

# CONGRESO CASERB

LIBRO DE ACTAS

XXXVIII Congreso  
Anual de la  
Sociedad Española  
de Ingeniería Biomédica

ORGANIZADORES Y COLABORADORES:



GRUPO DE INGENIERÍA BIOMÉDICA  
UNIVERSIDAD DE VALLADOLID



BioRes  
BIOENGINEERING  
AND RESUSCITATION

Sociedad Española de  
INGENIERÍA BIOMÉDICA





**CASEIB**  
**2020**  
**XXXVIII**

Congreso Anual  
de la Sociedad  
Española de  
Ingeniería  
Biomédica

# LIBRO DE ACTAS

25 - 27 de noviembre de 2020

*XXXVIII Congreso Anual de la Sociedad Española de Ingeniería Biomédica CASEIB 2020*

Los contenidos de esta publicación han sido evaluados por el Comité Científico que en ella se relaciona y según el procedimiento que se recoge en [www.caseib.es/2020/](http://www.caseib.es/2020/)

**Presidente del Comité Organizador:**

Roberto Hornero Sánchez

**Secretario del Comité Organizador:**

Jesús Poza Crespo

**Editores:**

Roberto Hornero Sánchez

Jesús Poza Crespo

Carlos Gómez Peña

María García Gadañón

**Maquetación:**

Carlos Gómez Peña

Unai Irusta Zarandona

Verónica Barroso García

Aarón Maturana Candelas

**Diseño de portada:**

Pablo Núñez Novo

ISBN: 978-84-09-25491-0



*Libro de Actas del XXXVIII Congreso Anual de la Sociedad Española de Ingeniería Biomédica*

Se distribuye bajo una licencia de Creative Commons Reconocimiento-NoComercial-SinObraDerivada 4.0 Internacional.

# Modelado de la propagación óptica a través de tejidos biológicos anisotrópicos utilizando las funciones de Green

J. L. Ganoza-Quintana, F. Fanjul-Vélez, J. L. Arce-Diego

Grupo de Ingeniería Biomédica, Departamento TEISA, Universidad de Cantabria, Av. de los Castros s/n, 39005 Santander (Cantabria), España

[fanjulf@unican.es](mailto:fanjulf@unican.es), [arcedj@unican.es](mailto:arcedj@unican.es)

## Resumen

Los tejidos biológicos son medios turbulentos debido a que las células que los componen tienen una gran cantidad de orgánulos, tales como las mitocondrias, los ribosomas, el citoplasma, etc. Todas estas estructuras tienen diferentes índices de refracción, por tanto, estos orgánulos actúan como esparcidores en la propagación de un haz óptico incidente en un tejido biológico. La influencia de una distribución particular de esparcidores puede ser analizada por las funciones de Green. En este trabajo se introduce un parámetro de anisotropía geométrica en el espectro de potencia del tejido biológico y se estudian sus efectos sobre las estadísticas de los haces ópticos que se propagan por el mismo. Además de los efectos de otros parámetros, como la variación del índice de refracción, la pendiente del espectro de potencia y las escalas internas / externas del tejido. También se presentan algunas técnicas de obtención de estos parámetros biológicos que influyen en el modelo matemático de la propagación de la luz.

## 1. Introducción

Las técnicas ópticas biomédicas de tratamiento, caracterización y cirugía dependen de la propagación de la luz en los tejidos biológicos [1]. Estos tejidos biológicos están formados por células que contienen diferentes orgánulos que actúan como esparcidores en la propagación de la luz. La precisión de la propagación de la luz y las estimaciones a priori son particularmente significativas en las técnicas de diagnóstico. Como el tejido biológico es un medio turbio, con gran influencia del esparcimiento, es necesario analizar adecuadamente su influencia sobre parámetros de propagación óptica, como la coherencia. La influencia de una distribución de esparcidores puede analizarse mediante las funciones de Green [2]. En este trabajo, en primer lugar, se define el marco teórico; a continuación, se estudia la propagación de haces Schell-Gaussianos por tejidos biológicos anisotrópicos. Luego se presentan algunas técnicas en la obtención de algunos parámetros biológicos que influyen en el modelo de propagación de la luz y finalmente se presentan los resultados y las conclusiones.

## 2. Modelo teórico

Sea una onda escalar  $U^{(i)}(\vec{r}; \omega)$  viajando en el espacio libre que incide sobre un objeto, confinado a un volumen  $V$ , de índice de refracción  $n(\vec{r}; \omega)$ . Se determina la forma del campo esparcido  $U^{(s)}(\vec{r}; \omega)$  y se define formalmente el campo total en la región del objeto de esparcimiento como

$U^{(t)}(\vec{r}; \omega) = U^{(i)}(\vec{r}; \omega) + U^{(s)}(\vec{r}; \omega)$ . El campo total satisface la ecuación de Helmholtz con un índice de refracción no uniforme y, por lo tanto, un número de onda no uniforme  $k$  [3],

$$[\nabla^2 + k^2 n^2(\vec{r}; \omega)] U^{(t)}(\vec{r}; \omega) = 0. \quad (1)$$

Entonces,

$$U^{(t)}(\vec{r}; \omega) = U^{(i)}(\vec{r}; \omega) + \int_D F(\vec{r}'; \omega) U^{(i)}(\vec{r}'; \omega) G(\vec{r} - \vec{r}'; \omega) d^3 r' \quad (2)$$

Donde la función  $F(\vec{r}; \omega)$  se denomina potencial de esparcimiento del medio y  $G(\vec{r} - \vec{r}'; \omega)$  es la función de Green de la ecuación tridimensional de Helmholtz.

El modelo Gaussiano Schell (MGS) está basado en el siguiente modelo para la función de densidad espectral cruzada en 2 vectores espaciales  $\vec{\rho}_1$  y  $\vec{\rho}_2$ , dada por,

$$W^{(G)}(\vec{\rho}_1, \vec{\rho}_2; \omega) = A_0^2(\omega) e^{-\frac{\rho_1'^2 + \rho_2'^2}{4\sigma^2(\omega)}} e^{-\frac{(\rho_1' - \rho_2')^2}{2\delta^2(\omega)}}, \quad (3)$$

Donde el superíndice ( $G$ ) representa el modelo Gaussiano Schell,  $A_0^2$  es el máximo valor de la densidad espectral y las anchuras de media cuadrática (r.m.s)  $\sigma^2$  y  $\delta^2$  son independientes de la posición, pero generalmente dependen de la frecuencia [4].

La turbulencia óptica se explica bien por la presencia de irregularidades en el índice de refracción o los denominados "remolinos turbulentos", que aparecen debido a fluctuaciones en diversas propiedades físicas de la materia, como la temperatura, la presión y la concentración de contenido químico no homogéneo. Tales remolinos se crean en diferentes tipos de materia a través de ciertos mecanismos físicos / químicos / biológicos. El tamaño más grande posible de un remolino en el proceso turbulento se toma como la definición de la escala externa  $L_0$  de turbulencia. Los remolinos más grandes se descomponen en otros más pequeños con energía, hasta que el tamaño del remolino alcanza el límite inferior cuando la energía se disipa. El tamaño del remolino más pequeño antes de la disipación define la escala interna  $l_0$ .

Las características estadísticas más importantes del índice de refracción en el espacio tridimensional son los dos primeros momentos: el valor medio de un campo,

$$n_0(\vec{r}) = \langle n(\vec{r}) \rangle_M, \quad (4)$$

Y su función de covarianza,

$$B_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \langle [n(\vec{r}_1) - n_0(\vec{r}_1)][n(\vec{r}_2) - n_0(\vec{r}_2)] \rangle_M, \quad (5)$$

Donde los corchetes angulares con subíndice  $M$  denotan el promedio del conjunto sobre las realizaciones del medio.

La interacción de los campos electromagnéticos con los medios turbulentos es un proceso muy complejo en el caso general cuando estos últimos son anisotrópicos y no homogéneos. En el rango de inercia de las escalas, a menudo se supone que los medios aleatorios son homogéneos (los momentos estadísticos del campo son invariantes a la translación).

En tales circunstancias, la relación entre la función de covarianza espacial  $B_n(\vec{r})$  y el espectro de potencia o densidad espectral de potencia espacial  $\Phi_n(\vec{\kappa})$ , que determina la distribución de energía entre los remolinos de diferentes tamaños, tiene la forma del par tridimensional de la transformada de Fourier [3],

$$B_n(\vec{r}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{i\vec{\kappa}\cdot\vec{r}} \Phi_n(\vec{\kappa}) d^3\kappa, \quad (6)$$

$$\Phi_n(\vec{\kappa}) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{i\vec{\kappa}\cdot\vec{r}} B_n(\vec{r}) d^3r, \quad (7)$$

Aquí  $\vec{\kappa} = (\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z)$  es el vector tridimensional, cuyos componentes tienen las unidades  $m^{-1}$ , representando frecuencias espaciales.

### 3. Propagación de un haz MGS por tejidos biológicos anisotrópicos

Se supone un haz de luz escalar modelo MGS incidente sobre un tejido biológico anisotrópico con factores de anisotropía  $\mu_x = \mu_z \neq \mu_y$ , en el plano  $z = 0$ , denominado plano fuente o plano de incidencia y se propaga a través de él en el semi-espacio positivo  $z > 0$ . Para los tejidos biológicos con anisotropía geométrica, el espectro de potencia tridimensional se puede escribir de la siguiente forma [5],

$$\begin{aligned} \Phi_n(\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z) &= \frac{(2\pi)^3 \sigma_n^2 \mu_x \mu_y \mu_z e^{-\frac{\kappa_x^2}{\kappa_{mx}^2} - \frac{\kappa_y^2}{\kappa_{my}^2} - \frac{\kappa_z^2}{\kappa_{mz}^2}}}{\kappa_0^{3-\alpha} [\kappa_0^2 + 4\pi^2 (\mu_x^2 \kappa_x^2 + \mu_y^2 \kappa_y^2 + \mu_z^2 \kappa_z^2)]^{\frac{\alpha}{2}}}, \\ & \quad 3 < \alpha < 4. \end{aligned} \quad (8)$$

Donde  $\alpha$  es la pendiente del espectro de potencia,  $\sigma_n^2$  es la varianza del índice de refracción del tejido biológico,  $\mu_x, \mu_y$  y  $\mu_z$  son los coeficientes de resistencia anisotrópica en cada dirección. Además,  $\vec{\kappa}_0$  es el vector de frecuencia de corte a gran escala con magnitud  $\kappa_0 = \sqrt{\kappa_{x0}^2 + \kappa_{y0}^2 + \kappa_{z0}^2}$  y componentes  $\kappa_{x0} = \frac{2\pi}{L_x}, \kappa_{y0} = \frac{2\pi}{L_y}, \kappa_{z0} = \frac{2\pi}{L_z}$  en donde  $L_x, L_y$  y  $L_z$  son las escalas exteriores a lo largo de las direcciones  $x, y$  y  $z$ , respectivamente:  $L_x = \mu_x L_0, L_y = \mu_y L_0$  y  $L_z = \mu_z L_0$ . El vector de frecuencia de corte a escala pequeña  $\vec{\kappa}_m$  tiene magnitud  $\kappa_m = \sqrt{\kappa_{xm}^2 + \kappa_{ym}^2 + \kappa_{zm}^2}$  y componentes  $\kappa_{xm} = \frac{2\pi}{l_x}, \kappa_{ym} = \frac{2\pi}{l_y}, \kappa_{zm} = \frac{2\pi}{l_z}$  con  $l_x = \mu_x l_0, l_y = \mu_y l_0$  y  $l_z = \mu_z l_0$ . Se

empleará la aproximación de Markov, lo que implica que las fluctuaciones en el índice de refracción en cualquier par de puntos a lo largo de la dirección de propagación están correlacionadas. Entonces, el espectro de potencia es,

$$\begin{aligned} \Phi_n(\kappa_x, \kappa_y, 0) &= \frac{(2\pi)^3 \sigma_n^2 \mu_x \mu_y \mu_z e^{-\frac{\kappa_x^2}{\kappa_{mx}^2} - \frac{\kappa_y^2}{\kappa_{my}^2}}}{\kappa_0^{3-\alpha} [\kappa_0^2 + 4\pi^2 (\mu_x^2 \kappa_x^2 + \mu_y^2 \kappa_y^2)]^{\frac{\alpha}{2}}}, \\ & \quad 3 < \alpha < 4. \end{aligned} \quad (9)$$

En la Figura 1 el espectro de potencia de un típico tejido biológico anisotrópico es representado a lo largo de las direcciones  $x$  e  $y$ . Los parámetros del tejido biológico se han seleccionado de la siguiente manera:  $\sigma_n = 2 \times 10^{-2}, L_0 = 5\mu m, l_0 = 0.2\mu m, \mu_x = 1, \mu_y = 3, \mu_z = 1, \alpha = 3.5$ . Se observa que el espectro de potencia es mayor a lo largo de la dirección  $x$  que en la dirección  $y$ .

Espectro de potencia anisotrópico del índice de refracción del tejido biológico

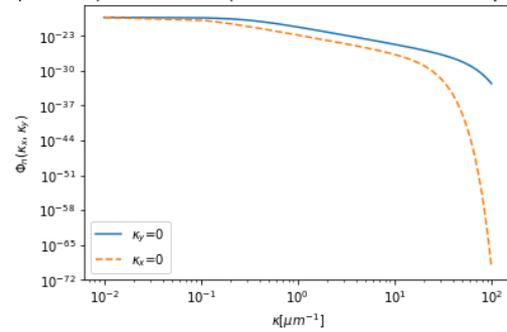


Figura 1. Espectro de potencia anisotrópico del índice de refracción a lo largo de las direcciones  $x$  e  $y$ .

Para un medio turbulento anisotrópico y el vector con coordenadas cartesianas  $\vec{\rho} = (\xi, \eta)$ , entonces, la densidad espectral  $S(\vec{\rho}, z)$  está dada por,

$$S(\vec{\rho}, z) = \frac{1}{\sqrt{\Delta_x(z)\Delta_y(z)}} e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma_0^2\Delta_x(z)}} e^{-\frac{\eta^2}{2\sigma_0^2\Delta_y(z)}} \quad (10)$$

Donde  $\sigma_0$  denota la media cuadrática de la anchura del haz de la fuente transversal y,

$$\Delta_x(z) = 1 + \left[ \frac{1}{4k^2\sigma_0^4} + \frac{1}{k^2\sigma_0^2} \left( \frac{1}{\delta_0^2} + \frac{2\pi^2 k^2 Tz}{3\mu_x^2} \right) \right] z^2 \quad (11)$$

$$\Delta_y(z) = 1 + \left[ \frac{1}{4k^2\sigma_0^4} + \frac{1}{k^2\sigma_0^2} \left( \frac{1}{\delta_0^2} + \frac{2\pi^2 k^2 Tz}{3\mu_y^2} \right) \right] z^2 \quad (12)$$

Con  $\delta_0$  como la media cuadrática de la anchura de coherencia de la fuente transversal,  $k = 2\pi/\lambda$  como el número de onda angular y,

$$\begin{aligned} T &= \frac{\mu_z \sigma_n^2 \kappa_0}{4\pi(\alpha-2)} \left[ \left( +4\pi^2(-2) \left(\frac{\kappa_m}{\kappa_0}\right)^2 (2\pi)^{2-\alpha} \left(\frac{\kappa_m}{\kappa_0}\right)^{2-\alpha} e^{-\frac{\kappa_0^2}{4\pi^2 \kappa_m^2}} \Gamma\left(2 - \frac{\alpha}{2}, \left(\frac{2\pi \kappa_m}{\kappa_0}\right)^{-2}\right) - 2 \right) \right] \quad (13) \end{aligned}$$

En donde  $\Gamma(\cdot, \cdot)$  es la función Gamma incompleta. Además, el valor  $1/e$  de  $S$  de los haces MGS se usan convencionalmente para los cálculos de las medias

cuadráticas de las anchuras de estas distribuciones. En particular, a lo largo de las direcciones  $x$  e  $y$ ,

$$\sigma_i(z) = \sigma_0 \sqrt{\Delta_i(z)} = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{z^2}{4k^2\sigma_0^2} + \frac{z^2}{k^2\delta_0^2} + \frac{2\pi^2 k^2 Tz^3}{3\mu_i^2}},$$

$$(i = x, y) \quad (14)$$

$$\delta_i(z) = \left[ \frac{1}{\delta_0^2 \Delta_i(z)} + \frac{2\pi^2 k^2 Tz}{3\mu_i^2} + \frac{2\pi^2 k^2 Tz}{3\mu_i^2 \Delta_i(z)} \left( 2 - \frac{\pi^2 Tz^3}{6\mu_i^2 \sigma_0^2} \right) \right]^{-\frac{1}{2}},$$

$$(i = x, y) \quad (15)$$

#### 4. Obtención de parámetros biológicos del modelo de propagación de la luz

Los parámetros biológicos del modelo que anteriormente se ha presentado son: la escala exterior  $L_0$ , la varianza del índice de refracción  $\sigma_n^2$  y los coeficientes de resistencia anisotrópica en cada dirección  $\mu_x, \mu_y$  y  $\mu_z$ .

Para estudiar sus características cuantitativamente de la escala externa  $L_0$ , se ajusta el espectro de inhomogeneidades de índice a la ecuación, [6],

$$\Phi(\kappa) = \frac{4\pi\sigma_n^2 L_0^2 (m-1)}{(1+\kappa^2 L_0^2)^m} \quad (16)$$

que tiene la misma forma que el espectro de Von Karman, excepto que el exponente  $m$  puede asumir valores distintos de  $4/3$  (el exponente que describe las fluctuaciones bidimensionales en la turbulencia clásica en el régimen de inercia). Aquí  $m$  es aproximadamente igual a la mitad de la pendiente medida en el rango de escala de la ley de potencial. Su magnitud está relacionada con la dimensión fractal  $d_f$  de una superficie bidimensional,

$$d_f = 4 - m \quad (17)$$

La dimensión fractal de una imagen puede estimarse mediante diversas técnicas: (a) conteo de cajas; (b) correlación; (c) sandbox; (d) espectro de Fourier; y (e) otros.

El método del conteo de cajas consiste en una cuadrícula con cajas de tamaño  $\varepsilon$  superpuestas en una imagen, el número de cajas que contienen cualquier parte de la figura se registra como  $N(\varepsilon)$ . El procedimiento se repite para diferentes tamaños de  $\varepsilon$ , y la dimensión  $D_{box}$  es,

$$D_{box} = -\frac{\log[N(\varepsilon)]}{\log(\varepsilon)} \quad (18)$$

Entonces,

$$\log[N(\varepsilon)] = -D_{box} \log(\varepsilon) \quad (19)$$

$D_{box}$  se calcula a partir del valor negativo de la pendiente de la regresión lineal de  $\log[N(\varepsilon)]$  en  $\log(\varepsilon)$ .

El conteo de cajas se puede extender a otras dimensiones lo que implica cubrir un fractal con una cuadrícula de cajas  $n$ -dimensionales o hipercubos con una longitud lateral  $\delta$  y contar el número de cajas no vacías  $N(\delta)$ . Para señales, la cuadrícula es de cuadrados y, para imágenes, una cuadrícula de cubos.

Se utilizan cajas de tamaños recursivamente diferentes para cubrir el fractal. Una señal de entrada con  $N$  elementos o una imagen de tamaño  $N \times N$  se usa como entrada, donde  $N$  es una potencia de 2. La pendiente  $p$  obtenida en una gráfica bi-logarítmica del número de cajas usadas contra su tamaño entonces produce la dimensión fractal (también conocida como la dimensión Minkowski) donde  $D = -p$ .

Las divisiones sucesivas por un factor de dos se utilizan para que el tamaño de la caja proporcione un espaciado regular en la gráfica bi-logarítmica y el ajuste de mínimos cuadrados. En la práctica, generalmente se aplica una cuadrícula regular a los datos y se cuentan los cuadros no vacíos. En la Figura 2 se observa el cálculo de la dimensión fractal de una imagen de un tejido mediante el método del conteo de cajas.

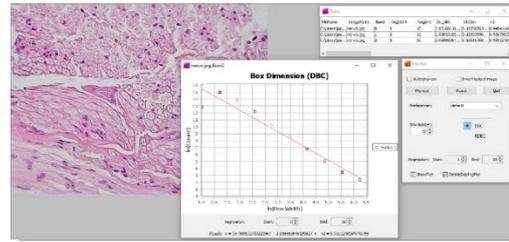


Figura 2. Cálculo de la dimensión fractal de una imagen de un tejido mediante el método del conteo de cajas. En esta figura se muestra una gráfica logarítmica de una recta cuya pendiente es la dimensión fractal de la imagen del tejido nervioso introducido al sistema.

Una vez se obtiene la dimensión fractal  $d_f$  y por tanto  $m = 4 - d_f$ , se define la densidad espectral de potencia normalizada,

$$\Phi_{nor}(\kappa) = \frac{\Phi(\kappa)}{\Phi(0)} = \frac{1}{(1+\kappa^2 L_0^2)^m} \quad (20)$$

Se aproxima por la serie binomial por Taylor hasta solamente el cuarto grado:

$$\Phi_{nor}(\kappa) = 1 - m L_0^2 \kappa^2 + \frac{(m^2+m)}{2} L_0^4 \kappa^4 \quad (21)$$

Se realiza un ajuste de mínimos cuadrados de la densidad espectral de potencia normalizada con un polinomio de la siguiente forma:

$$f(\kappa) = 1 + b\kappa^2 + c\kappa^4 \quad (22)$$

Por tanto, a partir de los valores de los coeficientes  $b$  y  $c$ , se obtiene el valor de la escala exterior  $L_0$ . En la Figura 3 se representa el ajuste de la curva de la densidad espectral de potencia normalizada para calcular el valor de la escala exterior  $L_0$ .

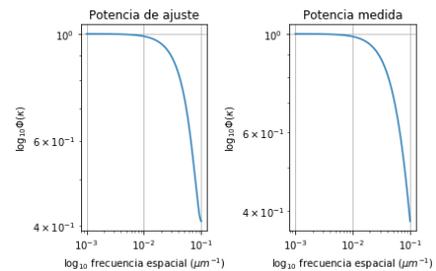


Figura 3. Ajuste de la curva de la densidad espectral de potencia normalizada medida.

La distribución del índice de refracción de las células y los tejidos gobierna su interacción con la luz y puede informar sobre las modificaciones morfológicas asociadas con la enfermedad. A través de mediciones basadas en la intensidad, la información del índice de refracción solo se puede extraer a través de modelos de esparcimiento que se aproximan a la propagación de la luz. Las propiedades ópticas de los diferentes bio-tejidos están determinadas por las variaciones del índice de refracción local, típicamente en el rango de 0.04 - 0.01 con el índice de fondo de  $\approx 1.34$  para fluido extracelular y  $\approx 1.36$  para citoplasma.

Teniendo en cuenta la ecuación de Helmholtz,

$$\nabla^2 U(\vec{r}, \omega) + n^2 \beta_0^2 U(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (23)$$

Se obtiene la relación de dispersión estadística para un campo en medio de esparcimiento débil, [7],

$$\langle k^2 \rangle = n_0^2 \beta_0^2 \left( 1 + \frac{\sigma_n^2}{n_0^2} \right) \quad (24)$$

Donde  $\langle k^2 \rangle$  es el momento de segundo orden del vector de onda,  $\langle k^2 \rangle = \langle k_x^2 \rangle + \langle k_y^2 \rangle + \langle k_z^2 \rangle$ , los corchetes angulares indican el promedio del conjunto,  $n_0$  es el índice de refracción promedio,  $\beta_0$  es el número de onda en el vacío,  $\beta_0 = \omega/c$ , y  $\sigma_n^2$  es la varianza del índice de refracción en el volumen 3D. Entonces, la varianza del índice de refracción asociado con una muestra transparente se puede recuperar de la imagen de fase medida como,

$$\sigma_n^2 = \frac{1}{\beta_0^2} \langle |\nabla \phi|^2 \rangle \quad (25)$$

Donde  $\phi$  representa el cambio de fase medible de la imagen. La anterior ecuación muestra que se puede extraer la variación del índice de refracción de la intensidad media del gradiente de las imágenes de fase medidas. En la Figura 4 se presenta el gradiente de la imagen de un tejido para el cálculo de la varianza del índice de refracción.

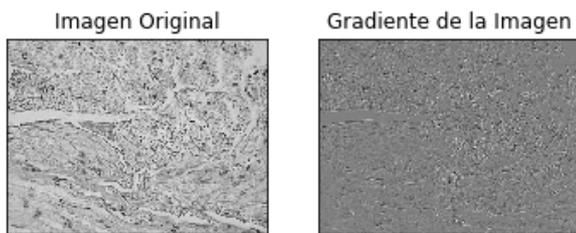


Figura 4. Gradiente de la imagen de un tejido.

## 5. Resultados y discusión

En la Figura 5 se exploran los efectos de los parámetros del bio-tejido en la evolución de las medias cuadráticas de las anchuras del haz  $\sigma_i$  ( $i = x, y$ ). Se observa que cuando  $\sigma_n^2$  aumenta, entonces  $\sigma_i$  también aumenta. Pero cuando cualquiera de los siguientes parámetros  $\alpha$ ,  $L_0$  o  $l_0$  aumenta, entonces  $\sigma_i$  disminuye.

Como conclusiones, se ha observado la influencia de una distribución particular de esparcadores puede ser analizada por las funciones de Green. Se ha proporcionado una variedad de ejemplos numéricos que ilustran los efectos de la fuente y los parámetros del tejido en la evolución del haz. Se ha expuesto que para que el modelo matemático de la

propagación de la luz tenga una mayor precisión y así poder modelar los diferentes fenómenos ópticos, como el esparcimiento o la coherencia, se debe obtener una mayor precisión cuantitativa de los parámetros de los tejidos biológicos. Los resultados de este estudio pueden ser útiles en el diagnóstico médico y el tratamiento de bio-tejidos anisotrópicos mediante radiación óptica.

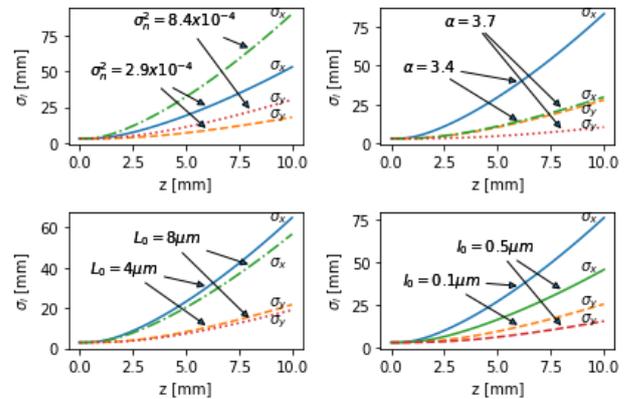


Figura 5. Medias cuadráticas de las anchuras  $\sigma_i$  ( $i = x, y$ ) para diferentes parámetros de los tejidos.

## Agradecimientos

Este Trabajo ha sido parcialmente financiado por el proyecto del Plan Nacional de I+D+i “Modificación mediante alta presión de las propiedades plasmónicas y luminiscentes de nanopartículas de metales y óxidos desnudas y recubiertas” (PGC2018-101464-B-I00), del Ministerio de Ciencia, Innovación y Universidades, cofinanciado con fondos FEDER y por la Fundación San Cándido.

## Referencias

- [1] Brezinski, M. E., Tearney, G. J., Bouma, B., Boppart, S. A., Pitris, C., Southern, J. F. and Fujimoto, J. G., “Optical biopsy with optical coherence tomography,” *Ann. Ny. Acad. Sci.* 838(1), 68-74 (1998).
- [2] Arce-Diego, JL, Fanjul-Velez, F., Ganoza-Quintana, JL. Optical coherence propagation in biological tissues with significant scattering by Green’s functions. *Frontiers in Optics / Laser Science*. OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2018), paper JTU3A.106.
- [3] Korotkova O. *Random Light Beams: Theory and Applications*. CRC Press, 2013 (ISBN: 1439819505).
- [4] Andrews LC, Phillips RL. *Laser beam propagation through random media*. SPIE Press, 2005 (ISBN: 0819459488).
- [5] Chen X, Korotkova O. Optical beam propagation in soft anisotropic biological tissues. *OSA Continuum Vol. 1, Issue 3*, pp. 1055-1067 (2018)
- [6] Schmitt J. M., Kumar, G., Turbulent nature of refractive-index variations in biological tissue, *OSA Publishing, Optics Letters*, Vol. 21, Issue 16, pp. 1310-1312 (1996)
- [7] Shan M., Kandel M. E., Popescu G., Refractive index variance of cells and tissues measured by quantitative phase imaging