

Esta función, deberá cumplir una serie de leyes de conservación que pueden ser descritas, para un medio homogéneo y sin absorción, como derivadas parciales a primer orden [8]:

- Conservación del momento:

$$\frac{u}{t} = \frac{1}{\rho} \nabla p \quad (6)$$

Donde  $u$  es la velocidad de las partículas en la onda,  $p$  la presión de la onda,  $\rho'$  la densidad de energía de la onda, que se define como energía por unidad de volumen y se puede escribir en función de la densidad del medio  $\rho$  y de la velocidad de las partículas en la onda  $u$  como  $\rho' = \rho \cdot |u|^2$ .

- Conservación de la masa:

$$\frac{\rho'}{t} = -\rho \nabla \cdot u \quad (7)$$

Donde  $t$  indica el tiempo y  $c$  la velocidad de propagación de la onda

- Relación de la densidad y la presión

$$p = c^2 \rho' \quad (8)$$

De estas leyes de conservación se puede deducir la ecuación de ondas: [38]

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (9)$$

O lo que es lo mismo, para 3 dimensiones:

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \quad (10)$$

Para esta ecuación de ondas, en general son válidas soluciones del tipo:

$$\Psi(x, t) = A \cdot e^{ik(x \pm ct)} \quad (11)$$

Donde un signo  $-$  en la exponencial indica una propagación en el sentido positivo de las  $x$  y un signo  $+$  una propagación en el sentido negativo.

#### 1.4. Ondas acústicas. Ultrasonidos

Una onda acústica es un proceso físico en el cuál la energía mecánica es transferida a través de la materia, donde no se hace un intercambio de materia y que es producido por un cambio en la tensión o en la presión del material en el que se encuentra. [32]

Además, las ondas de sonido, en general, se propagan en todas direcciones, es decir, son ondas esféricas. La ecuación de ondas puede ser escrita en coordenadas esféricas considerando que al tener simetría esférica la función no tendrá dependencia explícita en los parámetros  $\theta$  y  $\pi$  : [37]

$$\nabla^2 \Psi = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr} \left( r^2 \cdot \frac{d\Psi}{dr} \right) = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{d^2 \Psi}{dt^2} \quad (12)$$

Un tipo de soluciones especialmente interesantes para esta ecuación de ondas son:

$$\Psi(x, t) = \frac{A}{r} \cdot e^{ik(x \pm ct)} \quad (13)$$

Si la frecuencia que lleva asociada la onda es superior al límite de frecuencias audibles por el oído humano hablamos de ultrasonidos. Los ultrasonidos han demostrado ser de gran utilidad en aplicaciones de diversos campos. Desde los radares de tráfico para determinar la velocidad de un automóvil hasta las aplicaciones en imagen médica.[38]

En las siguientes secciones discutiremos diversas propiedades de las ondas, en concreto de las ondas acústicas que nos serán de utilidad a lo largo de nuestro trabajo.

##### 1.4.1. Intensidad Sonora

Un parámetro importante del sonido es la intensidad sonora, que define la energía que se desplaza por unidad de área (perpendicular a la dirección de propagación de la onda) y tiempo. [32] , [37]

$$I = \frac{E}{A \cdot t} [J (m^2 \cdot t) = W m^2] \quad (14)$$

Resulta muy útil definir la intensidad relativa. Se expresa la intensidad relativa en una escala logarítmica como la relación entre la intensidad sonora de una onda y una intensidad de referencia  $I_0$ . Esta escala resulta muy intuitiva, pues permite establecer fácilmente la diferencia de intensidades de dos ondas sonoras, además a la hora de establecer los umbrales de audición y del dolor es también muy cómoda. Se utiliza como unidad los decibelios ( $dB$ ). [37]

$$I_{rel} = 10 \cdot \log_{10} \frac{I}{I_0} [dB] \quad (15)$$

Se suele tomar la intensidad de referencia como el umbral del oído humano  $I_0 = 10^{-12} \text{W m}^2$ .

Como la intensidad es directamente proporcional a la energía, también podemos expresar la intensidad relativa como:

$$I_{rel} = 10 \cdot \log_{10} \frac{E}{E_0} \quad (16)$$

A su vez, si relacionamos la intensidad con la presión sonora en un medio, tendríamos:

$$I = \frac{P_S^2}{\rho \cdot v_S} \quad (17)$$

$$\rightarrow I_{rel}(dB) = 10 \cdot \log_{10} \frac{P_S^2}{\rho \cdot v_S} \div \frac{P_{S0}^2}{\rho \cdot v_S} = 10 \cdot \log_{10} \frac{P_S^2}{P_{S0}^2} \rightarrow I_{rel}(dB) = 20 \cdot \log_{10} \frac{P_S}{P_{S0}} \quad (18)$$

También, al ser la presión sonora proporcional al voltaje, podemos escribir:

$$I_{rel}(dB) = 20 \cdot \log_{10} \frac{V}{V_0} \quad (19)$$

Esto es útil por ejemplo a la hora de usar transductores, pues estos convierten la presión sonora en amplitud de la señal en voltaje en vez de en intensidad.

#### 1.4.2. Propagación del sonido en medios. Velocidad del sonido. Impedancia acústica

En general, podemos definir la velocidad de propagación de una onda en función de su longitud de onda y su frecuencia [38]:

$$c = \lambda \cdot f \quad (20)$$

Es importante hacer una distinción entre la velocidad de propagación, o velocidad de fase de la onda, que se define como la velocidad a la que avanza el frente de ondas y la velocidad de grupo, que sería la velocidad con la que varía la amplitud de la onda. Cuando hablamos de velocidad de la onda, en general nos referimos a la velocidad de propagación.

En el caso de las ondas materiales, como las ondas acústicas, la velocidad de la onda, en nuestro caso del sonido, dependerá de varios factores del medio de propagación. En general, podemos definir la velocidad de una onda acústica como la variación de la presión en función de la densidad (a entropía constante)  $c = \sqrt{\left(\frac{P}{\rho}\right)_S}$ . Para el caso de un gas ideal, esta expresión se puede escribir como:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad (21)$$

Donde  $\gamma$  es el módulo de compresibilidad adiabática, R la constante de los gases ideales, T la temperatura del medio y M la masa molar del gas.

Para el caso de la propagación de ondas acústicas en medios materiales, la velocidad dependerá principalmente del módulo de compresibilidad para fluidos o para los sólidos del módulo de Young y de la densidad: [38],[37]

$$c_{fluidos} = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad c_{solidos} = \sqrt{\frac{\Gamma}{\rho}} \quad (22)$$

Otra propiedad del sonido, relacionada con la velocidad, es la impedancia acústica del medio. Se puede definir la impedancia como la resistencia que ejercen las partículas de un medio al paso de la onda sonora por este. En general se puede escribir la impedancia como: [32]

$$z = \rho \cdot c \quad (23)$$

Donde  $\rho$  es la densidad del medio.

### 1.4.3. Transmisión y Reflexión

Cuando una onda se encuentra con un cambio de medio de propagación, parte de la onda se ve reflejada al medio de procedencia, mientras que otra parte se transmite al nuevo medio.

Definiremos así como transmisión de la onda a la fracción de la onda incidente que se propaga de un medio inicial a un medio final. La reflexión de la onda se define como la fracción de la onda inicial que al incidir en una frontera entre medios de diferente impedancia se ve reflejada y pasa a propagarse en el mismo medio inicial. [38],[37]

En función de la impedancia del medio inicial ( $z_1$ ) y del medio final ( $z_2$ ), se puede definir la reflexión de la onda como:

$$R = \left( \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2} \right)^2 \quad (24)$$

La suma de la fracción de la onda reflejada (R) más la fracción de la onda transmitida (T) debe ser 1 (el total de la onda incidente). Luego:

$$T = \left( \frac{2z_1 z_2}{z_1 + z_2} \right)^2 \quad (25)$$

Nótese que cuanto mayor sea el cambio en la impedancia de un medio a otro, mayor será la fracción de la onda reflejada frente a la transmitida. En el campo de los ultrasonidos, es habitual el uso de un gel destinado a minimizar el cambio de impedancias entre medios y así evitar perder gran parte de la información de la onda al pasar de un material a otro.

### 1.4.4. Atenuación

Cuando el sonido se propaga por un medio material, la intensidad va disminuyendo con la distancia debido a a la interacción de la onda con ese medio, es decir, se atenúa. [37]

La atenuación de una onda se produce tanto por la conversión de la energía sonora de la onda a otras formas de energía, lo que se conoce como absorción del medio, como por la dispersión de la onda dentro del material.

La combinación de la dispersión y la absorción es lo que se conoce como atenuación.

La atenuación de la amplitud podemos definirla entonces como un decaimiento exponencial [32]:

$$A = A_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad (26)$$

donde  $A_0$  es la amplitud inicial de la onda,  $x$  la dirección en la que se propaga y  $\alpha$  el coeficiente de absorción. [11][32] El coeficiente de absorción podemos definirlo, para una variedad de medios como una función potencial de la frecuencia ( $f$ ):

$$\alpha = \alpha_0 \cdot f^y \quad (27)$$

donde  $\alpha_0$  y  $y$  son dos parámetros que dependen del material donde se atenúe la onda. En general las unidades que se usan para el coeficiente de atenuación son:  $Np \cdot (rad \ s) \cdot m^{-1}$ .

En el caso de una onda esférica, no hay que confundir la atenuación con la expansión de la onda en el espacio. En general, para una onda que se propague isótropamente, es decir, por igual en todas direcciones, la intensidad total de la onda en un punto a una distancia  $r$  del foco, se repartirá a lo largo de una superficie esférica, de área  $4\pi r^2$ , con lo que la expresión final de la amplitud de una onda en un punto a una distancia radial  $r$  del origen quedará:

$$A = \frac{A_0}{4\pi r^2} \cdot e^{-\alpha r} \quad (28)$$

## 1.5. Aplicaciones en medicina

La aplicación más común de los ultrasonidos en medicina es la imagen diagnóstica. Esta puede realizarse por reflexión (ecografía) o , por transmisión o por atenuación de la onda, donde se emiten ultrasonidos y con ayuda de varios transductores se obtienen los datos de la onda transmitida o reflejada, para obtener una imagen anatómica del paciente. [32]

Además de la imagen diagnóstica, existe una modalidad de tratamiento con ultrasonidos focalizados de alta intensidad. Mediante la aplicación de ultrasonidos de muy alta frecuencia y energía, se puede conseguir elevar la temperatura de una zona muy localizada del tejido hasta destruir esa región. Esto permite utilizar los ultrasonidos para el tratamiento de cierto tipos de tumores. Además, esta modalidad tiene las ventajas de ser muy localizada, es decir, no afecta los tejidos circundantes, y de no utilizar radiación ionizante

Por otro lado, dentro del campo de la física médica, recientemente se han comenzado estudios para la utilización de los ultrasonidos para obtener imagen de dosis en los tratamientos de radioterapia. Si se utiliza para hacer imagen de la dosis depositada por un haz de fotones, la modalidad se conoce con el nombre de fotoacústica o gammaacústica. Si se utilizan protones o iones pesados se conoce como protoacústica o ionoacústica respectivamente [42], [3], [4]

### 1.5.1. Fotoacústica

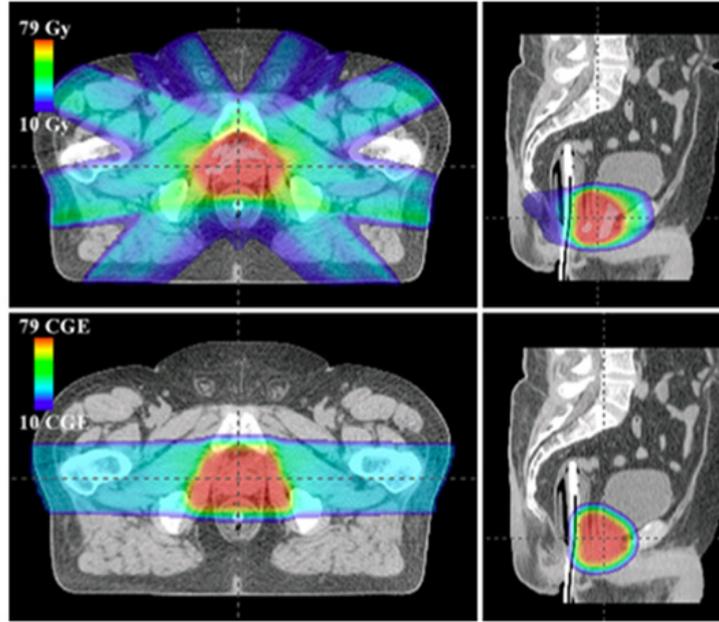
Los tratamientos de radioterapia convencional utilizan una serie de haces de fotones o de electrones, generados en aceleradores de partículas, que entran en diferentes trayectorias en el organismo, de forma que la región tumoral reciba la cantidad total de dosis prescrita por el oncólogo y que la región sana sufra los menos danos posibles. Suele ser necesario una

cantidad de haces considerables en diferentes direcciones debido a que este tipo de partículas depositan gran parte de su dosis en la zona más superficial. El uso de ultrasonidos para hacer una imagen de dosis con fotones, fotoacústica o gammaacústica, es útil a la hora de validar los métodos de planificación de dosis actuales, así como para conocer en el momento del tratamiento la deposición de dosis real que se está dando en el paciente. También puede utilizarse un estudio de fotoacústica para estudiar características físicas de los tejidos. [2] Otros trabajos como [39] exploran el uso de las técnicas de protoacústica de tejidos activados con láser, lo que se conoce como tomografía fotoacústica (PAT), para incluso hacer imagen procesos epilépticos en cerebros de animales pequeños. La técnica PAT también se ha utilizado con éxito en la detección de cánceres de piel, osteopatías o cáncer de pecho. [40] [41]

A lo largo de este trabajo veremos que es posible detectar la señal acústica de ultrasonidos asociada a un haz de fotones e incluso, con el montaje experimental adecuado, realizar una reconstrucción del mapa de dosis en el cuerpo radiado.

### 1.5.2. Protoacústica

Los últimos avances en radioterapia han demostrado una mayor eficacia de los tratamientos con protones o con iones pesados frente a los tratamientos convencionales con fotones o electrones, al tiempo que supone un menor dano biológico para los tejidos sanos circundantes al tumoral. Esta ventaja radica principalmente en la forma en la que los protones e iones depositan su dosis. Al contrario que los fotones, los protones depositan la practica totalidad de su dosis en una región muy localizada, que se corresponde con el pico de Bragg (Figura 4). El objetivo del tratamiento con partículas cargadas pesadas es hacer coincidir las posiciones de los picos de Bragg de los distintos haces con la posición del tumor. Esta técnica necesita una menor cantidad de haces que el tratamiento con fotones o electrones para depositar la misma cantidad de dosis. [3]



**Gráfica 9:** Tratamiento de protonterapia (abajo) frente a radioterapia convencional (arriba)

Dejando a un lado su coste económico, el principal reto en el tratamiento con protones es la correcta determinación del pico de Bragg. Una imprecisión a la hora de determinar su posición puede suponer depositar una gran cantidad de dosis en zonas donde no es deseable o dejar un tumor con una dosis inferior a la prescrita. Los planificadores de dosis tratan de predecir con la mayor exactitud posible el rango de los protones o iones en el cuerpo, no obstante, estas predicciones llevan asociada una incertidumbre en la determinación de la posición del pico de Bragg. Diversos estudios han demostrado la utilidad de utilizar ultrasonidos para la verificación de rango en protonterapia [3],[13], esto es, para la observación durante el tratamiento la posición exacta del pico de Bragg. Esta técnica se conoce con el nombre de protoacústica o en el caso de tratamiento con iones, ionoacústica.

Como explicamos en la sección 1.2, la presión generada por un haz depende de la densidad, de la dosis y del coeficiente Gruneisen. Esta presión seguirá la ecuación de ondas 12, que relacionándola con la presión podemos expresarla como: [3] [5]

$$\nabla^2 p(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(r, t)}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial p_{original}(r, t)}{\partial t} \quad (29)$$

Donde  $p(r, t)$  representa la presión que observamos,  $p_{original}(r, t)$  es la presión inicial dada por la ecuación 12 y  $c^2$  la velocidad del sonido.

En su trayectoria por el medio, las partículas cargadas pesadas generan dos tipos de ondas acústicas. La onda acústica correspondiente a la trayectoria antes de llegar al pico de Bragg tendrá una forma cilíndrica mientras que la onda acústica generada por la deposición de dosis en el pico de Bragg tiene forma esférica. En un estudio de protoacústica se pueden diferenciar dos tipos de señales acústicas correspondientes a los dos tipos de ondas. Por un lado, se observa un pico correspondiente a la onda generada por el protón durante su trayectoria

(pre-pico de Bragg) y otro pico de señal correspondiente al pico de Bragg.[ref Jones]

Aunque las aplicaciones de la fotoacústica sean más prácticas en el ámbito clínico que las de la fotoacústica. Elegir un montaje de fotoacústica nos ha permitido poder llevar a cabo el experimento optimizado a lo largo del trabajo. A día de hoy en España no existe ningún centro que trabaje con protonterapia. No obstante, los resultados obtenidos en este trabajo, servirán como punto de partida para futuras medidas con protones.

## 2. Dispositivo experimental e instrumentos de medida

En las medidas experimentales realizadas para este trabajo hemos utilizado dos montajes. En primer lugar, se ha instalado un montaje de pruebas en el laboratorio de acústica del grupo de física nuclear, donde se han realizado pruebas del instrumental, estudiando los niveles de ruido y configuración óptima de los sistemas de amplificación y medido algunas propiedades acústicas de los bloques de plomo utilizados. Y en segundo lugar, el montaje experimental utilizado en las medidas clínicas objeto de estudio. En ambos montajes se ha utilizado el mismo instrumental, que describimos a continuación.

### 2.1. Transductores e hidrófonos

Un transductor es un aparato capaz de convertir un tipo de energía en otra. En nuestro caso, los transductores que utilizaremos son capaces de transformar energía acústica en eléctrica o viceversa, con lo que es posible usarlo como receptor o emisor. Tienen numerosas aplicaciones prácticas, desde en acústica o ultrasonido clínico hasta, por ejemplo, como sensores de proximidad (se utilizan habitualmente en los sensores de aparcamiento de los vehículos). Un caso particular de transductores son los hidrófonos, transductores especializados en captar las señales acústicas en agua y convertirlas en señales eléctricas, muy utilizados en biología marina.

Para el experimento del trabajo, los transductores funcionarán como receptores del sonido que generarán un pequeño pulso eléctrico que haremos pasar por un preamplificador para obtener una señal eléctrica medible.

Las principales características que nos interesan de un transductor son:

- **Respuesta en frecuencia:** Representa el nivel de presión sonora en todo su rango operativo de frecuencias. A la frecuencia donde el nivel de presión sonora es máxima, se le denomina frecuencia de resonancia.
- **Sensibilidad:** La sensibilidad indica la eficiencia de un transductor para transformar la energía.
- **Ancho de banda:** Es el intervalo de frecuencias donde la señal tiene su mayor intensidad. Por propiedades de la transformada de Fourier, un ancho de banda pequeño supone una respuesta temporal muy extendida en el tiempo.
- **Directividad:** Es el nivel de presión sonora en función de la dirección de emisión (o recepción) de la onda en el transductor.

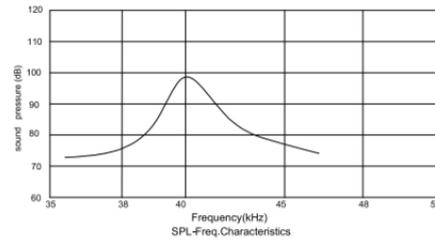
En este trabajo probaremos tres transductores de banda estrecha, definidos a continuación, así como dos hidrófonos de banda ancha suministrados por el Instituto de Tecnologías Físicas y de la Información (CSIC). Los transductores de banda estrecha estudiados tienen la ventaja de tener un bajo precio y ser relativamente asequibles, por lo que realizamos un estudio de viabilidad para usarlos en las medidas. Los equipos estudiados son los siguientes:

- Transductor MCUSR18A40B12RS de la marca Multicomp con una frecuencia de resonancia de 40kHz.

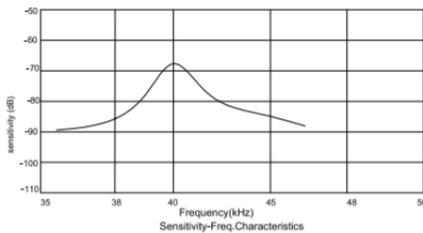
Y que tiene las siguientes propiedades:



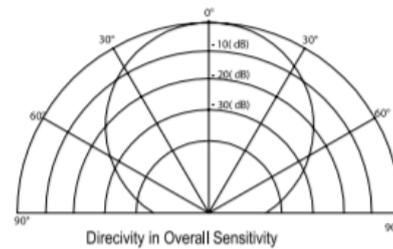
Imagen del transductor



Respuesta en frecuencia del transductor



Sensibilidad



Direccionalidad

**Gráfica 10:** Transductor de 40kHz [23]

Observando la gráfica 10 la respuesta en frecuencia del transductor identificamos la frecuencia de resonancia en 40kHz. También se puede apreciar que el ancho de banda es estrecho dado que el intervalo de frecuencias para las cuales la intensidad es considerable es corto.

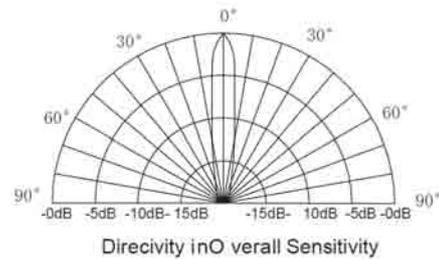
Se puede apreciar también que este transductor es muy poco direccional puesto que emite en muchos ángulos del espacio.

Dado que la forma de la respuesta en frecuencia y de la sensibilidad es similar para los siguientes transductores omitiremos las gráficas correspondientes, especificando solamente la frecuencia de resonancia.

- Transductor MCUSD25P200B10.7RS-30C de la marca Multicomp con una frecuencia de resonancia de 200kHz.



Imagen del transductor

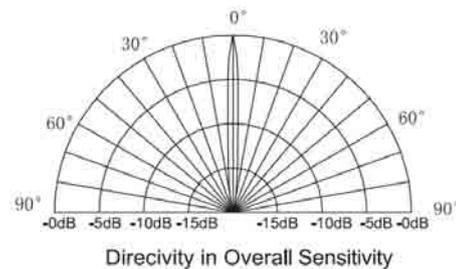
**Gráfico 11:** Transductor de 200kHz [24]

Este transductor tiene su frecuencia de resonancia en torno a los 200kHz. Al contrario que el anterior este transductor es muy direccional.

- Transductor MCUSD19A200B11RS de la marca Multicom con una frecuencia de resonancia de 200kHz.



Imagen del transductor

**Gráfico 12:** Transductor de 200kHz [25]

Este transductor, como el anterior, tiene su frecuencia de resonancia en torno a los 200kHz y es el más direccional.

Los dos hidrófonos de banda ancha, además de estar optimizados para la captación de señales en inmersión en agua, están blindados frente a interferencias electromagnéticas. Tienen un coste mucho mayor y, por tanto, de cara a invertir en la compra de un equipo similar es necesario realizar suficientes estudios de simulación para asegurarnos una elección óptima. Los dos equipos probados son los siguientes:

- Hidrófono Panametrics V318. Tiene una frecuencia de resonancia de 500 kHz y un ancho de banda de 75 % que supone un rango de frecuencias mucho más amplio que los anteriores.



Gráfica 13: Transductor V318

- Transductor de fabricación interna del CSIC con una frecuencia de resonancia de 200 kHz. Asumimos un ancho de banda de 75 %, pero no hemos podido conseguir los datos de su caracterización.

## 2.2. Electrónica y sistemas de amplificación y adquisición de datos

La señal de los transductores debe ser amplificada para poder obtener una señal acústica medible. Primeramente hacemos pasar la señal del transductor por un pre-amplificador Amplus-32 de Daseel SL [28] con una ganancia de 32dB y con un ancho de banda desde  $30kHz$  a  $1MHz$



Gráfica 14: Pre-amplificador Amplus-32 , Daseel SL [30]

La señal preamplificada será procesada por otro amplificador antes de llegar al sistema de adquisición. Para ello disponemos de dos amplificadores, estos son USBPBP-S1/L(HLP)H(BE) y USBPIA-S1 de Alligator Technologies [26] [27]. Ambos son programables mediante un software que permite seleccionar ganancias desde  $x1$  a  $x1000$ . Además el USBPBP-S1/L(HLP)H(BE) tiene incorporados filtros paso alto y paso bajo, que configuraremos por defecto en nuestras medidas en un pasa-banda entre 1kHz y 200kHz.

El sistema de adquisición consta de un Picoscope de PicoTechnology, un osciloscopio digital de 16 bits y dos canales de entrada que nos permite digitalizar la señal a partir del pulso eléctrico amplificado de entrada. [29]



Gráfica 15: Osciloscopio Picoscope [29]

Para las pruebas del sistema de detección utilizaremos también un osciloscopio Agilent Technologies DSO-X-2024A como generador de frecuencias.

### 2.3. Montaje experimental para pruebas en el laboratorio de acústica

Para el montaje experimental para las pruebas en el laboratorio de acústica, utilizaremos un transductor como emisor y otro como receptor. Este montaje nos servirá para caracterizar los transductores utilizados, además de para probar distintas configuraciones para minimizar el ruido electromagnético y, finalmente, para estudiar las características físicas de los bloques de plomo, que posteriormente introduciremos en las simulaciones con *k-Wave* (Sección 4)

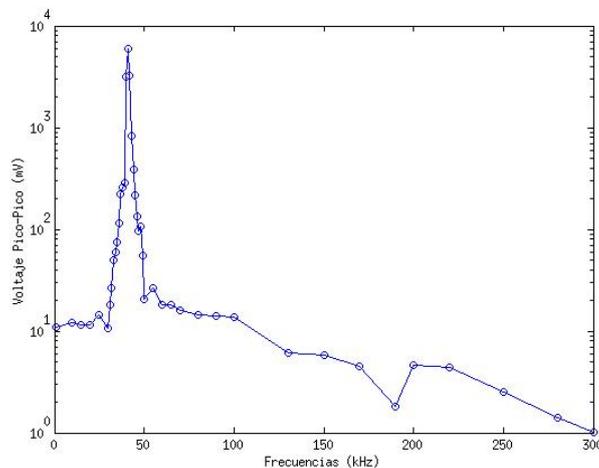
Con la ayuda de un osciloscopio Agilent Technologies DSO-X-2024A generamos una señal eléctrica en forma de pulso de XX s y una frecuencia de repetición de 300 Hz, valores similares a la duración y repetición del pulso de dosis en los aceleradores lineales. Esta señal es emitida con un transductor primario que actúa como emisor convirtiendo la señal eléctrica del osciloscopio en señal acústica. A cierta distancia se coloca el transductor que actuará como receptor convirtiendo la señal acústica en señal eléctrica. El transductor receptor estará conectado a un amplificador diferencial, finalmente llevando la nueva señal eléctrica amplificada a un osciloscopio donde se observará el pulso recibido. (Gráfica 16)



**Gráfica 16:** Montaje para medición de las características físicas del plomo

Caracterizamos los transductores utilizados, con lo que obtendremos información de las frecuencias de resonancia de los transductores, necesarias a la hora de elegir el transductor más apropiado en función de la frecuencia de las ondas acústicas que se deseen medir.

Utilizando transductores iguales tanto para emitir como para recibir, se observa un solo pico de frecuencias que se corresponde a la frecuencia de resonancia de los transductores. Dado que disponemos de dos transductores cuya frecuencia de resonancia es de 40 kHz, los utilizamos para la observación experimental de la frecuencia de resonancia:



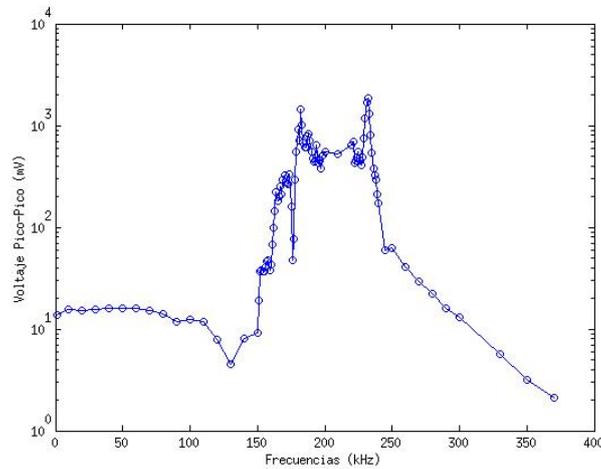
**Gráfica 17:** Caracterización experimental de los transductores de 40 kHz.

Se puede apreciar en la gráfica 17 cómo las características indicadas por el fabricante en cuanto a frecuencia de resonancia son correctas. Además se observa un ancho de banda estrecho de aproximadamente el 5%, en coherencia con las especificaciones del transductor.

Dado que de los demás transductores sólo disponemos de un ejemplar, los caracterizamos utilizando pares de transductores diferentes, utilizando el de respuesta teórica en frecuencia más plana como emisor. Así, utilizaremos los transductores MUSD25P200B10.7RS-30C y

MCUSD19A200B11RS de Multicomp, ambos teóricamente con una frecuencia de resonancia de 200 kHz.

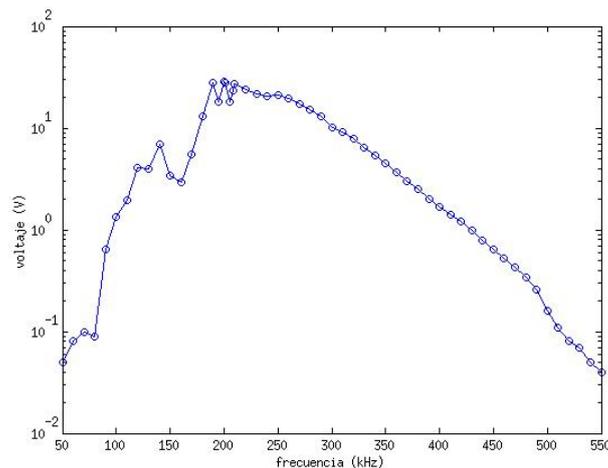
Dibujamos en la gráfica 18 la caracterización de los transductores en escala logarítmica:



**Gráfica 18:** Caracterización experimental de los transductores de 200 kHz

La existencia de dos picos a diferente frecuencia nos indica que los transductores utilizados no tienen estrictamente la misma frecuencia de resonancia, mientras uno de ellos tiene su máximo de intensidad a un valor cercano a 175 kHz, el otro lo tiene en torno a los 230 kHz.

Por último utilizamos el transductor de fabricación propia del CSIC que tiene su frecuencia de resonancia en torno a 200 kHz como emisor y el transductor V318 de Panametrics de 500 kHz, con un amplio ancho de banda, como receptor.



**Gráfica 19:** Caracterización experimental del sistema por los transductores de 200kHz (emisor) y 500 kHz (receptor)

En este caso, se observa el máximo en 200 kHz correspondiente a uno de los transductores.

El máximo de 500 kHz no se observa debido al gran ancho de banda del transductor de esa frecuencia.

Además de la caracterización de los transductores, utilizaremos este montaje experimental para la determinación de los parámetros físicos de la velocidad del sonido y la atenuación en plomo, que serán necesarios a la hora de realizar las simulaciones. Determinaremos igualmente la densidad del plomo con una báscula de precisión 0.1g para medir la masa y con un calibre de precisión 0.01 mm para determinar las dimensiones de los bloques de plomo.

A la hora de llevar a cabo nuestras simulaciones, necesitamos algunos parámetros físicos del plomo. Estos son la densidad, la velocidad del sonido en el plomo y el coeficiente de atenuación. Llevamos a cabo una serie de medidas experimentales en el laboratorio para obtener el valor de estos parámetros.

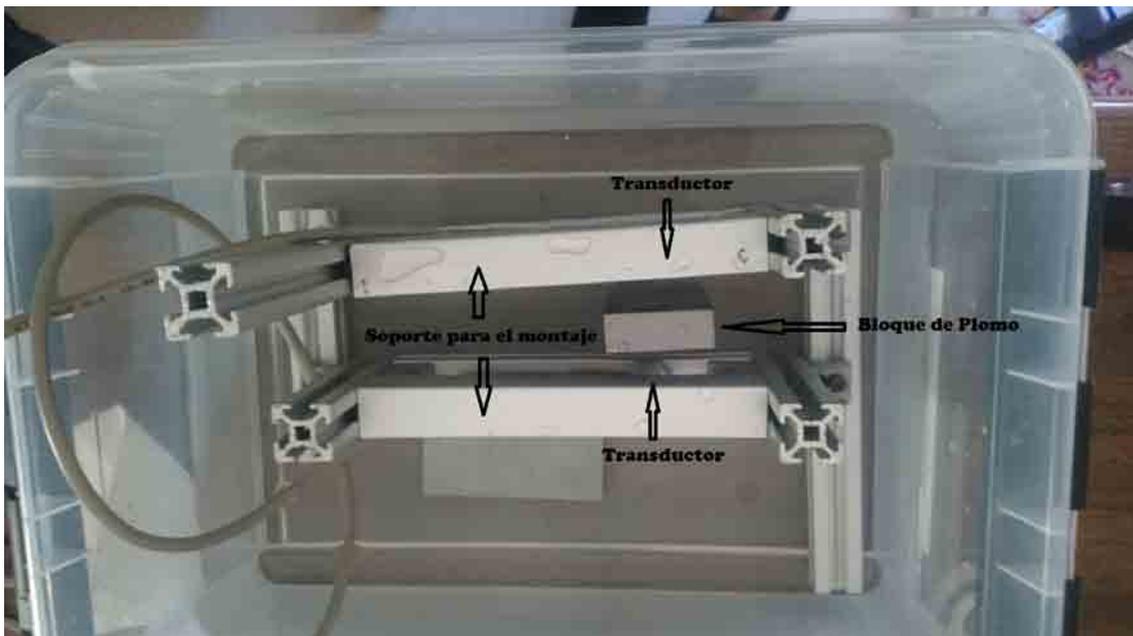
Algunas de estas características como la densidad o la velocidad del sonido pueden encontrarse tabuladas en diversas publicaciones [HANDBOOK], sin embargo diversos factores como el acabado o la estructura interna del plomo pueden hacer variar ligeramente estos parámetros.

Por otra parte, el coeficiente de atenuación de un plomo de las características del que disponemos no ha sido encontrado en ninguna tabla debido a la dificultad de calcular este parámetro en algunos metales.

Por todo ello, una parte de este trabajo ha estado orientada a la determinación experimental de la densidad, la velocidad del sonido y la atenuación del plomo.

Para la determinación de estos parámetros, introduciremos los transductores en una cuba llena de agua destilada con una distancia de 6.5 cm entre ambos. Entre ambos transductores, que tendremos sujetos con un soporte, situaremos bloques de plomo de diferentes grosores midiendo la señal acústica recibida después de atravesar los distintos grosores de plomo como podemos ver en la gráfica 20

Disponemos de 3 ladrillos de plomo de 4x8cm de lado y con grosores de 0.5, 1.5 y 2.5cm.



**Gráfica 20:** Montaje experimental usado para la determinación de las características físicas del plomo

Para obtener la velocidad de propagación del sonido en plomo, mediremos el tiempo de llegada de la onda al receptor con y sin plomos. De la medición sin plomo obtendremos una medida experimental de la velocidad del sonido en el agua. A partir de esa velocidad y de la diferencia temporal de llegada de la señal con y sin plomo, obtendremos la velocidad de la onda en el plomo.

El valor temporal donde comienza a aparecer la señal acústica, lo tomamos como el tiempo que ha transcurrido hasta la llegada de la onda. Dado que la velocidad del sonido en plomo es mayor que en el agua, es de esperar que con el plomo de mayor grosor, el tiempo de llegada sea menor que en ningún otro caso.

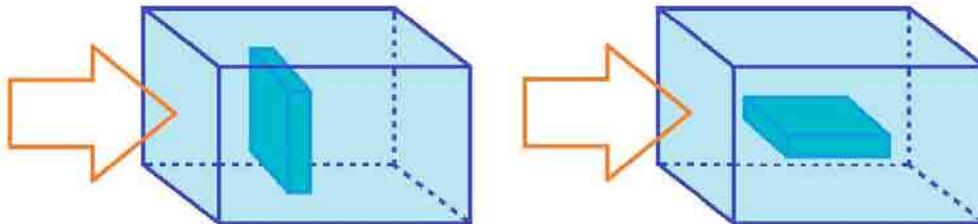
Obtenemos los tiempos de llegada mediante el programa Matlab. La precisión temporal será de  $400ns$  que es la amplitud de un intervalo para un canal.

Para el caso del coeficiente de atenuación se calculará la diferencia de amplitud de la señal acústica después de atravesar los distintos plomos.

## 2.4. Montaje experimental para medidas en haces clínicos

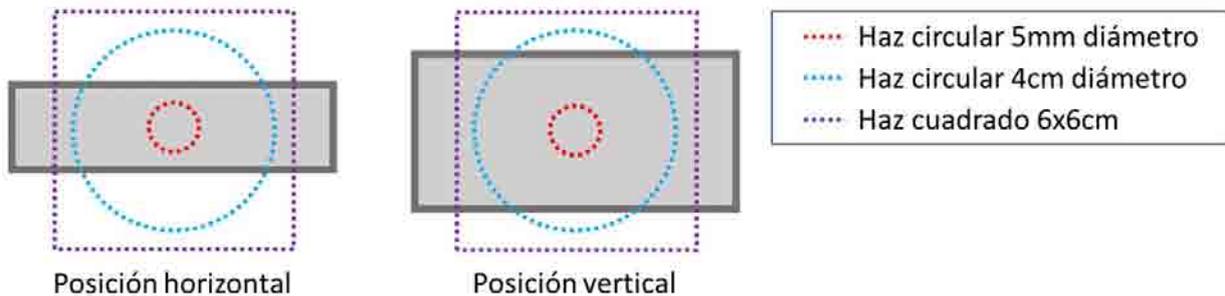
Nuestro montaje experimental consta de una cuba de agua destilada, dentro de la cual colocaremos en diferentes disposiciones diferentes bloques de plomo para aumentar la señal de la onda acústica medible. Esta onda acústica será detectada mediante el uso de una serie de transductores de diferentes características.

Se estudiarán posiciones de los diferentes bloques de plomo, de 0.5, 1.5 y 2.5 cm de grosor respectivamente y con superficies de 4x8 cm de lado, con las superficies de los bloques en posiciones perpendiculares y paralelas al haz de radiación como podemos observar en la gráfica 21.



**Gráfica 21:** Configuración del montaje experimental

Para determinar el haz óptimo simulamos 3 formas de haz que podríamos reproducir en las medidas experimentales. Estos haces serán: un haz circular estrecho, de 5mm de diámetro y dos haces de campo extenso, uno cuadrado de 6x6cm y otro circular de 4cm de diámetro de 2MeV.



**Gráfica 22:** Diagrama de radiación sobre las 2 posiciones con los 3 haces

El montaje experimental consta de una cuba de agua destilada, unos plomos y 2 transductores: uno de 200 kHz y otro de 500 kHz. Estos transductores estarán conectados en serie con 2 amplificadores y estos a su vez a un osciloscopio digital para poder adquirir los datos con un ordenador. Irradiaremos con un haz de 40mm sobre un plomo, y adquiriremos con un transductor cada vez.



**Gráfica 23:** Montaje experimental usado en la clínica Ruber



**Gráfica 24:** Montaje experimental con el acelerador Cyberknife

Dado que el tiempo para medir en los aceleradores era limitado, llevamos un montaje fijo con poliespan en el cual los transductores están en la misma posición y en la que solo vamos cambiando los distintos plomos.



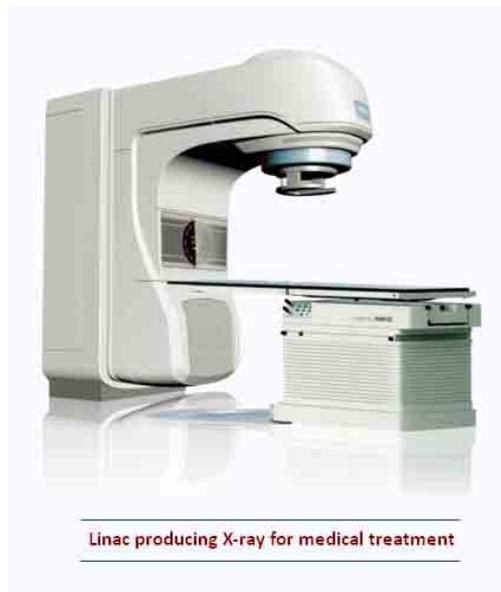
**Gráfica 25:** Montaje de los transductores y el plomo

El acelerador Cyberknife tiene 2 fases para emitir el haz. En la primera fase se aceleran los electrones, y cuando es necesario emitir el haz, se hace incidir los electrones sobre el blanco para producir el haz de fotones.

Esto será útil para poder medir el ruido eléctrico que nos interfiera en las adquisiciones, pero para ello debemos comprobar que el ruido generado en las dos fases es idéntico.

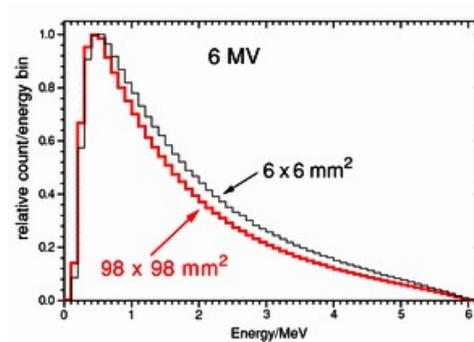
#### 2.4.1. Medidas con Varian Clinac 2

El Varian Clinac, es un acelerador de partículas lineal. En él, se generan electrones en un cátodo que son acelerados por una diferencia de potencial. En nuestro caso se trata de aceleradores de uso clínico, y pueden usarse para tratamiento tanto con electrones como con fotones. Si el tratamiento fuera de electrones, estos, una vez acelerados a la energía deseada, serían desviados con un campo magnético para irradiar al paciente. En el caso de tratamiento con fotones, los electrones acelerados inciden sobre un blanco (habitualmente de cobre), que al recibir la radiación emite rayos X característicos de dicho blanco. Por tanto la energía de los fotones usados en el tratamiento depende del pico de emisión de los rayos X característicos del blanco. Para conseguir que los fotones sigan la trayectoria deseada, es necesario colimar el haz para que sólo salgan del acelerador los haces con las trayectorias de interés. Los colimadores suelen ser de plomo o tungsteno, al igual que los blindajes, ya que al tener un alto LET, absorben muy bien la radiación.



**Gráfica 26:** Imagen del acelerador Varian Clinac 2 [21]

Este acelerador emite con energías hasta 30 MV (es decir, que los electrones se aceleran hasta tener un voltaje de 30 MV y entonces se hace incidir sobre el blanco para producir el haz de fotones). Para las medidas mostradas se utilizó una energía nominal de 6 MV.



**Gráfica 27:** Espectro de energías en el acelerador Varian Clinac. [31]

Como podemos observar en la gráfica anterior, los fotones tendrán un máximo de energía en torno a 1 MeV que irá decayendo hasta los 6 MeV. Nosotros este espectro lo aproximaremos a un haz monoenergético de 2 MeV como explicaremos en la sección 5.2

#### 2.4.2. Medidas con Accuray Cyberknife

El CyberKnife consta de un acelerador lineal y de un brazo robótico capaz de mover el acelerador para radiar al paciente desde distintas direcciones. La energía del acelerador es también de 6 MV con una tasas de dosis de 600 MU/min.



**Gráfica 28:** Imagen del Accuray Cyberknife [20]

### 2.5. El problema del ruido electromagnético en medidas fotoacústicas

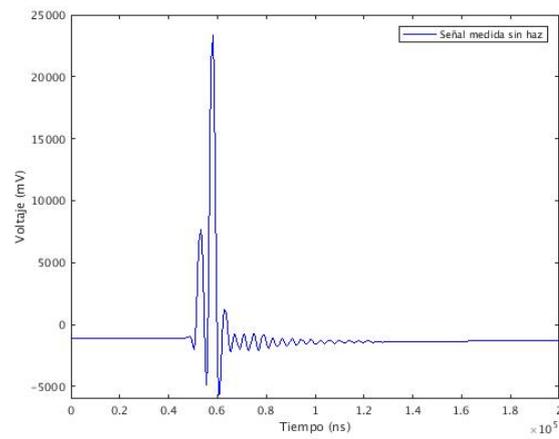
Uno de los principales problemas que encontramos en las medidas experimentales, que no tenemos en las simulaciones, es la presencia de ruido electromagnético al encontrarnos en un entorno con equipamiento de alta tensión. Minimizar este ruido es el principal objetivo del

trabajo en el laboratorio. Este ruido electromagnético tiene múltiples orígenes, desde conducción electromagnética a través del agua o los materiales de los transductores, diferente origen de potenciales en el instrumental, ruido de alimentación de 50Hz, ruido de radiofrecuencia causado por el equipamiento de aceleración...

Para evitarlo y minimizarlo usamos diversas estrategias. Los cables que utilizamos para la conexión de los elementos entre sí están apantallados, actuando como jaula de Faraday. Para sumergir los hidrófonos en la cuba utilizamos agua destilada. El preamplificador utilizado está alimentado por baterías, para evitar interferencias a través de la red eléctrica, y los amplificadores que conectamos son de tipo diferencial. Además blindaremos con papel de aluminio algunos componentes como los amplificadores o el osciloscopio para que actúe también de jaula de Faraday y evitemos interferencias electromagnéticas externas. Durante los experimentos previos en el laboratorio, estudiamos además la combinación de amplificadores y cables que minimiza el ruido electromagnético de base, para maximizar la relación señal a ruido captada por nuestro sistema.

La mayor fuente de ruido en el entorno del acelerador Cyberknife se debe a la componente de radiofrecuencia de alta tensión utilizada por el acelerador. Afortunadamente, en dicho sistema es posible activar la componente de alta tensión de forma independiente al haz de electrones, por lo que tenemos la oportunidad de caracterizar este ruido de radiofrecuencia, para cada una de las medidas, separando la componente electromagnética de la señal causada por la deposición de dosis. Debido a que este ruido electromagnético depende de numerosos factores (posición exacta de los detectores, presencia de otros elementos alrededor del montaje actuando como antena, etc.) la forma exacta del ruido es ligeramente diferente para cada medida. Por tanto, para todas las tomas de medidas en el Cyberknife se realizó primero una medida de background electromagnético, activando la componente de alta tensión pero sin haz, y posteriormente, se realizó la medida con haz. Todas las señales presentadas en las secciones subsiguientes se indican con el background electromagnético sustraído.

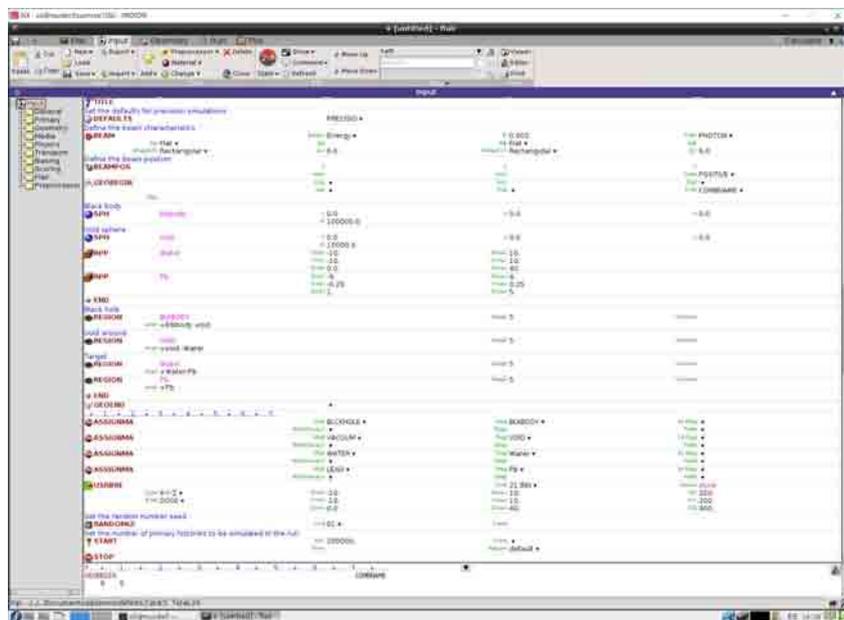
Asimismo, para aumentar la señal a ruido, tomaremos un total de 4000 adquisiciones sucesivas de cada medida (salvo en los casos donde se indique lo contrario) y las promediaremos para obtener la señal acústica.



**Gráfica 29:** Ruido electromagnético medido en el acelerador Cyberknife con el transductor de 500 kHz con una pre-amplificación de 32dB y una amplificación de x200.

### 3. Simulaciones FLUKA

Existen numerosos programas dedicados al transporte de partículas en física de altas energías mediante métodos de Monte Carlo (Refs a MCNP, Geant4, FLUKA, Penelope), y el Grupo de Física Nuclear de la UCM tiene una amplia experiencia en este campo con códigos como PeneloPET [43], híbrido [?], o penEasy [34],[?]. Un código Montecarlo es un método de aproximación matemática a modelos complejos mediante el uso de métodos estadísticos o aleatorios [35]. Para la simulación de la dosis, los códigos Montecarlo consideran cada partícula del haz y su deposición de energía mediante la generación de historias. Una historia es el conjunto de interacciones físicas y eventos que le ocurren a una sola partícula [?]. Dentro del campo de la física médica, FLUKA, desarrollado en el CERN, es uno de los más utilizados [6],[7], debido a su capacidad para trabajar con geometrías voxelizadas y su fiabilidad en cuanto a secciones eficaces de interacción nuclear. Abarca además una amplia gama de aplicaciones, desde el blindaje de aceleradores de protones y electrones, hasta el diseño de objetivos o detectores. Para facilitar la edición de estos parámetros usaremos Flair, una interfaz gráfica para FLUKA que nos permite trabajar con el código y los archivos de salida de una manera más intuitiva y visual. Los códigos Montecarlo utilizan una serie de números aleatorios o pseudoaleatorios. Para aumentar la aleatoriedad y evitar que varias simulaciones devuelvan los mismos resultados, este tipo de programas utilizan unas semillas de las cuales se obtendrán los números aleatorios. Podemos elegir como semilla de inicio que tome FLUKA cualquier número menor que  $9 \cdot 10^8$ , en nuestro caso utilizaremos la semilla por defecto del programa.



Gráfica 30: Interfaz gráfica de Flair.

El objetivo de nuestra simulación con FLUKA es determinar la distribución de dosis esperada para cada una de las geometrías y campos bajo estudio. Utilizaremos para ello la lista de física de alta precisión y definiremos una fuente monoenergética de fotones de la forma

elegida (circular o rectangular, según el campo en estudio), en el sentido de las  $Z$  crecientes, impactando en una geometría compuesta por un tanque de agua (suspendido en el vacío) en el que colocaremos bloques de plomo en distintas posiciones. Los materiales utilizados serán agua y plomo según la definición de las librerías de FLUKA, sin tener en cuenta efectos de temperatura. En nuestro caso definiremos tres tipos de haz de fotones de 2 MeV de energía, ambos planos, dos circulares de 5 mm y 4 cm de diámetro y otro de campo amplio rectangular de 6x6 cm de lado.

Configuramos también un scorer de tipo USRBIN (medida de dosis en red cartesiana) para toda la región de interés, correspondiente al tanque de agua con plomo.

Simulamos un total de  $10^6$  historias, repartidas en cinco ciclos de 200.000 historias primarias que serán posteriormente postprocesados. El tiempo medio de simulación de cada run (1 millón de historias) fue de aproximadamente 10 minutos.

Es importante resenar que, por simplicidad y debido a que no conocemos con exactitud la geometría y materiales del blanco de ninguno de los aceleradores utilizados, aproximaremos el espectro de energías de 6MV (Gráfica 27), para ambos casos, por un haz monoenergético de fotones de 2 MeV. Esta misma estrategia ha sido utilizada con éxito por Hickling et al [4]. Debido a que la intensidad de la señal acústica depende fundamentalmente de la magnitud del gradiente lateral de presiones (ecuación 29), producido, en nuestro caso, en la interfaz agua-plomo; y que la principal diferencia entre las distribuciones de radiación de un haz de 6MV y otro monoenergético de 2MeV se encuentra en su perfil de dosis longitudinal, no esperamos que esta aproximación tenga un efecto relevante en la forma o magnitud de la señal fotoacústica, donde se comprobará en la sección 5.2. Tampoco se tuvo en cuenta en general, por desconocimiento de la geometría específica del aplicador del acelerador lineal, la divergencia angular de los haces clínicos.

El resultado de las simulaciones con FLUKA fue el de determinar la configuración y geometría óptimas para optimizar el resultado de las medidas experimentales. Como ya se ha comentado, para evaluar la solidez de las medidas experimentales y compararlas con los resultados de la simulación será necesario realizar una nueva simulación pormenorizada que tenga en cuenta de forma más precisa las características del haz (tanto en su espectro de energía como en divergencia angular y penumbra lateral). Las simulaciones realizadas servirán evidentemente de base para esta continuación del trabajo a realizarse en el futuro.

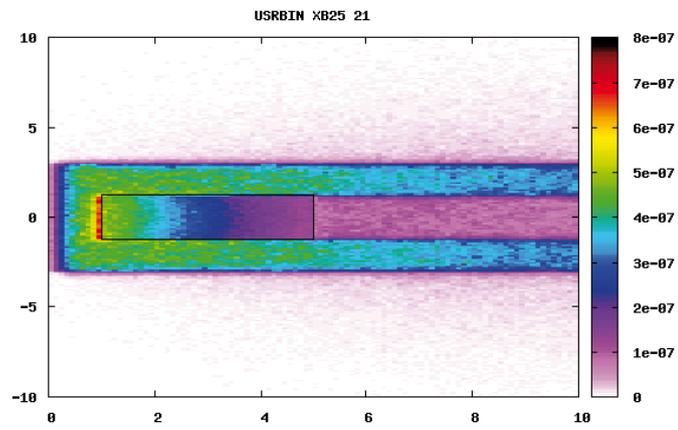


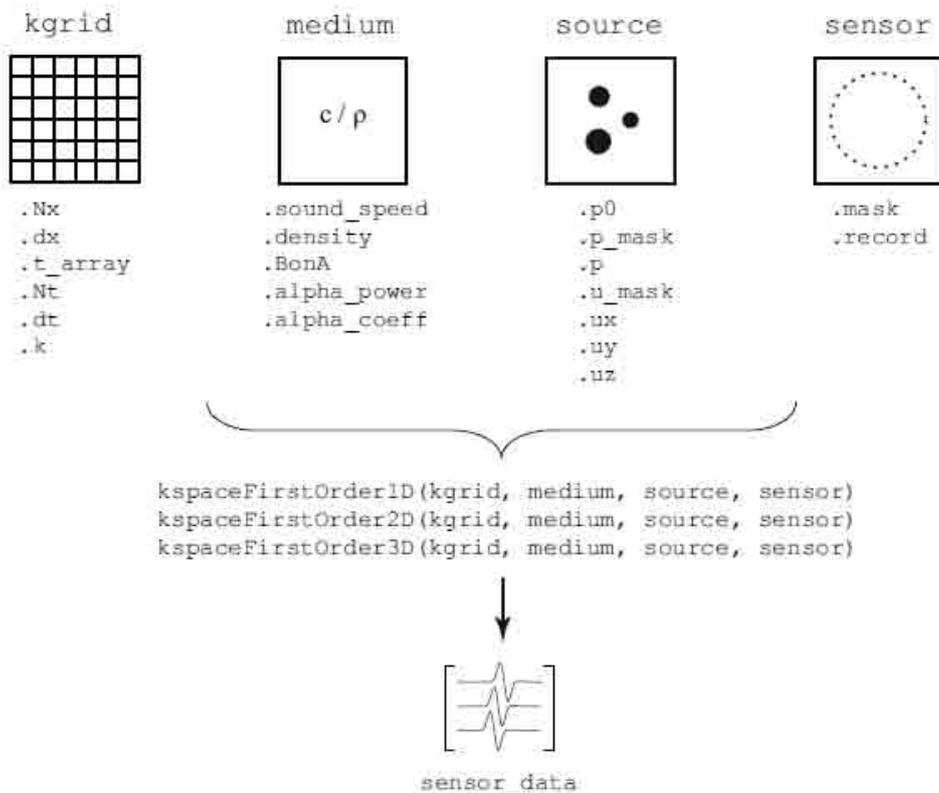
Gráfico 31: Ejemplo de una simulación realizada en flair de simulación de dosis.

## 4. Simulaciones K-Wave

Para la simulación de la onda acústica usamos la toolbox de Matlab K-Wave, un simulador en el dominio de tiempos para la propagación de ondas acústicas [8].

K-wave resuelve las ecuaciones de conservación del momento y de la masa (6,7,8), convenientemente modificadas para incluir posibles heterogeneidades y la absorción del medio o incluso efectos no lineales, en vez de resolver directamente la ecuación de ondas (9). Esto supone algunas ventajas como la posibilidad de calcular directamente la velocidad de las partículas y la presión de la onda, además de la posibilidad de incluir efectos no lineales [ref. manual k-Wave]. Para resolver estas ecuaciones de una manera óptima computacionalmente hablando, k-Wave pasa del dominio espacial a un dominio de frecuencias o *k-space* mediante el uso de transformadas de Fourier, además de un propagador temporal en el espacio de frecuencias. [8]

K-Wave está implementado para Matlab, por lo que necesitamos estar familiarizados con el programa para implementar correctamente los scripts o programas que se necesitan para introducir los parámetros de entrada y ejecutar las funciones de k-Wave.



**Gráfica 32:** Esquema general de las estructuras de entrada principales para las simulaciones de primer orden en K-Wave [8]

Es necesario definir una serie de parámetros iniciales a la hora de trabajar con k-Wave. Primeramente, necesitamos una red computacional sobre la que trabajar cuyas propiedades se definen mediante la generación de un *kgrid*. Cada uno de los puntos de esta red representa las posiciones del espacio donde la ecuación de onda está resuelta [8]. El *kgrid* se genera mediante la función *makeGrid* y con los parámetros  $Nx$ , que determina el número de elementos del grid,  $dx$ , que define el tamaño de las divisiones y  $k$ , que define el número de onda.

Las características del medio de la simulación se definen en el *medium*. Definiremos nuestro medio mediante la velocidad del sonido (*sound\_speed*), la densidad (*density*), y el coeficiente y el exponente de la atenuación (*alpha\_coeff* y *alpha\_power*), tal y como se definen en las ecuaciones 26 y 27. Conviene señalar que en la simulación a primer orden podemos elegir el exponente de la atenuación pero en la simulación elástica toma por defecto el exponente al cuadrado.

Los valores temporales de la simulación son tomados del *kgrid.t\_array*. La función *makeTime* definirá los parámetros temporales necesarios para generar el *kgrid.t\_array* a partir de los valores del *kgrid* y del *medium*. Por defecto se toma el tiempo máximo  $N_t$  como el tiempo que tardaría la onda en recorrer la mayor diagonal del *kgrid* viajando a la menor velocidad posible para el medio. El tamaño de las divisiones temporales son calculadas por defecto por el programa como una función de las divisiones espaciales y de la velocidad máxima del sonido en el medio. Estos parámetros también pueden introducirse manualmente si se desea [8].

Es necesario definir dos componentes de la fuente de presión o *source*: su distribución espacial (expresada como un mapa binario de vóxeles del universo) y su distribución temporal de presiones, pudiendo ésta ser una presión inicial que cesa al comenzar la propagación (es decir, equivalente a un pulso de tipo delta, que se expresa mediante la variable *source.p0*) o una distribución espacial variable en el tiempo, que puede especificarse independientemente para cada uno de los vóxeles que componen la fuente de presiones, expresada mediante las variables *source.p* o *source.ux*, para una o varias dimensiones, respectivamente.

La recopilación de datos se realizará mediante la simulación de un detector o *sensor*, cuya posición en el espacio, dimensiones y geometría pueden ser definidos en k-Wave.

Una vez definidos los parámetros se ejecuta la simulación con la función correspondiente, obteniendo finalmente un fichero *sensor\_data* donde se han guardado los datos de la simulación. La función elegida dependerá de las características físicas del medio a simular; si buscamos simular unos medios homogéneos en los que no consideramos la propagación transversal de la onda utilizaremos la función *kspaceFirstOrder*. Por otra parte si queremos simular medios elásticos donde la componente transversal de la onda es importante es conveniente utilizar la función *pstdElastic*.

Para nuestras simulaciones usaremos una geometría tridimensional, para ello definiremos un *kgrid* con unas dimensiones de 200x200x400, con un tamaño de división de 1 mm. Definiremos un medio compuesto por agua y plomo, con sus componentes de la velocidad longitudinal

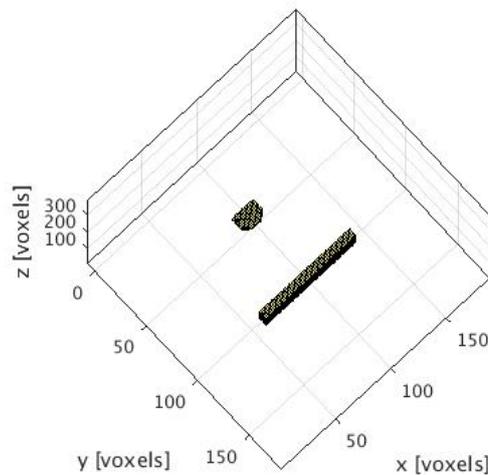
y transversal, su densidad y su coeficiente de atenuación.

Material	Densidad( $kg\ m^3$ )	Velocidad del sonido( $m\ s$ )	Coef.de atenuación( $dB\ MHz^2cm$ )
Agua	1000	1486	0.0022
Plomo	11081	2140	8

Cuadro 1: Propiedades físicas introducidas en nuestras simulaciones de K-Wave

La elección de los valores en la tabla 1 han sido comprobadas experimentalmente como se detalla en la sección 5.1. Debido a las propiedades del plomo como metal, es muy difícil sacar un valor, por lo que se ha realizado un estudio de sensibilidad respecto del parámetro  $\alpha$  para el plomo cuyos resultados se muestran en la sección 5.3

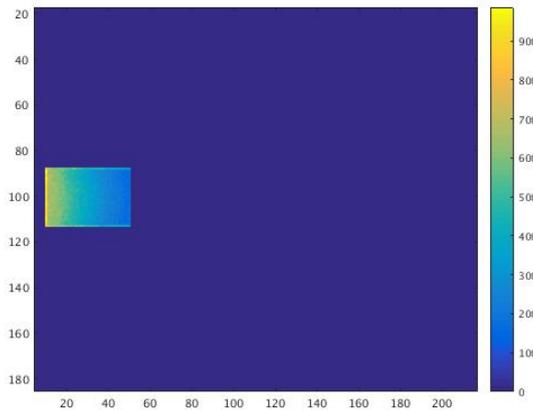
Para el transductor definiremos un sensor acorde con la geometría definida en su hoja de datos (sección 2.1) y tomaremos como señal de salida la suma de las señales recibidas por cada uno de los elementos (vóxeles) que lo componen. En la gráfica 33 se muestra un esquema de la geometría creada en K-wave, donde el haz incide de forma perpendicular al transductor, centrado en  $y=100$  y en el sentido de las X crecientes, según se indica en la figura.



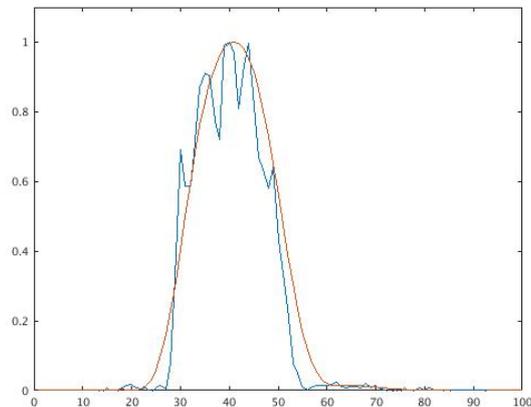
Gráfica 33: Ejemplo de geometría de transductor y plomo en K-Wave

Para calcular la distribución espacial de presión de la fuente (ecuación 4), utilizaremos el mapa tridimensional de distribución de dosis calculado con FLUKA, y los valores de densidad y coeficiente Gruneisen de 0.11 y 3.12 respectivamente, para agua y plomo [12]. La figura 34 muestra la distribución espacial de la fuente de presiones inicial. Para conocer la forma exacta del pulso recurrimos a una medida de los fotones retrodispersados captados desde fuera de la sala de tratamiento, en sincronía con la señal de trigger del acelerador, por medio de un cristal centelleador de  $CeBr_3$  y un fotomultiplicador. Los detalles de dicha medida

constituyen un trabajo independiente del Grupo de Física Nuclear [10] y se encuentran, por tanto, fuera del alcance de este Trabajo. La Figura 35 muestra un perfil temporal capturado mediante la citada técnica. Para estimar los efectos fotoacústicos, asumiremos que la dosis se deposita de forma instantánea en el objetivo, ya que los tiempos de tránsito de los fotones y electrones delta a través del tejido son del orden de ns, mientras que el tiempo de relajación acústico y de propagación de la onda de presión en el tejido son del orden de s.



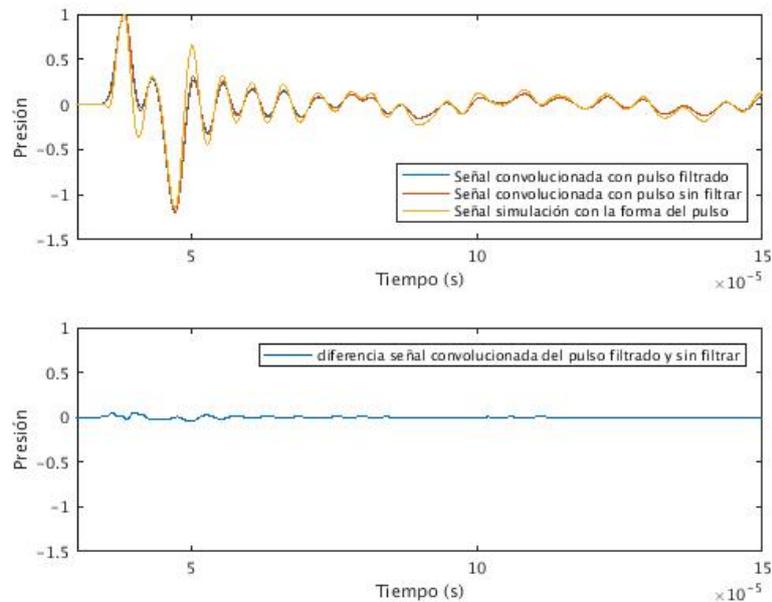
**Gráfica 34:** Ejemplo de la distribución espacial de la fuente de presiones inicial.



**Gráfica 35:** Forma del pulso temporal del haz clínico de fotones filtrado y sin filtrar

Una limitación de K-Wave (y en general, de todos los programas similares de propagación de ondas) es que la frecuencia máxima que puede propagar está limitada por la resolución de la red espacial. En el caso de nuestras simulaciones, la frecuencia máxima de trabajo era de 750 kHz, lo que obviamente provoca una distorsión de la forma de onda por la pérdida de las componentes de alta frecuencia. *k-Wave* permite introducir esta respuesta en frecuencia mediante la función *filterTimeSeries*.

En la figura 36 puede observarse la distorsión de la forma del pulso de onda debida al corte de bajas frecuencias. La resolución elegida resulta un compromiso entre la exactitud de los resultados obtenidos y las restricciones de tipo computacional. Debido al carácter tri-dimensional de la simulación, tanto tiempo de calculo como la memoria utilizada crecen de forma aproximadamente cúbica al aumentar la resolución de la red de cálculo.



**Gráfica 36:** Diferencia entre la señal con el pulso original y la señal con el pulso filtrado

## 5. Resultados y discusión

### 5.1. Determinación experimental de las propiedades acústicas del plomo

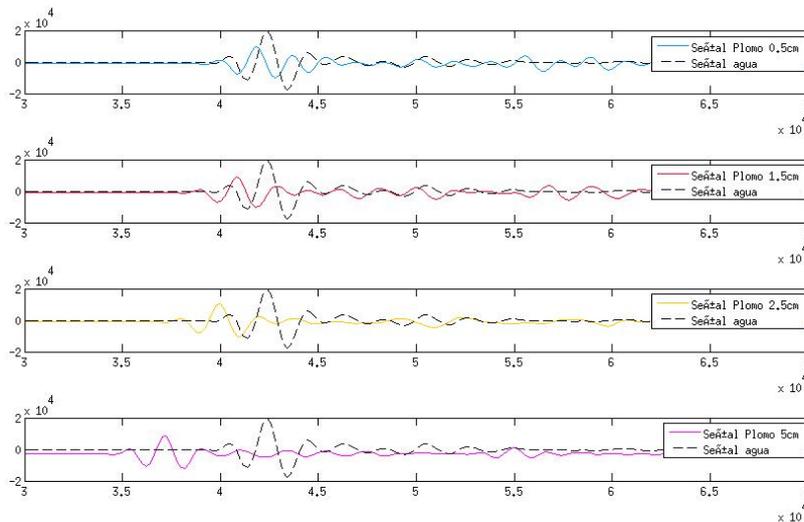
Para calcular la densidad de plomo, medimos la masa y el volumen y lo calculamos facilmente con:

$$\rho = \frac{m}{V} \quad (30)$$

Plomo (cm)	Peso (g)	Dimensiones (cm)	Volumen (cm <sup>3</sup> )	Densidad (g cm <sup>3</sup> )
0.5	177.4 ± 0.1	0.525 x 4 x 8.020 ± 0.005	16.842 ± 0.16	10.533 ± 0.102
1.5	523.6 ± 0.1	1.5 x 4 x 8.015 ± 0.005	48.09 ± 0.17	10.888 ± 0.039
2.5	898.8 ± 0.1	2.5 x 4 x 8.025 ± 0.005	80.25 ± 0.19	11.2 ± 0.027

Cuadro 2: Datos de los plomos para el cálculo de la densidad

Calculamos la velocidad como indicamos en la sección 2.3



**Gráfica 37:** Señal acústica medida emitiendo con el transductor de 200 kHz del csic recibiendo con el transductor de 500 kHz de Parametrics a 6.5cm de distancia e introduciendo distintos plomos en el agua entre los transductores.

Los valores del tiempo de llegada de la velocidad los representamos junto con la distancia de plomo atravesado y los ajustamos a una recta. De forma que despejando :

$$t = \frac{e}{v} = \frac{e_{agua}}{v_{agua}} + \frac{e_{Pb}}{v_{Pb}} \quad (31)$$

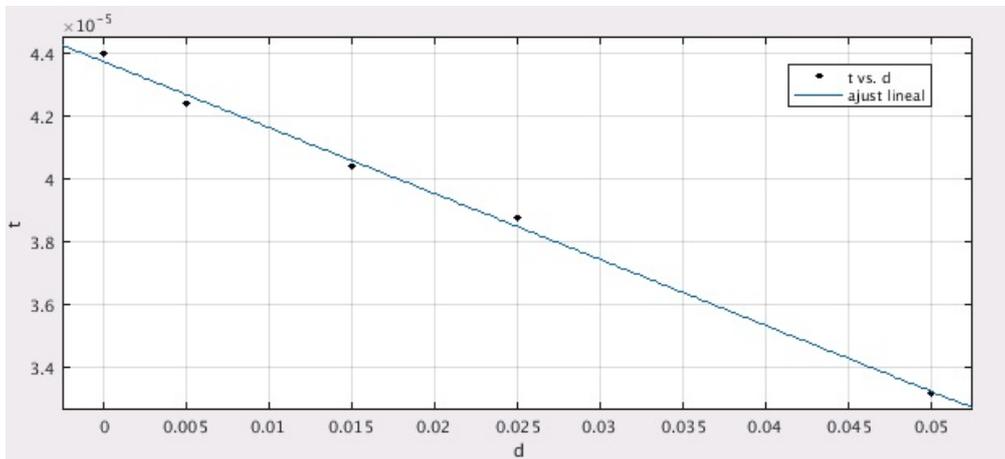
Y de aquí

$$t(e_{agua}) = \frac{e_{total}}{v_{agua}} + \left(\frac{1}{v_{Pb}} - \frac{1}{v_{agua}}\right) \cdot e_{Pb} \quad (32)$$

Donde  $\frac{e_{total}}{v_{agua}}$  es la ordenada en el origen del ajuste, de la cuál podremos sacar la velocidad del sonido en agua y  $\left(\frac{1}{v_{Pb}} - \frac{1}{v_{agua}}\right)$  la pendiente de la que podremos sacar la velocidad.

Material	Velocidad del sonido (m/s)
Agua	$1486 \pm 15$
Plomo	$2159 \pm 40$

Cuadro 3: Datos de la velocidad calculados con el ajuste



**Gráfica 38:** Ajuste lineal para calcular la velocidad del plomo. La pendiente obtenida tiene un valor de  $-(21 \pm 1) \cdot 10^{-5}$  y la ordenada en el origen  $(4.37 \pm 0.03) \cdot 10^{-5}$ .

Calculamos la atenuación a partir del voltaje pico a pico de las mismas medidas de la velocidad. Realizamos numerosas medidas del valor de la atenuación y los resultados obtenidos no fueron concluyentes por la gran variabilidad de estos, haremos un estudio del orden de magnitud del valor de la atenuación y comprobaremos en las simulaciones la variación de la onda acústica con distintos valores del coeficiente de atenuación con el orden de magnitud obtenido.

$$\alpha = \frac{-20}{x} \log_{10} \left( \frac{V_{ppPb}}{V_{ppagua}} \right) \quad (33)$$

Incluimos a continuación los resultados para la atenuación a distintos grosores de plomo.

Grosor plomo(cm)	Coefficiente de atenuación ( $dB\ cm$ )
0.5	11.25
1.5	3.87
2.5	2.13
5	1.09

Cuadro 4: Datos del coeficiente de atenuación

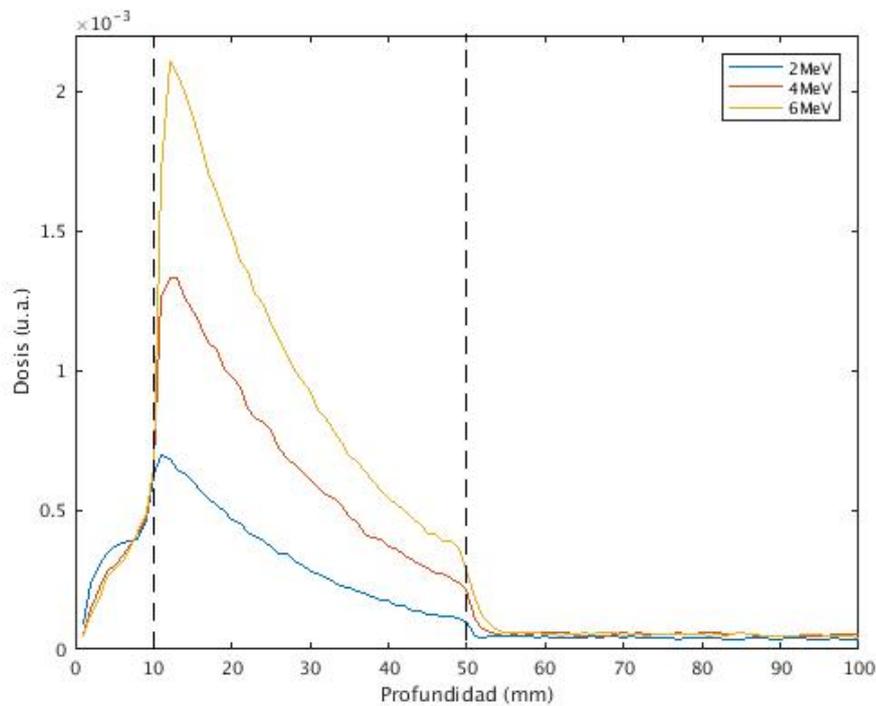
Observando la tabla se puede comprobar que los resultados no son consistentes, por lo que simplemente asumiremos el orden de magnitud aproximado de coeficiente de atenuación entre 0 y 1.

## 5.2. Aproximación del espectro energético del haz de 6MV por uno monoenergético

Para la simulación de la dosis de los aceleradores clínicos, vamos a aproximar el haz de los electrones de 6MV por un haz monoenergético de 2MeV.

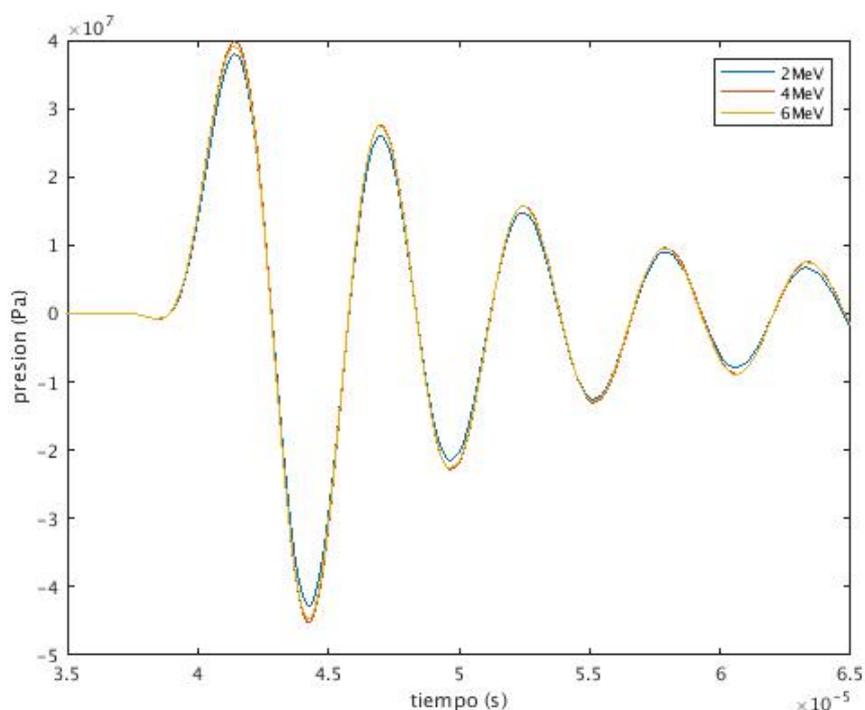
Para comprobar que no hay gran diferencia en simular este haz con otras energías, vamos a comprobar que la deposición de dosis y la señal acústica medida no cambian significativamente.

Primero simularemos la deposición de dosis en un plomo con energías de 2MeV, 4MeV y 6MeV.



Gráfica 39: Comparación distribución de dosis en un plomo con 3 energías distintas

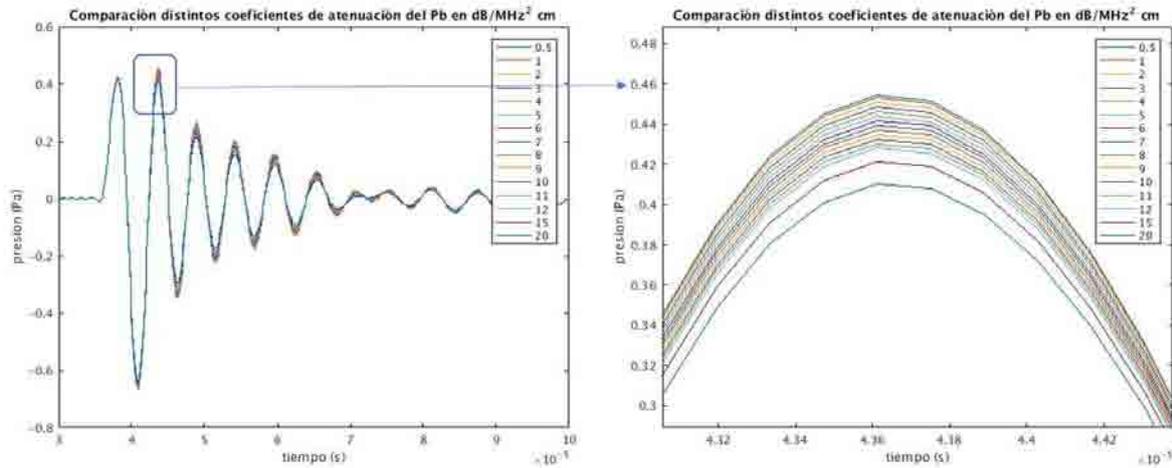
Nuestra hipótesis es que, a pesar de la diferencia en la distribución longitudinal de dosis, la señal acústica medida por los transductores será muy similar en los tres casos. Estas señales se muestran en la siguiente figura. Como vemos, la diferencia entre las distintas señales es menor del 3%, por lo que se justifica la aproximación de haz monoenergético en el contexto de la simulación gammaacústica.



Gráfica 40: Comparación de la señal con distintas energías

### 5.3. Estudio de sensibilidad de la simulación de la señal acústica al coeficiente de atenuación del plomo

Debido a la imposibilidad de medir el coeficiente de atenuación del plomo mediante nuestro montaje experimental de forma precisa, decidimos realizar un estudio de sensibilidad de la señal obtenido mediante simulaciones en K-Wave, para estimar las diferencias en la señal acústica con coeficientes de atenuación del orden de magnitud aproximado del observado experimentalmente, entre 1 y 8 dB / MeV<sup>2</sup>



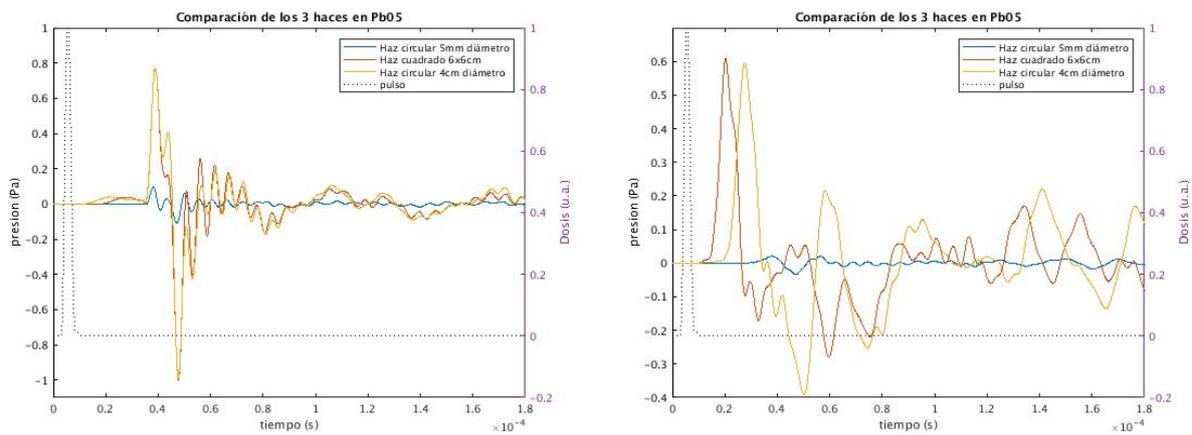
**Gráfica 41:** Comparación de la señal con distintos coeficientes de atenuación

Observamos que la diferencia en las ondas acústicas es en todo caso menor del 5% en magnitud y mantiene exactamente la forma de la onda, dentro del rango coeficientes de atenuación del rango de valores estudiado. Podemos concluir que una elección errónea o inexacta del coeficiente de atenuación no influirá significativamente en las simulaciones siempre que estemos en el rango de valores estudiado.

## 5.4. Optimización del dispositivo de medida experimental

### 5.4.1. Determinación del campo óptimo

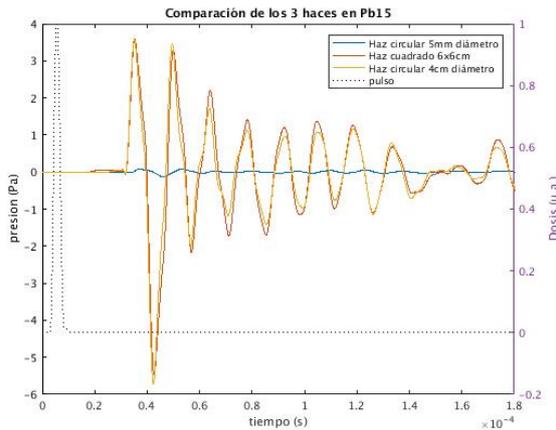
Para optimizar el montaje experimental buscamos maximizar la señal estudiando una serie de variaciones del haz utilizado, la disposición de los ladrillos de plomo y los transductores.



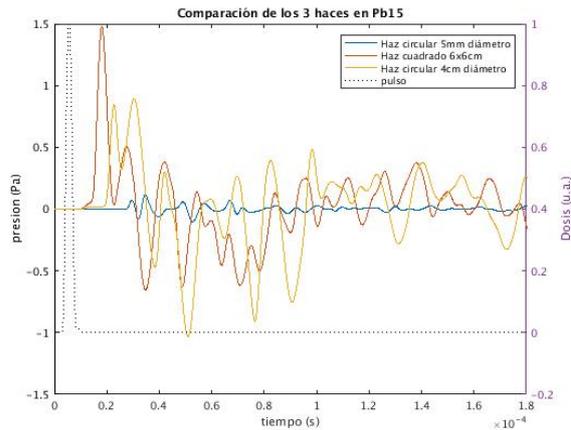
a) Señal posición horizontal Pb 5mm

b) Señal posición vertical Pb 5mm

**Gráfica 42:** Comparación señal en la posición horizontal y vertical con los 3 haces en el plomo de 5mm.

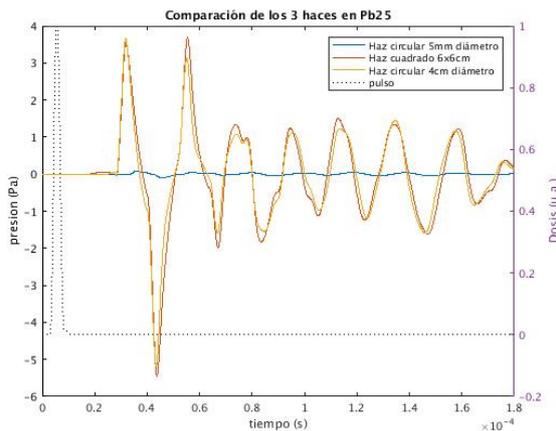


a) Senal posición horizontal Pb 15mm

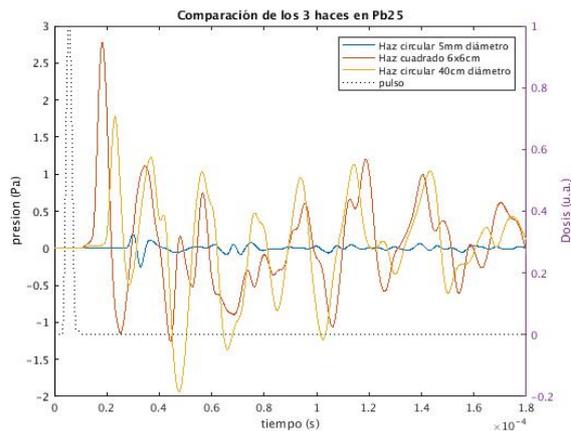


b) Senal posición vertical Pb 15mm

**Gráfica 43:** Comparación señal en la posición horizontal y vertical con los 3 haces en el plomo de 15mm.



a) Senal posición horizontal Pb 25mm



b) Senal posición vertical Pb 25mm

**Gráfica 44:** Comparación señal en la posición horizontal y vertical con los 3 haces en el plomo de 25mm.

En las Gráficas 42, 43 y 44 se puede observar los resultados de la simulación de la señal acústica generada para los 3 tipos de haces en los distintos ladrillos de plomo y en las diferentes posiciones.

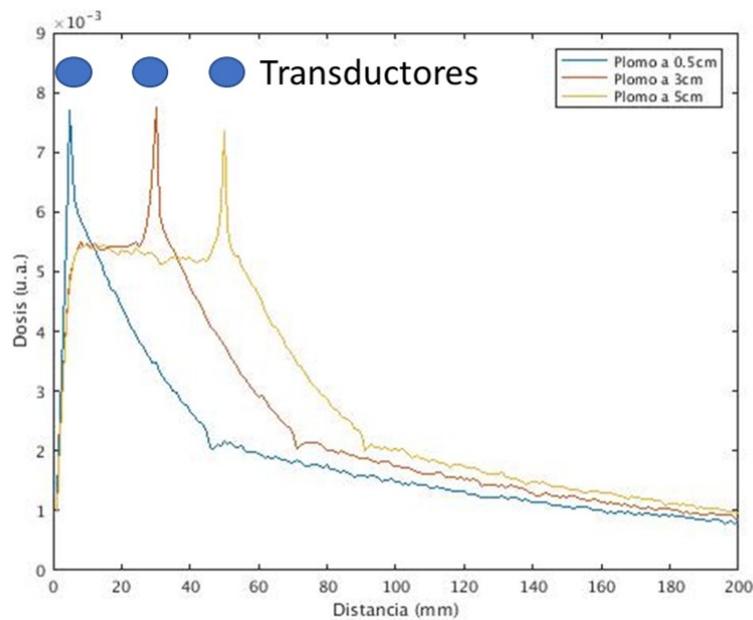
Podemos observar que tanto para los 3 plomos, como para las 2 posiciones los haces que producen una señal más intensa corresponde a los de campo grande.

Concluimos por tanto que cualquiera de los dos haces de campo extenso son válidos.

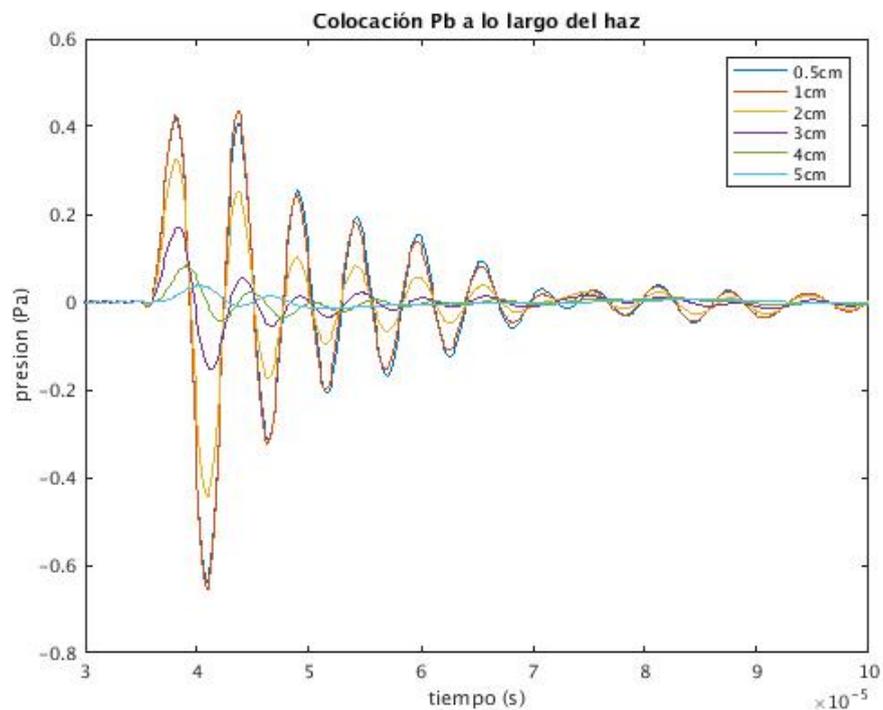
### 5.4.2. Determinación de la posición óptima

A continuación, estudiamos la disposición de los plomos. Primero calcularemos la distancia a la que debemos colocar el plomo de la salida del haz. Si observamos la gráfica 4 podemos apreciar cómo la energía de los fotones decae exponencialmente. Para generar la máxima amplitud de señal posible, debemos colocar los plomos en el punto donde la dosis depositada por los fotones sea máxima.

Simulamos la colocación del plomo a distintas distancias de la salida del plomo siempre con el transductor alineado con el plomo.



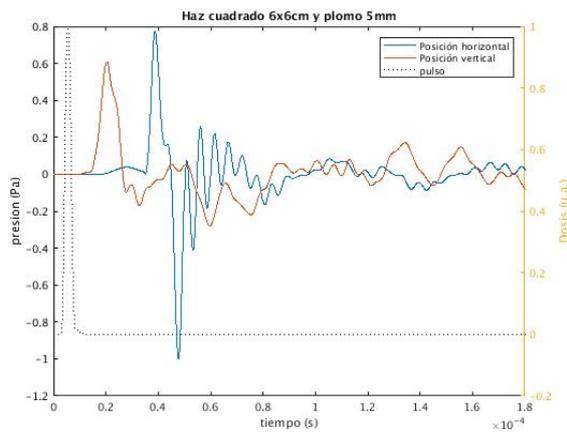
**Gráfica 45:** Imagen de la dosis depositada en el plomo en 3 posiciones y con los transductores alineados



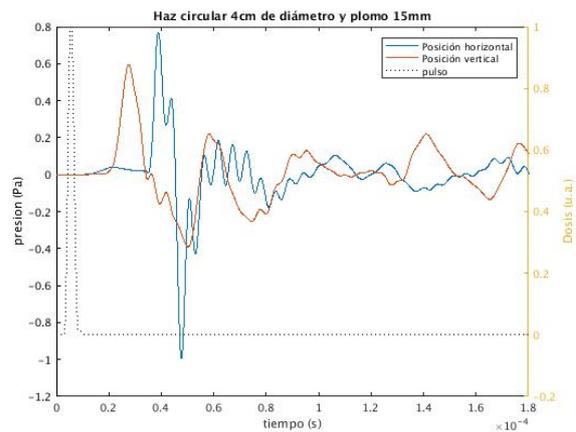
**Gráfica 46:** Comparación de la señal colocando el Plomo a distintas distancias a lo largo del eje z.

Podemos apreciar que los valores en los que la señal acústica es mayor es a medio y un centímetro de la salida del haz. Cuanto más lejos coloquemos el plomo de la salida del haz, menor señal acústica podremos obtener.

Además de la distancia óptima, también podremos disponer los ladrillos en posición vertical u horizontal como se describe en Gráfica 21. Estudiaremos igualmente la mejor disposición para nuestro experimento.

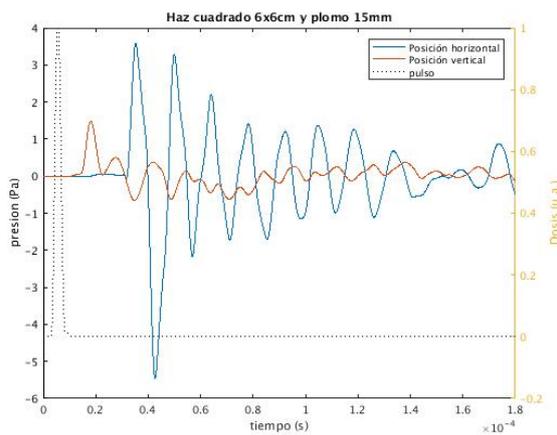


a) Señal haz cuadrado Pb 5mm

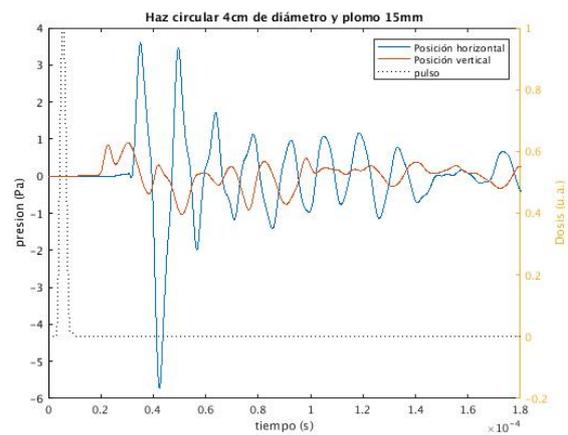


b) Señal haz circular Pb 5mm

**Gráfica 47:** Comparación señal en ambas posiciones con los 2 haces óptimos en el plomo 0.5cm

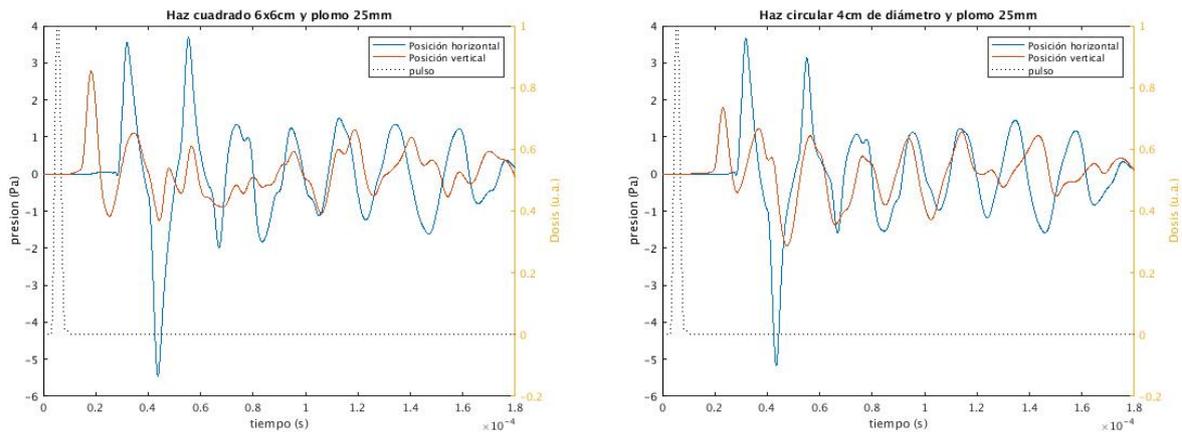


a) Señal haz cuadrado Pb 15mm



b) Señal haz circular Pb 15mm

**Gráfica 48:** Comparación señal en ambas posiciones con los 2 haces óptimos en el plomo 1.5cm



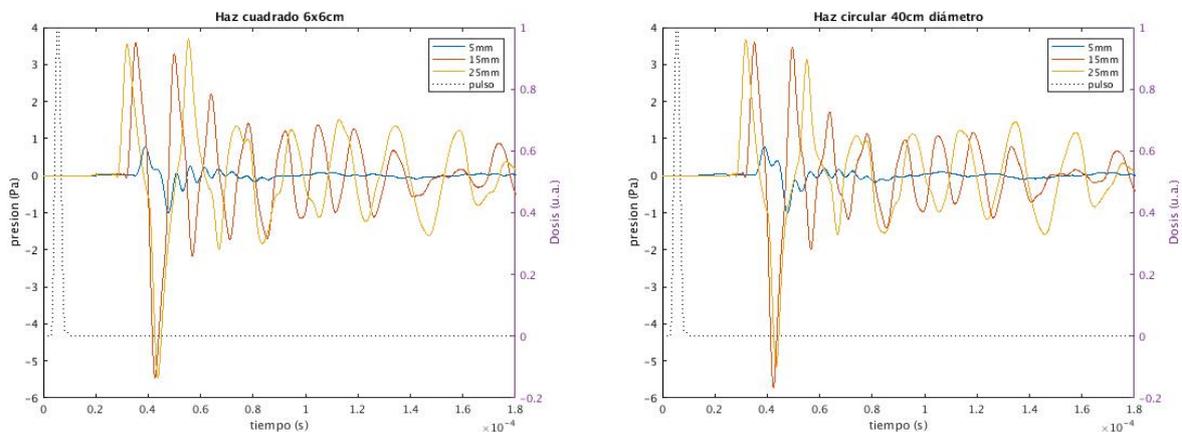
a) Senal haz cuadrado Pb 25mm

b) Senal haz circular Pb 25mm

**Gráfica 49:** Comparación señal en ambas posiciones con los 2 haces óptimos en el plomo 2.5cm

Apreciamos que tanto para ambos haces como para los 3 plomos, la posición idónea es la horizontal pues la señal es más limpia y más intensa.

#### 5.4.3. Determinación del plomo y transductor óptimos



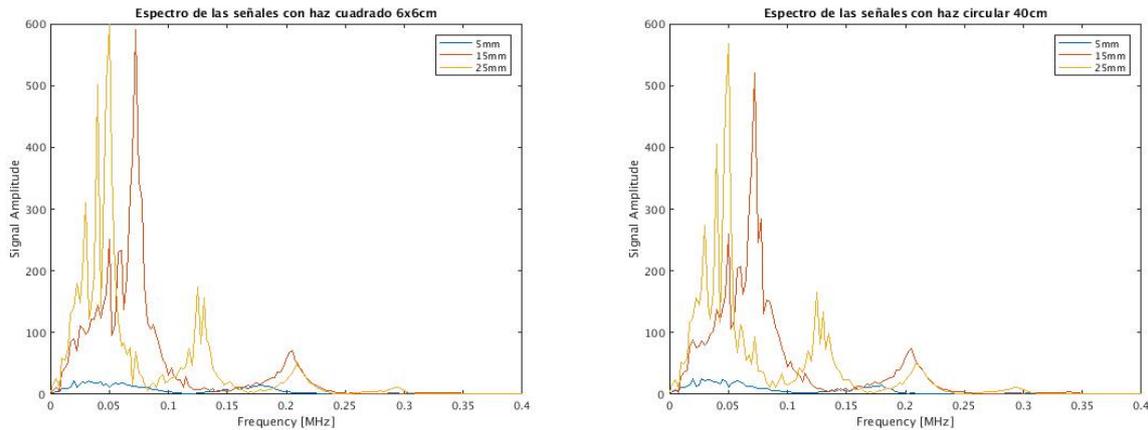
a) Senal haz cuadrado 6x6cm, posición horizontal.

b) Senal haz circular 4cm, posición horizontal.

**Gráfica 50:** Señales de los haces óptimos en los 3 plomos.

Observando la amplitud de la onda de presión generada por los distintos ladrillos de plomo, se aprecia que la señal procedente de los ladrillos de 1.5 y 2.5cm es considerablemente mayor que la del ladrillo de 0.5cm.

No obstante, es más interesante estudiar el espectro en frecuencias de estas señales, lo que nos ayudará a elegir el par transductor-plomo idóneo para cada medida.



a) Haz cuadrado de 6x6cm posición horizontal- b) Haz circular de 4cm, posición horizontal.  
tal

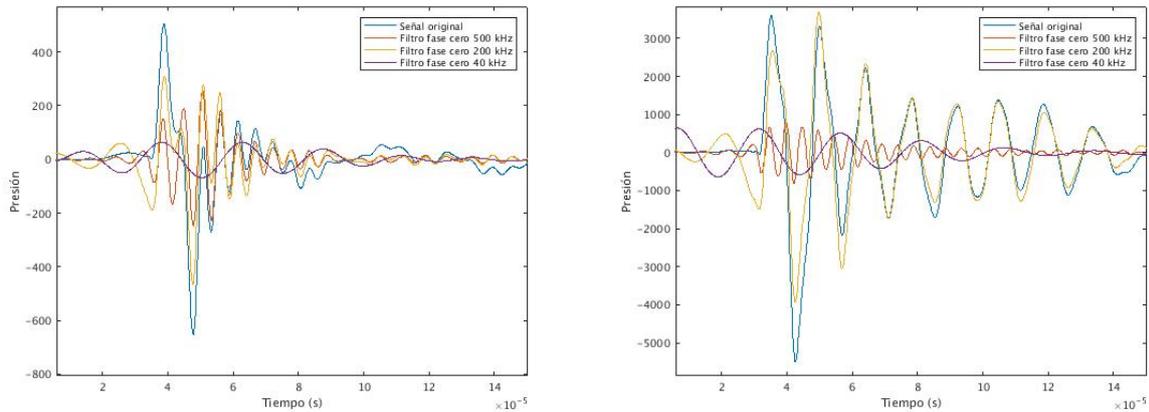
**Gráfica 51:** Espectro en frecuencias de las señales de los 2 haces óptimos

Se observa en las simulaciones que el plomo de mayor grosor tendrá su máxima amplitud de señal generada en torno a 50kHz, por su parte el ladrillo de 1,5cm tiene su máximo en torno a 75kHz.

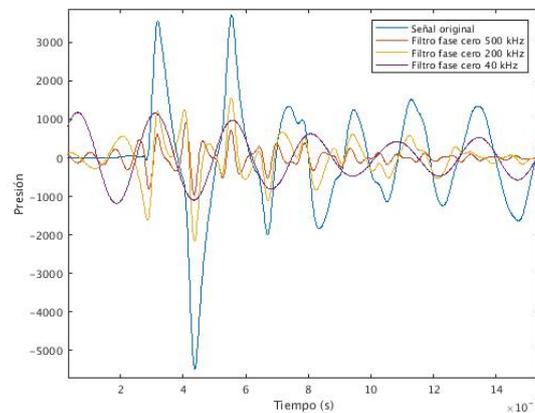
Para observar la señal que mediremos si usamos ciertos transductores, filtramos la señal simulada con las características de los distintos transductores que tenemos. Esta señal la filtraremos por un filtro de fase cero para no perder la mínima información sobre la llegada de la señal acústica.

Podemos apreciar en la siguiente gráfica que el filtro de 40kHz al tener un ancho de banda muy estrecho no conserva la información temporal de llegada de la onda y la señal es casi sinusoidal. Por esta razón no filtraremos los demás transductores de ancho de banda similar.

Sin embargo, con los transductores de ancho de banda más extenso podemos apreciar una mejor forma de la señal más realista.



a) Señal del plomo de 0.5cm filtrada por distintos transductores. b) Señal del plomo de 1.5cm filtrada por distintos transductores..



c) Señal del plomo de 0.5cm filtrada por distintos transductores..

**Gráfica 52:** Comparación de la señal de un haz óptico sobre los plomos filtrada por las características de distintos transductores

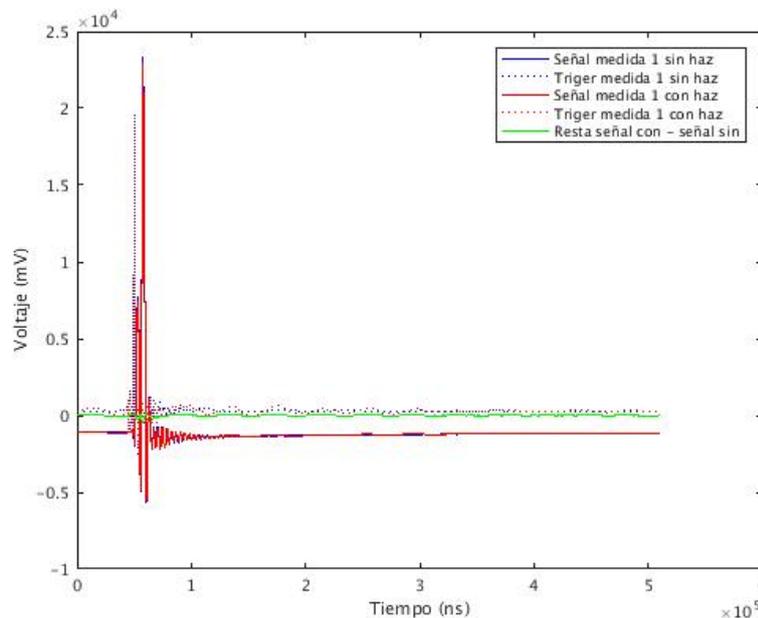
Concluimos por lo tanto que el mejor montaje experimental para un experimento de estas características usaría un haz de campo extenso, con un blanco de plomo situado aproximadamente a 1 cm de la salida del haz, dispuesto en posición horizontal y utilizando un transductor para la obtención de la señal acústica que tenga su frecuencia de resonancia cercana a la del plomo utilizado (en torno a 50kHz si se usa un ladrillo de plomo de 2.5 cm de grosor y a 75 kHz si el ladrillo utilizado es de 1.5 cm de grosor), así como con un ancho de banda amplio para no perder información temporal.

## 5.5. Medidas experimentales en clínica Ruber

Los resultados de las simulaciones de este trabajo fueron utilizados en mediciones experimentales de fotoacústica en la clínica Ruber Internacional de Madrid.

### 5.5.1. Medida del ruido eléctrico de fondo

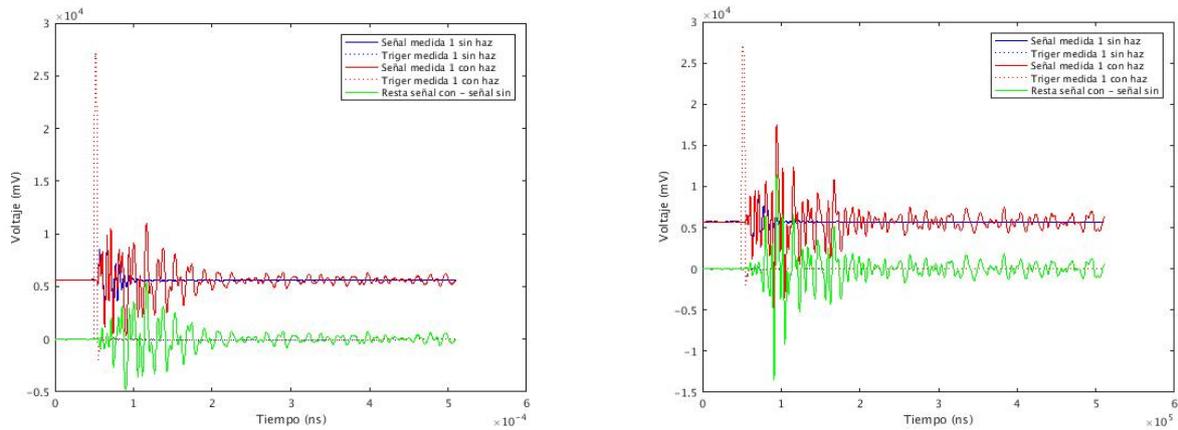
Como se detalla en la sección 2.5, existe una dificultad para aislar la señal acústica del ruido electromagnético de fondo. Por esta razón, en todas las medidas que realicemos haremos 2 adquisiciones: una primera en la fase de aceleración de electrones (con la radiofrecuencia de alto voltaje activada, pero sin haz) para medir el ruido eléctrico, y una segunda adquisición con el haz incidiendo sobre nuestro plomo. Para obtener la señal acústica generada por el haz en el plomo, restaremos estas dos señales para quitarle el ruido eléctrico a la señal.



**Gráfica 53:** Medida del haz con y sin haz con el transductor apagado para comprobar ruido

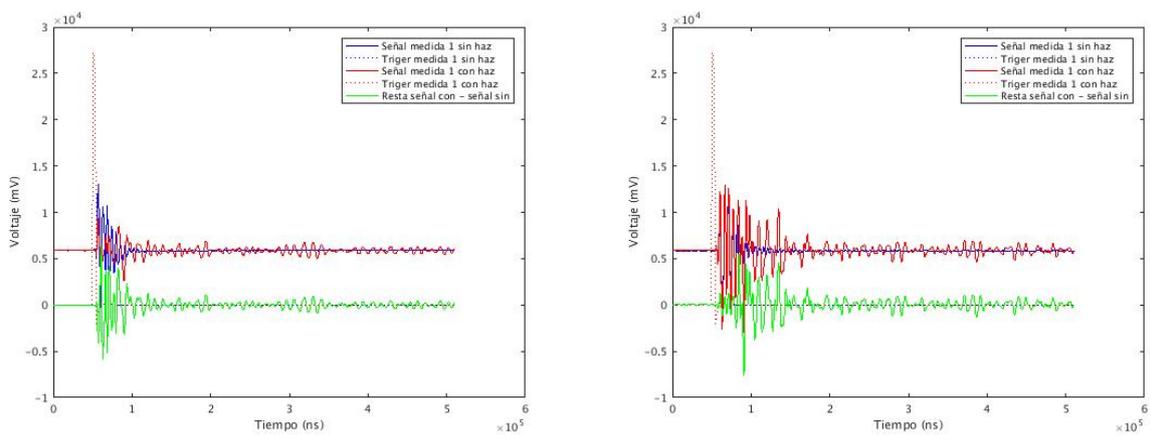
### 5.5.2. Comparación de los distintos pares hidrófono-plomo

Debido a su amplio ancho de banda, compararemos los dos hidrófonos de 200kHz y 500kHz. En principio, según los espectros obtenidos mediante simulación, esperamos que el hidrófono de 200kHz produzca una mayor señal; sin embargo, debido a que desconocemos su ancho de banda real, repetiremos las medidas también con el hidrófono de 500kHz y 75 % de ancho de banda.



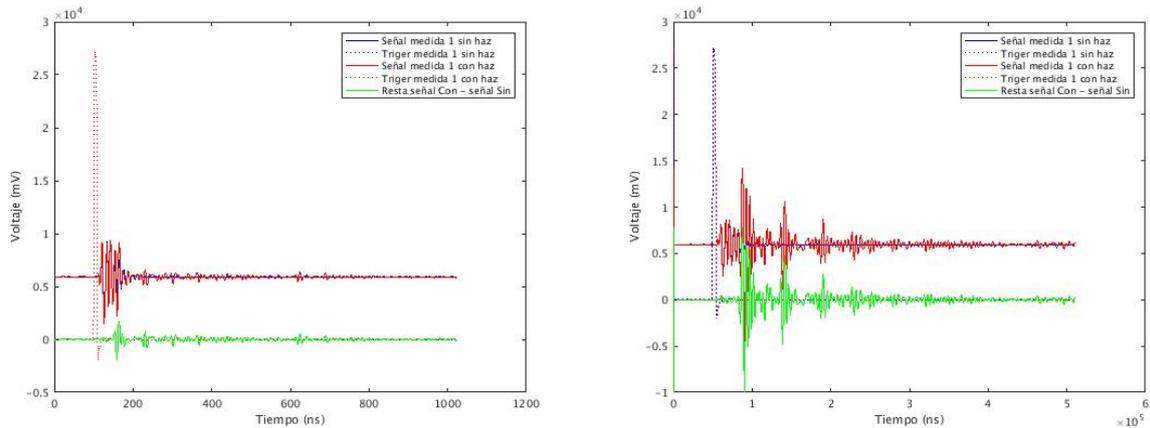
a) Medida Plomo 25cm transductor 500 kHz    b) Medida Plomo 25cm transductor 200 kHz

**Gráfica 54:** Comparación de los transductores de 500 y 200 kHz con el plomo de 25cm



a) Medida plomo 1.5cm transductor 500 kHz    b) Medida plomo 1.5cm transductor 200 kHz

**Gráfica 55:** Comparación de la señal medida con los transductores de 200 y 500 kHz con el plomo de 1.5cm



Medida plomo 0.5cm transductor 500 kHz    Medida plomo 0.5cm transductor 200 kHz

**Gráfica 56:** Comparación de la señal medida con los transductores de 200 y 500 kHz con el plomo de 0.5cm

En las gráficas 54, 55 y 56 podemos observar las señales medidas por los 2 transductores en los 3 plomos. En el transductor de 200kHz, en los 3 casos, la señal es más intensa puesto que la frecuencia de resonancia del transductor está mucho más cerca de la frecuencia a la que la señal es más intensa como vimos en la gráfica 51

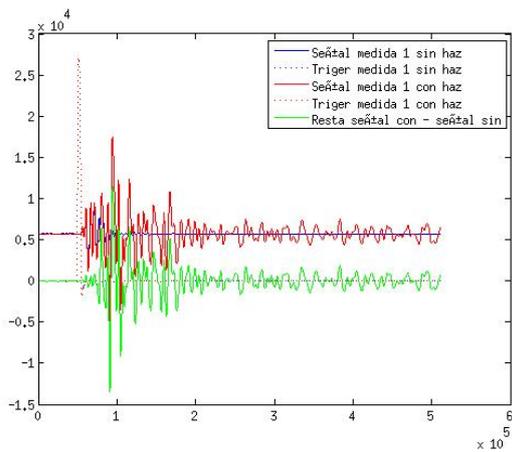
Una vez hechas estas medidas, concluimos que es más práctico seguir midiendo con el transductor de 200 kHz.



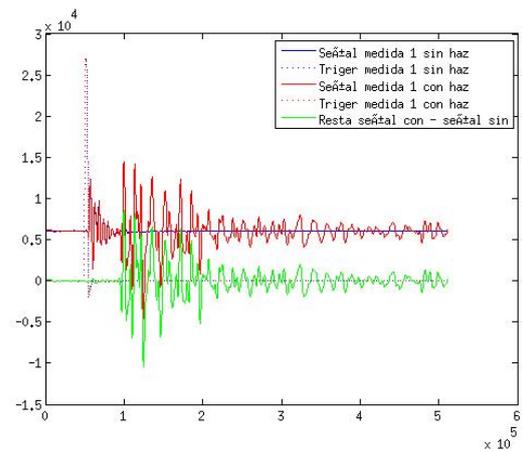
**Gráfica 57:** Disposición del transductor de 200kHz con el plomo.

### 5.5.3. Estudio del efecto de la distancia entre el plomo y el hidrófono

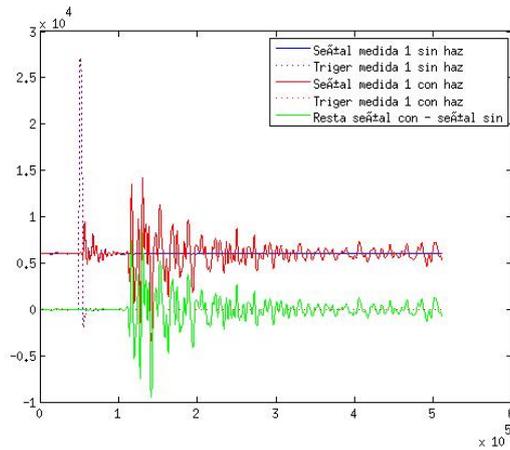
Para verificar experimentalmente que el origen de la señal medida es en efecto acústico, y que el frente de ondas se origina en la interfaz plomo-agua, repetiremos la misma medida (con el transductor de 200kHz y el bloque de plomo de 2.5cm de grosor) situando el bloque a tres distancias distintas del transductor, alineando siempre el haz de 4cm de diámetro con el centro geométrico del bloque de plomo.



Plomo a 1,5cm del transductor



Plomo a 5,5cm del transductor

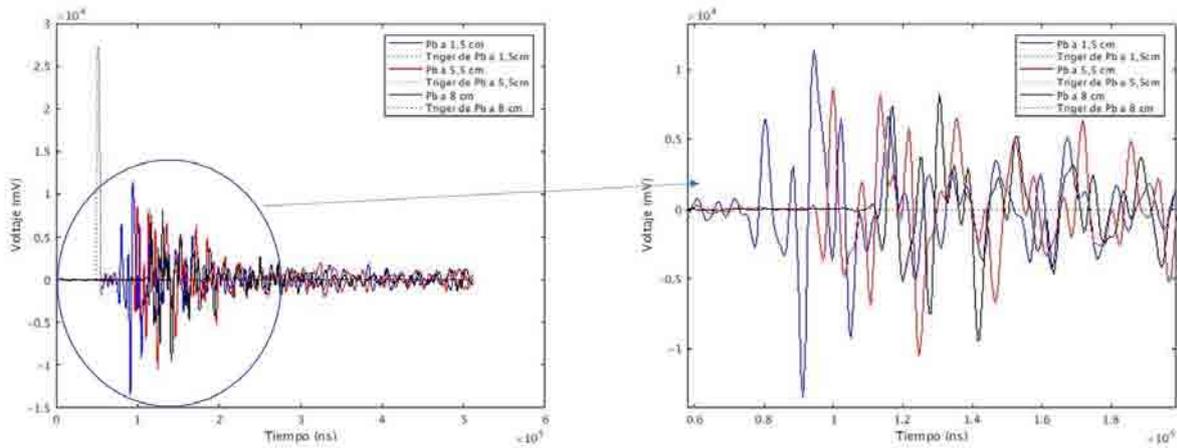


Plomo a 8 cm del transductor

**Gráfica 58:** Comparación señal plomo a 3 distancias distintas

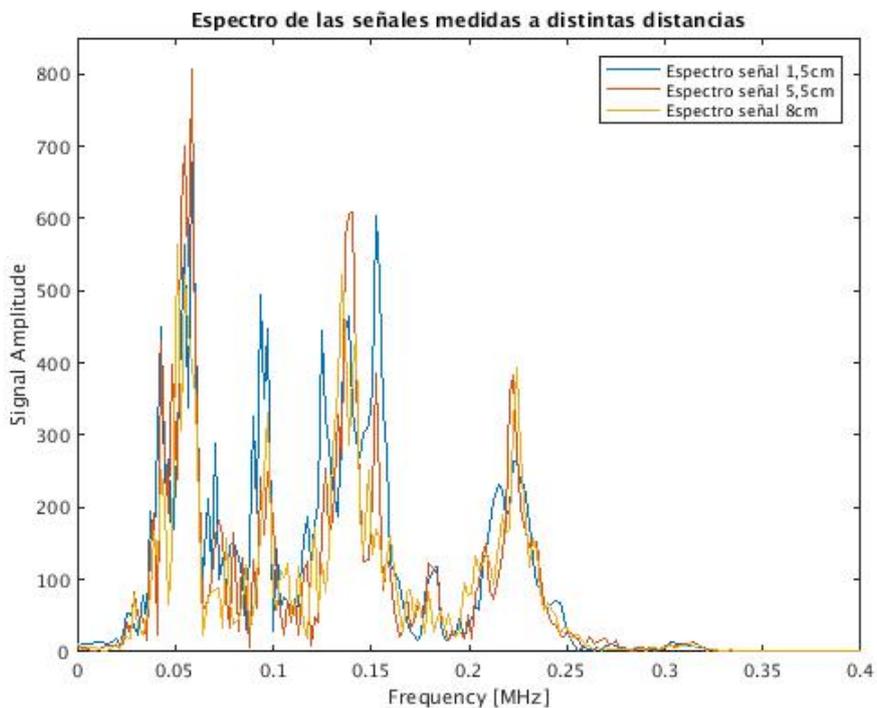
Se aprecia fácilmente que a medida que separamos el plomo del transductor, la señal que obtenemos está desplazada en el tiempo. Esto nos indica que la señal que medimos es acústica.

Además, si comparamos estas 3 señales (gráfica 59), podemos apreciar que cuanto más alejado coloquemos el plomo más atenuada nos llega la onda.



**Gráfica 59:** Comparación de la señal con el Pb de 25cm a 3 distancias distintas

Observamos además que los espectros de las tres medidas realizadas coinciden prácticamente, como esperamos, ya que las tres medidas difieren principalmente en su fase (despreciando la atenuación en agua).

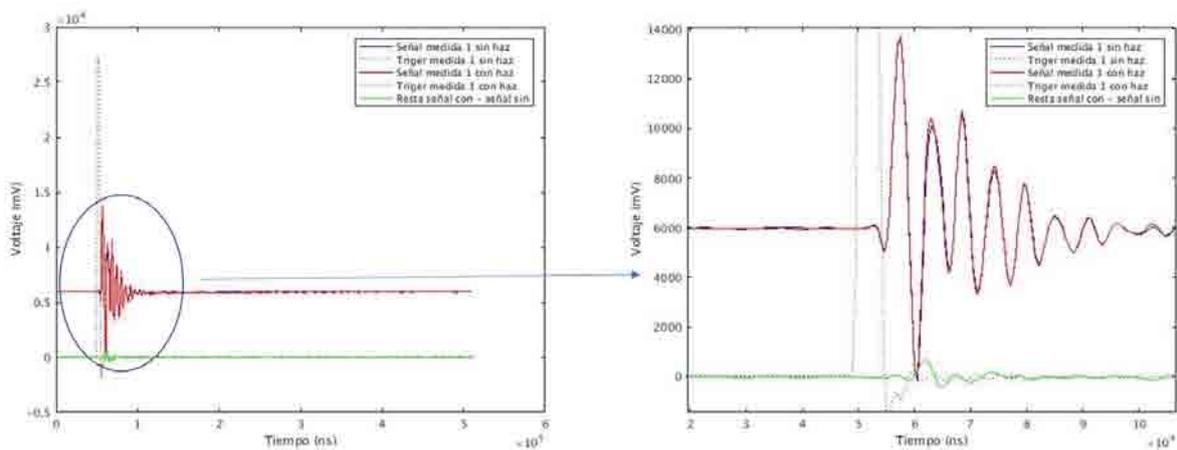


**Gráfica 60:** Espectros de las señales medidas con el transductor de 200kHz y el bloque de plomo de 2.5 cm de grosor, irradiados en el Cyberknife con un colimador de 4 cm, a distancias de 1.5cm, 5.5cm y 8cm.

#### 5.5.4. Medidas en agua

Una vez realizadas las medidas con plomo de forma satisfactoria, concluimos la prueba retirando el plomo para intentar observar una medida más representativa del caso de la verificación de dosis con pacientes. Esta medida se realizó en el Cyberknife, con el colimador de 4cm y el hidrófono de 200kHz. En este caso, la fuente del frente de ondas no se encuentra en la (inexistente) interfaz agua-plomo, sino que se halla en la penumbra lateral del haz, dentro de la cuba de agua. Cuanto más afilado sea el gradiente de dosis (según la ecuación 29, en la sección 1.5.2), mayor será la onda acústica. La distancia entre el centro del haz y la superficie del hidrófono se situó en 3.5cm, por lo que la distancia con el origen del frente de onda es de 1.5 cm. Debido a la esperable menor señal, en este caso el promediado lo realizamos de 40.000 adquisiciones (en lugar de las 4.000 realizadas para las medidas con plomo).

Los resultados de dicha medida se muestran en la figura siguiente.



**Gráfica 61:** Medida fotoacústica con el hidrófono de 200kHz en la unidad Cyberknife con el colimador de 4cm y una distancia al centro del haz de 3.5 cm.

En este caso la señal es mucho más tenue, pero sí corresponde al tiempo al que tardaría en llegar la señal a la distancia a la que estábamos radiando del transductor (que para 1.5cm a 1400 m/s es aproximadamente 11  $\mu$ s).

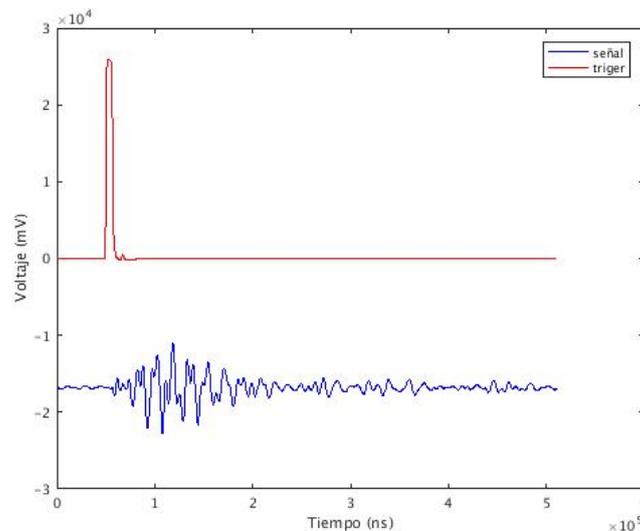
En futuras medidas experimentales continuaremos con las medidas en agua colocando el hidrófono a diferentes distancias del frente de onda (de forma similar a la sección 5.5.3), para poder comprobar experimentalmente que el origen de la onda medida es, en efecto, acústica.

#### 5.5.5. Medidas en Varian Clinac

Además de poder realizar medidas en el Accuray Cyberknife, aprovechando un tiempo muerto entre pacientes, tuvimos la oportunidad de colocar nuestro instrumental brevemente en un acelerador lineal estándar, modelo Varian Clinac 2.

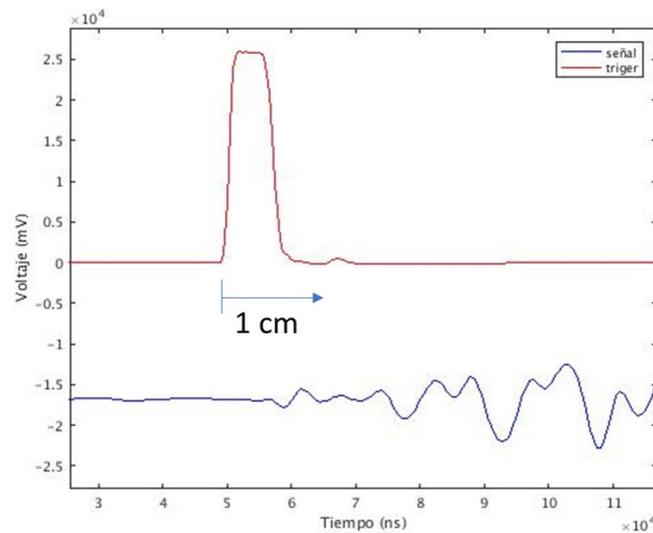
Irradiamos el plomo de 2.5 cm con un haz rectangular vertical de  $4.5 \times 10$  cm (medidos sobre el plomo) y con el plomo a 1 cm de distancia del hidrófono de 500 kHz. Con el haz vertical, el plomo se situó a una profundidad aproximada de 1 cm en agua, para alinearlo con el máximo de dosis longitudinal del haz y tener el máximo de señal posible.

En el caso del Clinac, aunque el blindaje electromagnético es mucho mejor y por tanto observamos mucho menos ruido, no tuvimos la oportunidad de realizar medidas de fondo electromagnético con alto voltaje, por lo que no es posible separar, con los datos actuales, la parte puramente acústica de la señal de la parte de radiofrecuencia.



**Gráfica 62:** Medida realizada en el Varian Clinac recibiendo con el transductor de 500 kHz y con el plomo de 2,5cm a una distancia de 1 cm

Dado que no podemos comparar con ninguna otra configuración experimental, no podemos afirmar que la señal que observamos es totalmente acústica. Pero aún así podemos estimar con la velocidad del agua y la distancia a la que se encuentra el plomo del transductor en qué momento comenzará la onda a llegar.

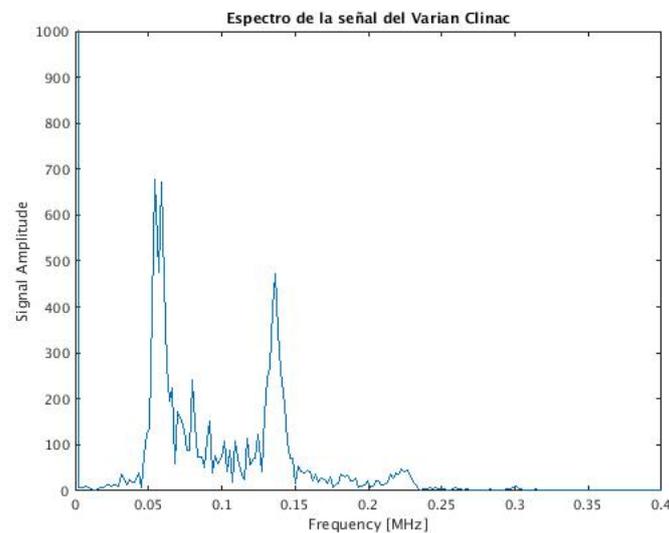


**Gráfica 63:** Estimación de la llegada de la señal acústica en la medida del Varian Clinac.

El cálculo aproximado nos indica que la onda acústica llegará a los  $6.67 \cdot 10^4 ns$  que es aproximadamente donde llega la onda medida.

También mostramos el espectro de la medida, que se ajusta a los valores esperados y que podemos captar con el instrumental (hidrófonos) de la frecuencia de nuestro equipamiento.

51

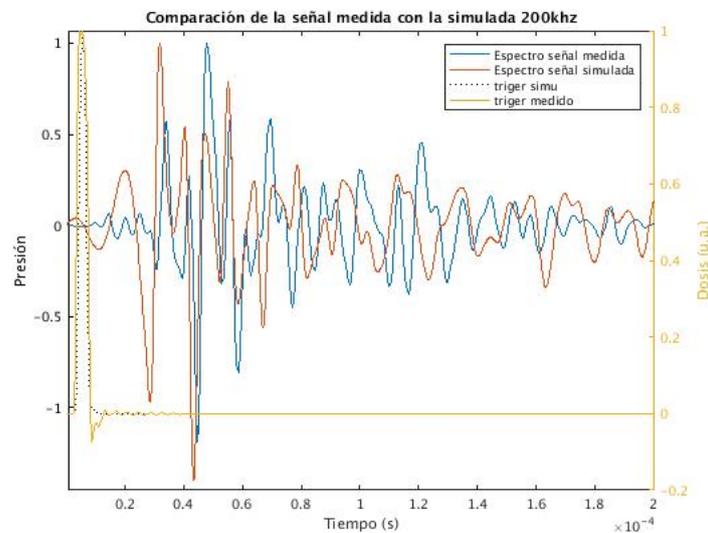


**Gráfica 64:** Espectro de la medida realizada en el Varian Clinac

## 5.6. Comparación de las simulaciones con las medidas experimentales

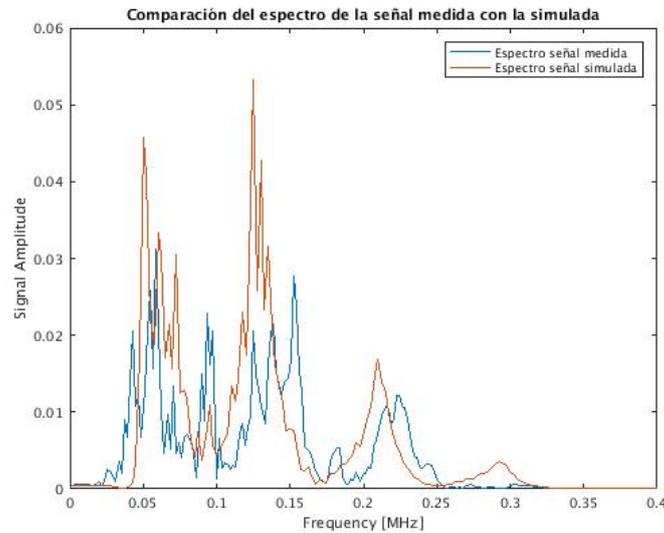
En esta sección intentamos dar sentido a las medidas experimentales adquiridas mediante su comparación con la simulación descrita en las secciones anteriores. Debido a que las simulaciones se realizaron con anterioridad a las medidas, y algunos de los parámetros de la irradiación fueron variados durante el experimento (distancia al haz, tamaño del campo, etc), no ha sido posible realizar una comparación realista en todos los casos dado que además, no tenemos perfectamente caracterizada la respuesta en frecuencia de los transductores, por lo que la simulación de la respuesta de los transductores a la onda de presión esperada tampoco es precisa. Tampoco ha sido posible, debido al alto tiempo de computación necesario para realizar las simulaciones tridimensionales, ajustar los datos de la simulación a las medidas realizadas. Sin embargo, aun teniendo esto en cuenta, se muestran algunas gráficas que pueden dar una idea de la bondad de la medida y servir como base para futuras investigaciones.

Por ejemplo, en la siguiente gráfica podemos ver la señal generada por un haz circular de 4 cm incidiendo sobre un plomo de 2,5cm y con el transductor a una distancia de 1,5 cm medido con el transductor de 200 kHz. En nuestra simulación la distancia a la que se encuentra el transductor del centro del plomo es de 2cm. Esto nos hace que la señal esté ligeramente desplazada pero que mantenga aproximadamente la misma forma.



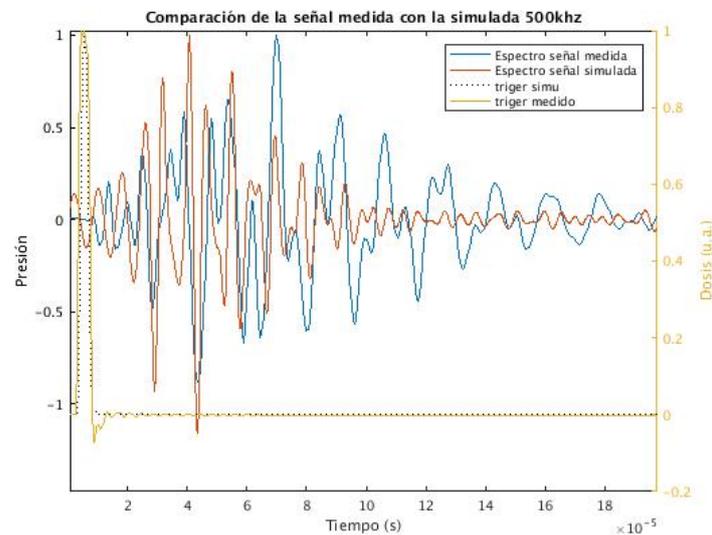
**Gráfica 65:** Comparación de las medidas experimentales con la simulación de un plomo de 2,5cm con el transductor de 200 kHz

Si estudiamos el espectro de frecuencias podemos observar que las frecuencias a las que la amplitud de la señal es mayor, son aproximadamente las mismas.



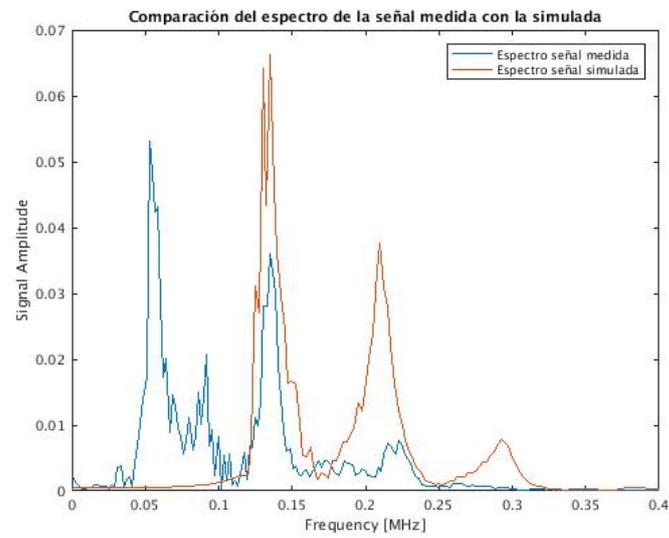
**Gráfica 66:** Comparación de los espectros normalizados a la integral de las medidas experimentales con la simulación de un plomo de 2,5cm con el transductor de 200 kHz (normalizados a la integral)

Si observamos la señal con el transductor de 500kHz vemos que ocurre lo mismo que en el caso del transductor de 200 kHz. Al estar en nuestra simulación a una distancia ligeramente distinta hace que la señal se encuentre desplazada.



**Gráfica 67:** Comparación de las medidas experimentales con la simulación de un plomo de 2,5cm con el transductor de 500 kHz

En este caso, el espectro en frecuencias no coincide en el primer pico. Esto puede ser debido a el filtro utilizado para simular la respuesta en frecuencia del transductor no es el adecuado, y la respuesta en frecuencia del sistema permita en realidad el paso de bajas frecuencias de forma más acusada de lo que suponemos.



**Gráfica 68:** Comparación de los espectros normalizados a la integral de las medidas experimentales con la simulación de un plomo de 2,5cm con el transductor de 500 kHz

## 6. Conclusiones

Este trabajo y los resultados preliminares que en él se presentan constituyen la primera medida experimental de ondas gammaacústicas realizada por el Grupo de Física Nuclear, y la primera realizada en la historia en cualquier institución en un aparato de radiocirugía clínica como el Cyberknife.

Un amplio trabajo de simulación y estudio de la forma de onda y los espectros esperados (utilizando simulaciones MonteCarlo con FLUKA y el propagador de ondas k-Wave) sirvió para realizar una elección óptima de los elementos de medida (hidrófonos, transductores, amplificadores, hardware de digitalización), así como de la mejor distribución posible y geometría de medida relativa entre el haz, el bloque de plomo y el detector. Se ha determinado la forma del haz óptimo, así como las características y disposición de nuestro blanco de plomo y el transductor utilizado para medir la señal acústica.

Durante el tiempo de trabajo en el laboratorio se trabajó intensamente en la mejora del montaje, identificando y evitando todas las posibles fuentes de ruido, seleccionando hidrófonos, transductores, cables, amplificadores y filtros, para obtener una señal lo más limpia posible.

Todo este trabajo tuvo su recompensa en una medida experimental de señales fotoacústicas en la clínica Ruber de Madrid el 18 de septiembre de 2017, obteniéndose mediciones acústicas de la dosis depositada por un haz de fotones generado en una unidad Cyberknife y en otra unidad Varian Clinac, que atraviesa un ladrillo de plomo donde se genera la señal acústica. La elección del tipo de haz, en este caso de campo extenso, la posición de colocación de los ladrillos de plomo, así como el bloque de plomo utilizado fueron elegidos acorde a los resultados de las simulaciones realizadas a lo largo de este trabajo. El proceso de análisis de los datos continúa, quedando pendiente una actualización de las simulaciones para representar con mayor fidelidad las condiciones experimentales medidas, pero los resultados son enormemente prometedores.

El proyecto de medidas gammaacústicas continuará en el futuro con más medidas en diversos haces clínicos, incluyendo una serie de medidas planeadas para Noviembre de 2017 a realizarse en el haz clínico de protones de la Universidad de Pennsylvania, en Philadelphia, USA.

## **A. Póster de la XXXVI Reunión bienal de la Real Sociedad Física Española.**

Parte de los resultados de este trabajo fueron presentados en la XXXVI Reunión bienal de la Real Sociedad Física Española en forma de póster que se adjunta a continuación.

# Estudio de optimización de un montaje experimental para mediciones gamma-acústicas en un haz clínico de fotones

O.M. Giza<sup>1</sup>, J.M. Udías<sup>1</sup> y D. Sánchez-Parcerisa<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Grupo de Física Nuclear, Dpto. Física Atómica, Molecular y Nuclear, Universidad Complutense de Madrid, CEI Moncloa, España

\*oliviami@ucm.es

Grupo de Física Nuclear. UCM

## INTRODUCCIÓN

## OBJETIVO

- La deposición de dosis causada por radiaciones ionizantes genera un aumento local de temperatura, que a su vez causa una onda de presión que puede ser detectada con equipamiento de ultrasonidos.
- Es posible utilizar esta propiedad para monitorizar tratamientos de radioterapia, colocando detectores de ultrasonidos en ciertas posiciones del campo de radiación que permitan reconstruir la posición e intensidad del campo de radiación.

El **OBJETIVO** de este trabajo es **optimizar**, por medio de programas de simulación, el montaje experimental, (posicionado de los elementos y selección del equipamiento ultrasónico y electrónico) para medidas de **gamma-acústica en un haz clínico de fotones**.

## MATERIALES Y MÉTODOS

- La onda presión generada por una deposición de dosis es igual a:

$$Presión = dosis \cdot \Gamma \cdot \rho$$

Donde  $\Gamma$  representa el coeficiente Grüneisen, y  $\rho$  la densidad.

- Por ello, realizaremos las medidas introduciendo un bloque de plomo en una cuba de agua, aprovechando los altos valores de  $\Gamma$  y  $\rho$  del plomo., obteniendo una amplificación aproximada de un x100.
- En el estudio compararemos distintos tamaños del bloque de plomo y dos configuraciones de haz: campo ancho y campo estrecho.

- Las medidas a optimizar se realizarán en colaboración con la unidad de Cyberknife del servicio de radiofísica del hospital Ruber Internacional.
- Para la simulación espacial de dosis usamos el código MonteCarlo FLUKA [1,2] aproximando el espectro de fotones de 6 MV por un haz monoenergético de 2 MeV. La Figura 2 muestra una distribución de dosis para la configuración de haz de campo ancho y un bloque de plomo de 25 mm de espesor.
- Para la simulación de la onda sonora de presión utilizaremos la toolbox K-Wave [3] basada en MATLAB teniendo, en cuenta el perfil temporal del pulso medido con un centelleador de CeBr conectado a un fotomultiplicador [4].



Fig 1. Esquema del montaje experimental.

### Montaje Experimental

- El montaje experimental a optimizar consta de un haz clínico de fotones Cyberknife irradiando una cuba de agua donde introducimos bloques de plomo de 40 mm x 80 mm y 5, 15 o 25 mm de grosor.
- Estudiaremos mediante filtros distintos transductores con diferentes frecuencias de resonancia y anchos de banda, conectados a un amplificador diferencial y una digitalizadora.

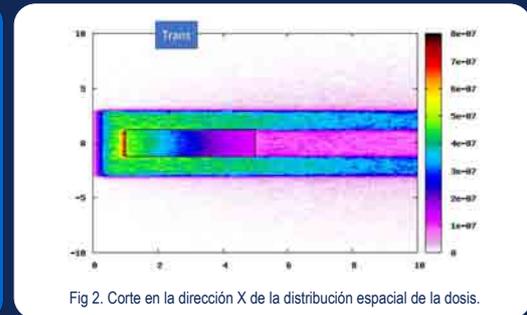


Fig 2. Corte en la dirección X de la distribución espacial de la dosis.

## RESULTADOS

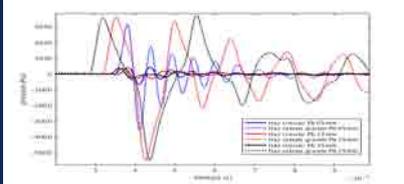


Fig 3. Comparación de la señal del haz de campo ancho y estrecho

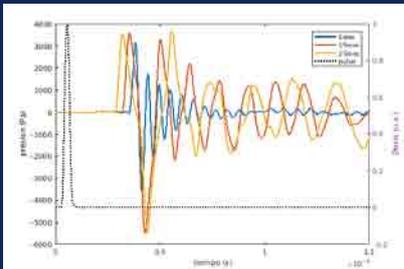


Fig 4. Pulso del haz y onda acústica simulada para tres grosores distintos de la lámina de plomo en configuración de campo grande y con la lámina paralela al haz..

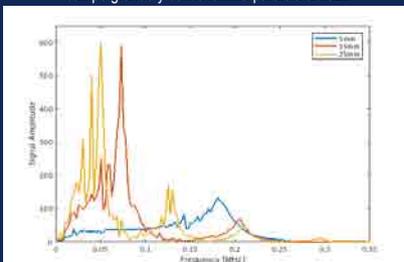


Fig 5. Espectro de las ondas de la Fig 4.

- Independientemente del tamaño del bloque de plomo, obtenemos más señal para campo amplio (10 cm x10 cm) que campo estrecho (Ø 5 mm) (Fig 3).
- No existen diferencias significativas en la amplitud de la señal entre los tres tamaños de plomo utilizados, debido a que la diferencia de presión se genera en la interfaz entre plomo y agua. Si se detecta un aumento en el tiempo de llegada a medida que se aleja la interfase plomo-agua del transductor (Fig 4).
- El espectro de frecuencias (Fig. 5) varía en función del tamaño del plomo utilizado, lo que condicionará la elección óptima del transductor. Todas las señales se encuentran por debajo de 250 kHz y tienen un gran ancho de banda.
- Los transductores con una respuesta estrecha en frecuencia (Fig 6-7) no conservan la información temporal, por lo que no son útiles para determinar tiempos de llegada. Para ello son necesarios anchos de banda mayores (Fig 8).

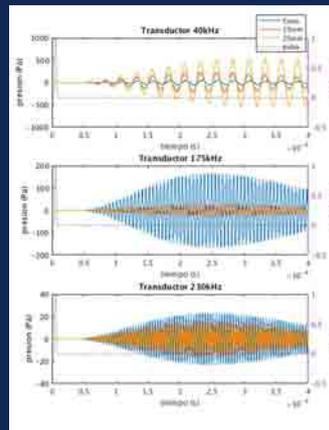


Fig 6. Onda acústica filtrada por unos transductores de 40, 175 y 230 kHz y ancho de banda estrecho (~1%) .

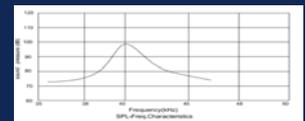


Fig 7. Respuesta en frecuencia del transductor de 40kHz..

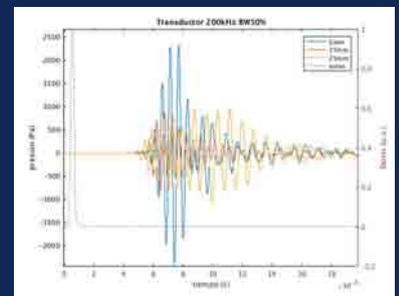


Fig 8. Onda acústica filtrada por un transductor de 200kHz con un ancho de banda del 50% .

## CONCLUSIONES

- El bloque de plomo tiene un efecto amplificador independiente de su tamaño.
- Es más favorable la irradiación en campo ancho que estrecho.
- Es conveniente utilizar transductores ultrasónicos de banda ancha y ajustar su frecuencia de resonancia al montaje ideado.

## Referencias

- [1] T.T. Böhlen et al. Nuclear Data Sheets 120 (2014): 211-214
- [2] A. Ferrari, P.R. Sala, A.Fasso and J. Ranft. CERN-2005-10 (2005) INFN/TC 05/11, SLAC-R-773.
- [3] Treeby, B.E. & Cox, B.T. Journal of biomedical optics 15.2 (2010) : 021314-021314
- [4] V. Sánchez-Tembleque, et al. "Medida simultánea del espectro y el perfil temporal del pulso de un LINAC desde fuera de la sala". XXXVI Reunión Bienal de la RSEF.

## B. Bibliografía

### Referencias

- [1] GLENN F. KNOLL. *Radiation Detection And Measurements*..
- [2] XIANG, L., ET AL. “X-Ray acoustic computed tomography with pulsed x-ray beam from a medical linear accelerator”. *Medical physics* **40.1** (2013)
- [3] JONES, K. C., ET AL. “Experimental observation of acoustic emissions generated by a pulsed proton beam from a hospital-based clinical cyclotron.”. *Medical physics* **42.12** (2015): 7090-7097
- [4] HICKLING, S., LÉGER P., & EL NAQA I. “Simulation and experimental detection of radiation-induced acoustic waves from a radiotherapy linear accelerator.”. *2014 IEEE International Ultrasonics Symposium Proceedings*
- [5] HICKLING, S., LÉGER P., & EL NAQA I. “On the Detectability of Acoustic Waves Induced Following Irradiation by a radiotherapy Linear Accelerator.”. *IEEE trans. on ultrasonics, ferroelectrics, and freq. control* **63.5** (2016): 683-690.
- [6] T.T. BÖHLEN ET AL “The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications”. *Nuclear Data Sheets* **120** (2014) 211-214.
- [7] A. FERRARI, P.R. SALA, A. FASSO, AND J. RANFT “FLUKA: a multi-particle transport code”. *CERN-2005-10* (2005), *INFN/TC\_05/11*, *SLAC-R-773*.  
<http://www.fluka.org/content/manuals/FM.pdf>
- [8] TREBY, B., COX, B. AND JAROS, J. “K-Wave a Matlab toolbox for the time domain simulation of acoustic wave fields user manual”.  
[http://www.k-wave.org/manual/k-wave\\_user\\_manual\\_1.1.pdf](http://www.k-wave.org/manual/k-wave_user_manual_1.1.pdf)
- [9] TREEBY, B. E., COX, B. T. “K-Wave: MATLAB toolbox for the simulation and reconstruction of photoacoustic wave fields”, *Journal of biomedical optics* **15.2** (2010) 021314-021314.
- [10] V. SÁNCHEZ-TEMBLEQUE, D. SÁNCHEZ-PARCERISA, L. M. FRAILE, J. M. UDÍAS “Medida simultánea del espectro y el perfil temporal del pulso de un LÍNAC desde fuera de la sala”, *XXXVI Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Simposio de Física Nuclear*.
- [11] M.G.S ALI, N.Z. ELSAYED, A. M. EID “Ultrasonic attenuation and velocity in steel standart reference blocks”.
- [12] W. M. HAYNES “*CRC Handbook of Chemistry and Physics*”
- [13] K. PARODI ET AL “Ionoacustics: A new direct method for range verification”. *Mod. Phys. Lett. A* **30**, 1540025(2015). DOI: 10.1142/S0217732315400258

- 
- [14] <http://www.ilocis.org/documents/chpt48e.htm>
- [15] [https://www.researchgate.net/figure/242641740\\_fig1\\_Figure-1-Propagation-of-a-plane-waves-and-b-spherical-waves](https://www.researchgate.net/figure/242641740_fig1_Figure-1-Propagation-of-a-plane-waves-and-b-spherical-waves)
- [16] <http://faculty.wcas.northwestern.edu/~infocom/Ideas/waves.html>
- [17] <http://www.profesorenlinea.cl/fisica/SonidoOndas.htm>
- [18] <https://lidiakonlaquimica.wordpress.com/tag/longitud-de-onda/>
- [19] <https://larevoluciondelosquanta.files.wordpress.com/2014/02/bragg-peak1.png>
- [20] <http://www.accuray.com/product/cyberknife>
- [21] [http://scientificsentence.net/Equations/Nuclear\\_Physics/index.php?key=yes&Integer=linear\\_accelerator](http://scientificsentence.net/Equations/Nuclear_Physics/index.php?key=yes&Integer=linear_accelerator)
- [22] [https://clinicalgate.com/wp-content/uploads/2015/04/B9780443104190000103\\_gr2.jpg](https://clinicalgate.com/wp-content/uploads/2015/04/B9780443104190000103_gr2.jpg)
- [23] [http://www.farnell.com/datasheets/1958598.pdf?\\_ga=2.35177761.1201439404.1505902849-1967646462.1493895036](http://www.farnell.com/datasheets/1958598.pdf?_ga=2.35177761.1201439404.1505902849-1967646462.1493895036)
- [24] [http://www.farnell.com/datasheets/1760001.pdf?\\_ga=2.225682842.1201439404.1505902849-1967646462.1493895036](http://www.farnell.com/datasheets/1760001.pdf?_ga=2.225682842.1201439404.1505902849-1967646462.1493895036)
- [25] [http://www.farnell.com/datasheets/1759997.pdf?\\_ga=2.225682842.1201439404.1505902849-1967646462.1493895036](http://www.farnell.com/datasheets/1759997.pdf?_ga=2.225682842.1201439404.1505902849-1967646462.1493895036)
- [26] [http://www.alligatortech.com/downloads/USBPIA-S1\\_Data\\_Sheet.pdf](http://www.alligatortech.com/downloads/USBPIA-S1_Data_Sheet.pdf)
- [27] [http://www.alligatortech.com/downloads/USBPBP-S1\\_Data\\_Sheet.pdf](http://www.alligatortech.com/downloads/USBPBP-S1_Data_Sheet.pdf)
- [28] <http://www.daselsistemas.com/index.php/es/productos/ultrasonido-convencional/amplus32>
- [29] <https://www.picotech.com/oscilloscope/4262/picoscope-4262-overview>
- [30] <http://www.daselsistemas.com/index.php/es/productos/ultrasonido-convencional/amplus32>
- [31] <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0031-9155/51/10/013>
- [32] PHD THESIS MAILYN PÉREZ LIVA *Time Domain image reconstruction methods for transmission ultrasound computed tomography (2017)*
- [33] PHD THESIS PAULA IBÁÑEZ GARCÍA *Implementation and validation of ultrafast dosimetric tools for IORT. (2017)*

- [34] F. SALVAT, J. M. FERNANDEZ-VAREA, J. BARO, AND J. SEMP AU. *PENELOPE, an algorithm and computer code for Monte Carlo simulation of electron-photon showers. Informes Tecnicos CIEMAT, 799, 1996.*
- [35] F. SALVAT, J. M. FERNÁNDEZ-VAREA, AND J. SEMP AU. *PENELOPE-2006: A code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. In Workshop proceedings, volume 7, 2006.*
- [36] J. SEMP AU, A. BADAL, AND L. BRUALLA. *A PENELOPE-based system for the automated Monte Carlo simulation of clinacs and voxelized geometries application to far-from-axis elds. Medical physics, 38(11):5887-5895, 2011.*
- [37] H. AZHARI. *Basics of biomedical ultrasounds for engineers. John Wiley and sons, 2010*
- [38] C.R.HILL, J.C. BAMBER G. R. TER HAAR *Physical principles for medical ultrasonics RJAV X, 1, 33-38, 2013.*
- [39] B.WANG ET AL. *Photoacoustic tomography system for noninvasive real-time three-dimensional imaging of epilepsy, Biomedical Optics Express Vol. 3, Issue 6, pp. 1427-1432 (2012) <https://doi.org/10.1364/BOE.3.001427>*
- [40] R. A. KRUGER ET AL. *Photoacoustic angiography of the breast, Med. Phys. 37(11), 6096-6100 (2010).*
- [41] J. XIAO ET AL. *Quantitative two-dimensional photoacoustic tomography of osteoarthritis in the finger joints, Opt. Express 18(14), 14359-14365 (2010).*
- [42] SEBASTIAN LEHRACK ET AL. *Submillimeter ionoacoustic range determination for protons in water at a clinical synchrocyclotron 2017 Phys. Med. Biol. 62 L20*
- [43] S.ESPAÑA ET AL. *PeneloPET, a Monte Carlo PET simulation toolkit based on PENELOPE: Features and Validation, 2006 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*