FIA 2018
XI Congreso Iberoamericano de Acústica; X Congreso Ibérico de Acústica; 49º Congreso Español de Acústica -TECNIACUSTICA'18-
24 al 26 de octubre

MAGNETISMO Y ACÚSTICA: CARACTERIZACIÓN VISCOELÁSTICA MEDIANTE SISTEMAS MAGNÉTICO-ULTRASÓNICOS

PACS: : 43.55.Ka, 43.55.Br, 43.58.Ta, 43.20.Fn

Miguel Company, Noé Jiménez, José María Benlloch, Francisco Camarena.

Instituto de Instrumentación para Imagen Molecular (i3M), Universitat Politècnica de València, Camino de Vera, S/N, 46022, Valencia, Spain. mcompany@i3m.upv.es

Palabras Clave: Magneto-motive Ultrasound; Elastography; Viscoelasticity

ABSTRACT

Metamaterials allow the accurate control of the acoustic scattering using subwavelength thickness panels. In this work, we report the scattering of spiral-shaped metasuperficies with practical application to sound diffusers. We analytically, numerically and experimentally show that bipolar spiral-shaped metasuperficies produce broadband non-specular reflection. We observe that the reflected energy can be scattered at higher diffraction orders and, due to the spiral geometry, the phase of the scattering field rotates producing a vortex in the near field. Thus, the specular component at normal incidence vanish. This produces a perfect correlation-scattering coefficient when comparing to a rigid flat reflector of same dimensions. In particular, the scattering of an Archimedes spiral metasuperficie is presented. We show that the scattering pattern corresponds to a high-order Bessel beam. The use of binary locally reacting surfaces with chiral geometry produce non-specular reflected patterns, allowing the use of these structures use as sound diffusers.

RESUMEN

Presentamos un sistema mixto magnético-ultrasónico que permite caracterizar las propiedades mecánicas de medios viscoelásticos. El sistema estima el módulo elástico de cizalla y el módulo viscoso de cizalla del medio, mediante el análisis de la dinámica de una esfera rígida en el seno del mismo. En este trabajo realizamos el estudio viscoelástico de diferentes phantoms de gelatina para comprobar la precisión y repetibilidad del sistema. Además, examinamos el efecto de la temperatura del medio sobre los dos módulos viscoelásticos. La dinámica de la esfera observada experimentalmente se ajusta a las predicciones teóricas y a las simulación mediante elementos finitos.

1 INTRODUCCIÓN

La evaluación de las propiedades mecánicas de los medios viscoelásticos es de gran interés tanto en medicina, donde se ha demostrado que las propiedades biomecánicas del tejido se correlacionan a menudo con su estado fisiológico [1-3], como en industria, donde el conocimiento de las propiedades mecánicas del medio permiten predecir las propiedades, apariencia o rendimiento de polímeros [4-5], hormigones [6,7], asfatos [8] o alimentos [9,10]. La respuesta mecánica de una esfera sólida sometida al efecto de una fuerza externa puede usarse para determinar las propiedades viscoelásticas del medio circundante. Esta relación fue explorada primero teóricamente por Oestreicher considerando un modelo reológico Kelvin-Voigt en un medio con la misma rigidez y viscosidad [11]. Más tarde, Ilinskii obtuvo las respuestas de desplazamiento estático y transitorio de una esfera y una burbuja incrustada en un medio elástico [12], y Aglyamov extendió el trabajo a los medios viscoelásticos [13]. Finalmente Urban propuso un desarrollo teórico para describir la respuesta de un esfera generalizada, de forma que se puede aplicar cualquier modelo reológico viscoelástico [14].

A partir de estos trabajos teóricos, se han llevado a cabo varios estudios para caracterizar localmente phantoms similares a tejidos mediante el movimiento de una esfera por medio de la fuerza de radiación acústica (ARF) producida en el foco de un haz ultrasónico. El grupo del Prof. Greenleaf calculó las propiedades viscoelásticas de los materiales de gelatina a diferentes frecuencias mediante el uso de dos haces ultrasónicos confocales de frecuencias ligeramente diferentes, de modo que la interferencia de estos dos haces en el punto focal hace que el objeto vibre a la frecuencia de batido [15-17]. El grupo del Prof. Emelianov evaluó localmente el módulo de corte de un medio mediante el uso del ARF generado en el foco de un haz de ultrasonido enfocado y excitado con un pulso corto [18]. Sin embargo, un problema común en las técnicas basadas en ARF es que la magnitud de la fuerza ejercida en el foco dentro del tejido no se puede medir con precisión, y su estimación depende de la absorción y heterogeneidad del medio entre el emisor y el foco, la atenuación de el medio en el foco, así como en el régimen de propagación de la onda, que puede caer en el régimen débilmente no lineal.

Magneto-Motive Ultrasound (MMUS) es una técnica de imagen en la que las nanopartículas magnéticas se excitan usando un campo magnético aplicado externamente y sus desplazamientos se estiman mediante ultrasonidos [19-22]. Se ha utilizado en su modalidad pulsada, *pulsed Magneto-Motive Ultrasound* (pMMUS), para visualizar eventos a niveles moleculares y celulares [23-25] y para generar ondas acústicas de corte para imágenes de elastografía [26]. La técnica MMUS se ha aplicado *in vivo* [27-28], y se ha combinado con otras técnicas de imagen como fotoacústica [29], PET y MRI [30].

En este artículo, proponemos un nuevo método para estimar los parámetros viscoelásticos de sólidos blandos. Usamos una configuración experimental pMMUS para evaluar la dinámica de una esfera ferromagnética, de tamaño milimétrico, excitado por una fuerza magnética externa e incrustada en un phantom de gelatina, como se esquematiza en la Fig. 1. Primero, se excita una bobina con un pulso eléctrico. En segundo lugar, el campo magnético generado produce una fuerza de atracción transitoria sobre la inclusión ferromagnética. En tercer lugar, utilizando un sistema de ultrasonido de pulso-eco, la posición de la inclusión se rastrea dinámicamente, y mediante el uso de métodos de correlación cruzada se obtiene la forma de onda de desplazamiento variable en el tiempo de la esfera. Finalmente, los parámetros elásticos del medio viscoelástico circundante se estiman a partir de la dinámica de la esfera.

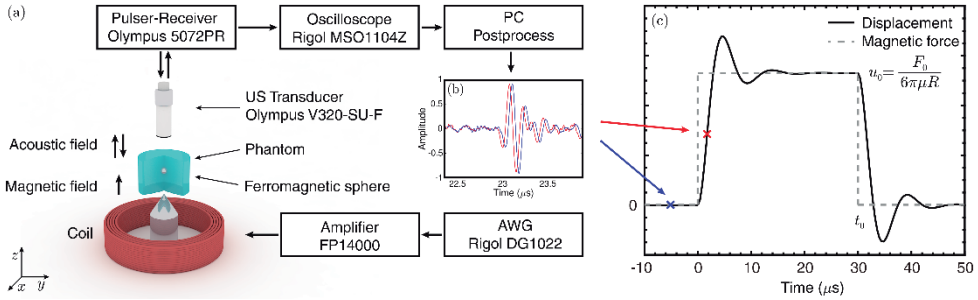


Figura 1. (a) Croquis y diagrama de bloques de la configuración experimental del sistema MMUS viscoelástico. (b) Ejemplo de señales ultrasónicas de pulso-eco: la línea azul corresponde a la posición de referencia en ausencia de fuerza magnética y la línea roja corresponde a un instante en que está presente la fuerza magnética. (c) Forma de onda de desplazamiento como resultado de la correlación cruzada de las señales de eco de pulso ultrasónico (línea continua) y de la onda de fuerza magnética (línea discontinua) correspondiente a una excitación pulsada ideal.

2 MODELO

2.1 Dinámica de una esfera sólida incrustada en los medios viscoelásticos

Las ecuaciones de movimiento para un medio tipo Kelvin-Voigt en el dominio de la frecuencia se escriben como [13]

$$-\tilde{\nabla}P + G\tilde{\nabla}^2\mathbf{U} + \rho\omega^2\mathbf{U} = 0, \tag{1}$$

donde P y $\mathbf{U}$ son las transformadas de Fourier de la presión y desplazaminento, p y $\mathbf{u}$, ω es la frecuencia angular y $G = (\mu - i\omega\eta)$ es el módulo de corte complejo. Consideramos una esfera rígida incrustada en los medios viscoelásticos sometida a una fuerza externa transitoria $F_z^{\text{ext}}(t)$ aplicada en su superficie y actuando en la dirección z. En el dominio de frecuencia, y para pequeños desplazamientos, la componente z del desplazamiento de la esfera $U_z(\omega)$ y la transformada de Fourier de la fuerza externa $F_z^{\text{ext}}(\omega)$ están linealmente relacionados por [12]

$$F_z^{\text{ext}}(\omega) = \left[-M\omega^2 + 6\pi\eta R\left(1 - ikR - \frac{1}{9}k^2R^2\right)\right]U_z(\omega), \tag{2}$$

donde $M = 4\pi\rho_s R^3/3$ es la masa, ρ_s la densidad y R es el radio de la esfera sólida, y k es el número de onda complejo en los medios viscoelásticos dados por la relación de dispersión $k^2 = \rho\omega^2/(\mu - i\omega\eta)$. En nuestro estudio, sometemos la esfera a una fuerza magnética pulsada. En primer lugar, suponemos que la evolución temporal de la fuerza magnética está dada por un pulso rectangular ideal, como se muestra en la Fig. 1 (c), escrito como:

$$F_z^{\text{ext}}(t) = \begin{cases} -F_0 & 0 \le t \le t_0, \\ 0 & t > t_0, \end{cases} \tag{3}$$

donde t_0 es la duración y F_0 la amplitud del pulso. Su transformada de Fourier viene dada por

$$F_z^{\text{ext}}(\omega) = -\frac{iF_0}{\omega}\left(e^{i\omega t_0} - 1\right). \tag{4}$$

Así, el desplazamiento de la esfera sólida en un medio viscoelástico en el dominio de tiempo es [12]:

$$u_z(t) = -\frac{iF_0}{12\pi^2\eta R}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\left(e^{i\omega t_0} - 1\right)e^{-i\omega t}}{\omega(\mu - i\omega\eta)\left(1 - ikR - k^2R^2(1 + 2b)/9\right)}d\omega \tag{5}$$

donde $b = \rho_s/\rho$ es la densidad normalizada de la esfera con respecto a la densidad media.

2.2 *Fuerzas magnéticas sobre la esfera*

La fuerza magnética $\mathbf{F}$ que actúa sobre una pequeña partícula de volumen V debido al gradiente de la densidad de flujo magnético $\mathbf{B}$ viene dada por [31]

$$\mathbf{F} = - K_p \frac{V}{m_0} \mathbf{B}_0 \times \tilde{\nabla} \mathbf{B}_0, \tag{6}$$

donde $\mathbf{B}_0$ es la densidad de flujo magnético en ausencia de una partícula magnética, es decir, en vacío ($\mathbf{B}_0 = m_0 \mathbf{H}$), m_0 es la la permeabilidad magnética en el vacío, K_p es la susceptibilidad magnética volumétrica, $K_p = \mathbf{M} / \mathbf{H}$, donde $\mathbf{H}$ es la intensidad del campo magnético y $\mathbf{M}$ es la magnetización del material. La esfera utilizada en este experimento está hecha de material ferromagnético blando. Por lo tanto, su magnetización es una función lineal del campo magnético aplicado hasta que alcanza la saturación magnética. Dado que todas las medidas en este estudio se realizan a valores relativamente bajos de campo magnético, insuficientes para saturar el material, la magnetización de la esfera se estima en $\mathbf{M} = 3\mathbf{H}$. En el eje z del sistema axisimétrico, la fuerza magnética que actúa sobre la esfera viene dada por:

$$F_z^{\text{ext}}(z,t) = - \frac{4\pi R^3}{m_0} B_z(z,t) \frac{\partial B_z(z,t)}{\partial z}. \tag{7}$$

Esta expresión se ha utilizado en el presente estudio para calcular la fuerza magnética teórica sobre la esfera, que, como mostraremos, también puede estimarse experimentalmente.

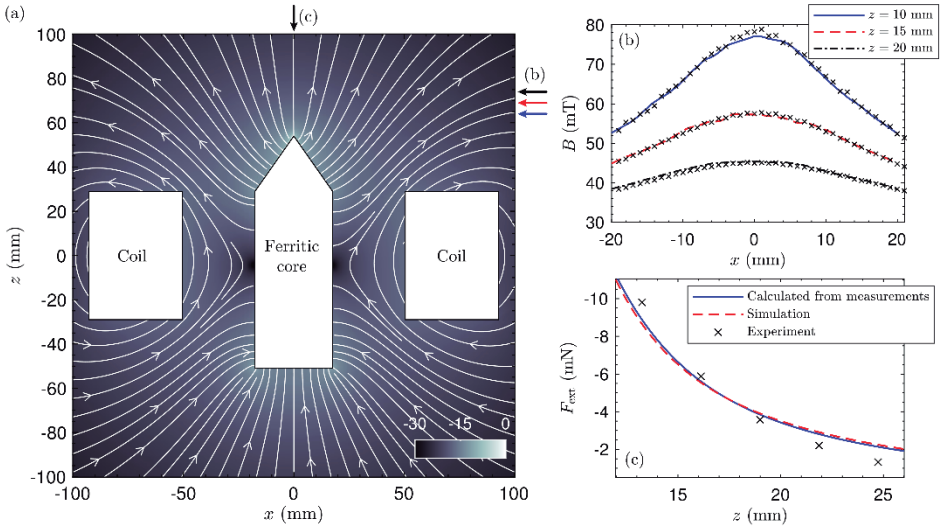


Figura 2. (a) Esquema de la bobina y el núcleo ferrítico, densidad de flujo magnético simulado FEM y líneas de campo (blanco). Colormap en $10 \log_{10} | B | / | B |_{\max}$ unidades. (b) Densidad de flujo magnético simulado (líneas) y experimental (marcadores) a $z = 10$ mm (rojo continuo), $z = 15$ mm (azul discontinuo) y $z = 20$ mm (negro punteado) . (c) Fuerza magnética ejercida sobre la esfera medida experimentalmente usando una balanza (marcadores), calculada a partir del campo magnético medido (negro continuo) y simulada (rojo discontinuo).

2.3 *Métodos experimentales*

La configuración experimental que produce la fuerza magnética sobre la esfera ferromagnética se muestra en la Fig. 1 (a). Por un lado, utilizamos una bobina de cobre (S1013, Solen Inc.) con una altura y un radio de 45 mm y 178 mm, respectivamente. Dentro de la bobina se encuentra un núcleo de acero ferrítico (acero AISI 430) con un radio de 35 mm. La bobina se excita con un amplificador de potencia de 2800 W (FP14000) que recibe la señal de excitación de un generador de forma de onda arbitrario (Rigol DG1022). En particular, excitamos la bobina con las formas de onda apropiadas para crear aproximadamente impulsos cuadrados de corriente eléctrica en la bobina de $t_0 = 30$ ms de duración, repitiendo cada 200 ms. Se usa un

amperímetro (TA018, Tecnología Pico) para observar la corriente en la bobina y evaluar la calidad del pulso cuadrado. Un magnetómetro Hall de tres ejes (THM1176, Metrolab) se utiliza para caracterizar el campo magnético del sistema a una corriente constante. Finalmente, se usa una escala de pesaje (Cent-O-Gram Model 311, OHAUS) para medir experimentalmente la fuerza magnética ejercida sobre una esfera ferromagnética (acero AISI 430) a diferentes alturas y a diferentes valores de corriente en ausencia de medios viscoelásticos. Esto nos permite validar el valor de la fuerza dada por la teoría.

El desplazamiento de la esfera se estima a partir de los cambios temporales de los ecos producidos por un sistema convencional A-scan de los EE. UU. Tal como se esquematiza en las Figs. 1 (b, c). Un transductor de 7,5 MHz (V320-SU-F, Olympus) se excita con un receptor de impulsos (5072PR, Olympus). El receptor de impulsos está configurado a una frecuencia de repetición de impulsos de 2,5 kHz, que permite la recepción de un eco cada 0,4 ms. Las señales de radiofrecuencia (RF) del receptor de impulsos son adquiridas por un osciloscopio (MSO1104Z, Rigol) con una duración de grabación total de 150 ms. La posición de la esfera está dada por la correlación cruzada fuera de línea entre las señales de RF y una señal de referencia en la que la esfera está en reposo, es decir, en su estado inicial sin ser excitada magnéticamente [32] Aquí se considera la interpolación hasta una frecuencia de muestreo de 10 GHz para aumentar la precisión en los desplazamientos estimados hasta una resolución de 0,3 µm. Consideramos 2 phantoms de gelatina diferentes de forma cilíndrica con un diámetro de 33 mm y un volumen de 25 ml. Primero, se produjo "Phantom A" mezclando agua y polvo de gelatina, con una concentración de gelatina de 60 g / l. En segundo lugar, se produjo "Phantom B" mezclando agua, glicerina y gelatina en polvo, con una concentración de gelatina de 60 g / ly una concentración de glicerina del 40 % del volumen total. Se introdujo una esfera ferromagnética de 2 mm de diámetro de acero normalizado (AISI 52100) durante la producción de ambos phantoms a aproximadamente 15 mm de la superficie inferior.

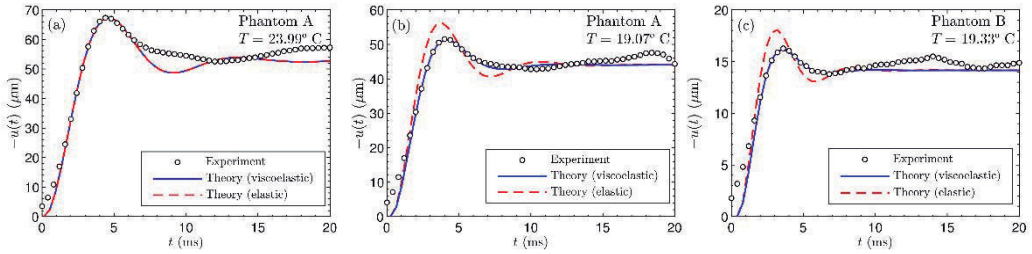


Figura 3. Dinámica de la esfera incrustada en los medios (visco) elásticos. (a) Forma de onda de desplazamiento para el espectro A a T=23.99º C, medido experimentalmente (círculos), usando la teoría elástica $(h = 0)$ (línea roja), y utilizando la teoría viscoelástica (línea azul) . (b) Forma de onda de desplazamiento correspondiente para el espectro A a T=19.07º C. (c) Formas de onda de desplazamiento correspondientes para el espectro B a T=19.33º C.

3 Resultados

3.1 Caracterización de la fuerza magnética

Comenzamos a mostrar la calibración y validación de las fuerzas magnéticas que actúan sobre la esfera en ausencia de medios viscoelásticos. Primero, el campo magnético simulado de FEM en ausencia de esfera ferromagnética se muestra en la Fig. 2 (a). Como se esperaba, el campo magnético está altamente mejorado cerca de la punta del núcleo ferrítico. En segundo lugar, se ha llevado a cabo una medición directa del campo magnético del sistema en régimen estático alrededor del área en la que se ubicará la esfera ferromagnética, alimentando la bobina con una corriente continua de 20 A. El valor del componente z del campo magnético se tomaron muestras a lo largo de 3 barridos horizontales de 40 mm de longitud con un paso de 1 mm en dirección x , a 10 mm, 15 mm y 20 mm de altura desde el núcleo, como se muestra en la Fig. 2

(b). Los datos experimentales están en perfecto acuerdo con la densidad de flujo magnético simulado. Finalmente, la fuerza magnética en función de la distancia a la bobina, es decir, en el eje de simetría, se muestra en la Fig. 2 (c). Primero, la fuerza se midió directamente usando una balanza con una precisión de 0.01 gramos (≈ 0.1 mN). En segundo lugar, el campo magnético se midió experimentalmente a lo largo de la dirección axial desde la punta del núcleo, desde 3,4 mm a 23,4 mm con un paso de 1 mm. Luego, usando estos datos la fuerza magnética ejercida sobre una esfera ferromagnética de 3 mm de radio se calculó a diferentes alturas. En tercer lugar, se llevó a cabo una simulación de FEM que incluía la esfera ferromagnética en el dominio. Ambas mediciones, directas e indirectas, concuerdan con la fuerza simulada, como se muestra en la Fig. 2 (c). La magnitud de la fuerza muestra una dependencia de la ley de potencia respecto a la distancia, disminuyendo más rápidamente cerca de la punta del núcleo ferrítico. Sin embargo, para pequeños desplazamientos del orden de 100 µm para distancias de alrededor de 20 mm, las variaciones de fuerza son pequeñas con respecto al valor de la fuerza (<1 %). Por lo tanto, consideramos constante la fuerza magnética ejercida sobre la esfera en movimiento.

3.2 Estimación de los parámetros viscoelásticos

Para el primer experimento, las formas de onda de desplazamiento correspondientes a los phantoms A y B se muestran en la Fig. 3. En este caso, la bobina se alimentó con pulsos de 30 A y 30 ms. En primer lugar, para el espectro A a alta temperatura (23.99° C) observamos que la curva teórica se ajusta a los experimentos durante los primeros 5-7 ms, como se muestra en la Fig. 3 (a) La relación entre la pendiente inicial y la amplitud de la primera oscilación está ajustada por ambos modelos, el elástico ($h = 0$) y viscoelástico con $h \approx 3.961 \times 10^{-14}$ Pa·s, que muestra el comportamiento cuasi-elástico característico del phantom de gelatina sin glicerina a alta temperatura. Vale la pena señalar aquí que la teoría fue desarrollada para un medio infinito. Sin embargo, en la práctica, cuando la inclusión se ve forzada a vibrar, se producen ondas de corte y se propagan a través del espectro de tamaño finito. Cuando las ondas de corte alcanzan el límite del contenedor phantom, se reflejan hacia atrás y, por lo tanto, la vibración de la partícula es influenciada por ellas. Usando los parámetros ajustados, obtenemos una velocidad de onda de corte de aproximadamente 1 m / s. Dado que la partícula se encuentra a unos 15 mm del fondo de la muestra, las ondas de cizalla reflejadas alcanzan la partícula a aproximadamente 10 ms. Por lo tanto, la ventana de tiempo para el ajuste se ajustó en consecuencia con el fin de capturar la respuesta dinámica sin reflejos de onda de corte.

Por el contrario, a baja temperatura o cuando se introduce glicerina en los phantoms, exhiben algo de viscoelasticidad y el modelo puramente elástico no puede describir con precisión la dinámica de la esfera, como se muestra en las Figs. 3 (b ,c), respectivamente. En estos casos, el modelo elástico sobreestima la amplitud de la primera oscilación, que se amortigua proporcionalmente al módulo viscoso. Sin embargo, el modelo viscoelástico se ajusta correctamente a los datos experimentales para ambos phantoms viscoelásticos. En particular, el efecto de mezclar glicerina en el espectro es aumentar el módulo viscoso, por lo tanto, amortiguar las oscilaciones de la esfera. Además, también aumenta el módulo elástico de cizallamiento, aumentando así la velocidad de la onda de corte.

4 CONCLUSIONES

Se ha desarrollado un sistema de ultrasonido Magneto-Motriz que combina fuerzas magnéticas transitorias con imágenes ultrasónicas. El método es capaz de obtener los parámetros viscoelásticos de un solido blando midiendo la dinámica de una inclusión ferromagnética. En particular, se utilizó una bobina para producir una fuerza magnética ejercida sobre una inclusión ferromagnética, cuyo campo magnético se estimó experimental y numéricamente. Tanto el campo magnético medido como las fuerzas magnéticas que actúan en

una esfera ferromagnética coinciden con las simulaciones y la teoría. Finalmente, el desplazamiento medido de la esfera dentro del fantoma permite la estimación de los parámetros viscoelásticos del medio circundante.

La fuerza en las técnicas basadas en ARF puede variar debido a una amplia gama de factores que incluyen inhomogeneidades o atenuación. Por el contrario, el medio no influye en el valor de la fuerza magnética ya que, en general, los sólidos blandos no son ferromagnéticos. Por esta razón, la técnica propuesta permite una caracterización robusta de los parámetros elásticos. Además, como la técnica utiliza un objeto ferromagnético macroscópico controlado también mejora la robustez de los parámetros estimados que pueden ser útiles para aplicaciones industriales y biomédicas. Esperamos que esta técnica abra nuevos caminos para desarrollar nuevas aplicaciones elastográficas utilizando sistemas basados en pMMUS.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado por el Ministerio de Economía e Innovación (MINECO) a través del Proyecto TEC2016-80976-R y la Generalitat Valenciana a través del proyecto AICO2016-108. M.C. agradece el apoyo financiero de la Generalitat Valenciana y el Fondo Social Europeo a través de la subvención "Programa Operativo Empleo Juvenil (POEJ) 2014-2020 CS2VALI3M006". N.J. reconoce el apoyo de la Generalitat Valenciana a través del contrato APOSTD/2017/042 y la subvencion para la realización de proyectos de I+D+i desarrollados por grupos de investigación emergentes GV/2018/011.

Referencias

[1] S. Aglyamov and A. Skovoroda, Biophysics, vol. 45, no. 6, pp. 1103–1111, 2000.
[2] J. Ophir, S. K. Alam, B. S. Garra, F. Kallel, E. E. Konofagou, T. Krouskop, C. R. Merritt, R. Righetti, R. Souchon, S. Srinivasan et al Journal of medical ultrasonics, vol. 29, no. 4, p. 155, 2002.
[3] A. Sarvazyan, "Elastic properties of soft tissues," New York: Academic Press, 2001, vol. 3, pp. 107–127.
[4] M. T. Shaw and W. J. MacKnight, Introduction to polymer viscoelasticity. John Wiley & Sons, 2005.
[5] E. Riande, R. Diaz-Calleja, M. Prolongo, R. Masegosa, and C. Salom, Polymer viscoelasticity: stress and strain in practice. CRC Press, 1999.
[6] L. Fan, L. Wong, and G. Ma, Construction and Building Materials, vol. 48, pp. 814–821, 2013.
[7] L. Ferrari, J. Kaufmann, F. Winnefeld, and J. Plank, Cement and Concrete Research, vol. 41, no. 10, pp. 1058–1066, 2011.
[8] S. Alam and F. Hammoum, Archives of Civil and Mechanical Engineering, vol. 15, no. 1, pp. 272–285, 2015.
[9] B. McKenna and J. Lyng, Texture in food, vol. 1, pp. 130–160, 2003.
[10] N. Jimenez, R. Pic´o, F. Camarena, J. Redondo, and B. Roig, "Ultrasonic evaluation of the hydration degree of the orange peel," Postharvest biology and technology, vol. 67, pp. 130–137, 2012.
[11] H. L. Oestreicher, The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 23, no. 6, pp. 707–714, 1951.
[12] Y. A. Ilinskii, G. D. Meegan, E. A. Zabolotskaya, and S. Y. Emelianov, The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 117, no. 4, pp. 2338–2346, 2005.
[13] S. R. Aglyamov, A. B. Karpiouk, Y. A. Ilinskii, E. A. Zabolotskaya, and S. Y. Emelianov, The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 122, no. 4, pp. 1927–1936, 2007.
[14] M. W. Urban, I. Z. Nenadic, S. A. Mitchell, S. Chen, and J. F. Greenleaf, The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 130, no. 3, pp. 1133–1141, 2011.
[15] S. Chen, M. Fatemi, and J. F. Greenleaf,The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 112, no. 3, pp. 884–889, 2002.
[16] M. W. Urban, G. T. Silva, M. Fatemi, and J. F. Greenleaf, IEEE transactions on medical imaging, vol. 25, no. 10, pp. 1284–1295, 2006.
[17] M. W. Urban, M. Fatemi, and J. F. Greenleaf, The Journal of the Acoustical Society of America, vol. 127, no. 3, pp. 1228–1238, 2010.
[18] A. B. Karpiouk, S. R. Aglyamov, Y. A. Ilinskii, E. A. Zabolotskaya, and S. Y. Emelianov, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 56, no. 11, 2009.
[19] J. Oh, M. D. Feldman, J. Kim, C. Condit, S. Emelianov, and T. E. Milner, Nanotechnology, vol. 17, no. 16, p. 4183, 2006.
[20] M. Mehrmohammadi, J. Oh, S. R. Aglyamov, A. B. Karpiouk, and S. Y. Emelianov, in Engineering in Medicine and Biology Society, 2009. EMBC 2009. Annual International Conference of the IEEE. IEEE, 2009, pp. 4771–4774.
[21] T. Z. Pavan, D. R. Sampaio, A. A. Carneiro, and D. T. Covas, in Ultrasonics Symposium (IUS), 2012 IEEE International. IEEE, 2012, pp. 1846–1849.
[22] M. Evertsson, M. Cinthio, S. Fredriksson, F. Olsson, H. W. Persson, and T. Jansson, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 60, no. 3, pp. 481–491, 2013.

[23] M. Mehrmohammadi, K. Yoon, M. Qu, K. Johnston, and S. Emelianov, Nanotechnology, vol. 22, no. 4, p. 045502, 2010.
[24] M. Mehrmohammadi, M. Qu, L. L. Ma, D. K. Romanovicz, K. P.Johnston, K. V. Sokolov, and S. Y. Emelianov, Nanotechnology, vol. 22, no. 41, p. 415105, 2011.
[25] A. G. Pope, G. Wu, F. Y. McWhorter, E. P. Merricks, T. C. Nichols, T. J. Czernuszewicz, C. M. Gallippi, and A. L. Oldenburg, Physics in Medicine & Biology, vol. 58, no. 20, p. 7277, 2013.
[26] T. W. Almeida, D. R. T. Sampaio, A. C. Bruno, T. Z. Pavan, and A. A. Carneiro, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 62, no. 12, pp. 2138–2145, 2015.
[27] M. Evertsson, M. Cinthio, P. Kjellman, S. Fredriksson, R. Andersson, H. Toftevall, H. W. Persson, and T. Jansson, in Ultrasonics Symposium (IUS), 2015 IEEE International. IEEE, 2015, pp. 1–4.
[28] A. C. Bruno, D. R. Sampaio, T. Z. Pavan, O. Baffa, and A. A. Carneiro, IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 62, no. 7, pp. 1288–1294, 2015.
[29] M. Qu, S. Kim, M. Mehrmohammadi, S. Mallidi, P. Joshi, K. Homan, Y.-S. Chen, and S. Emelianov,in Photons Plus Ultrasound: Imaging and Sensing 2010, vol. 7564.2010, p. 756433.
[30] M. Evertsson, P. Kjellman, M. Cinthio, R. Andersson, T. A. Tran, G. Grafstr¨om, H. Toftevall, S. Fredriksson, C. Ingvar, S.-E. Strand et al. Scientific Reports, vol. 7, no. 1, p. 4824, 2017.
[31] L. D. Landau and E. Lifshitz, Electrodynamics of Continuous Media, 2nd ed., ser. Course of Theoretical Physics, I. 978-0-08-030275-1, Ed. Pergamon, 1984, vol. 8.
[32] M. A. Lubinski, S. Y. Emelianov, and M. O'Donnell. IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, vol. 46, no. 1, pp. 82–96, 1999.