

Interferencia de anillos con haces gaussianos y esféricos en Cavidades Fabry Perot medianas

Rings interferometry of Gaussian and Spherical beams in medium-size Fabry Perot cavities

Presentación: 6-7/10/2020

Doctorando:

Santiago Cerrotta

Grupo de Fotónica Aplicada, Facultad Regional Delta, UTN- Argentina
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de Argentina-Argentina

cerrottasantiago@gmail.com

Director:

Eneas N. Morel

Co-director:

Jorge R. Torga

Resumen

Se estudio la función Interferométrica radial de transferencia para un haz esférico y un haz gaussiano en cavidades Fabry Perot medianas. Se simularon las múltiples reflexiones de los haces dentro de la cavidad para varias longitudes de onda y se observó el patrón de interferencia perpendicular al eje axial, el cual tiene forma de múltiples anillos concéntricos. Se estudiaron las condiciones necesarias de anchos de cavidades y cinturas de haces de centenas de micrones para poder observar los anillos. Se estudió la forma de estos patrones, en especial se analizó el ancho de los picos, el contraste y el rango espectral libre ya que son características que pueden permitir utilizar a la cavidad como detector de la técnica de Interferometría de Baja Coherencia.

Palabras clave: cavidades Fabry Perot, LCI detectores, interferencia, patron de anillos.

Abstract

The radial interferometric transfer function of a spherical and a Gaussian beam medium-size Fabry Perot cavities was studied. The multiple reflections of the beams inside the cavity were simulated for different wavelengths and the perpendicular interference pattern, with a concentric ring's form, was observed. The necessary conditions, for cavities widths and beams waist around hundreds of microns were identified to observe the pattern rings. The interference signal was studied, in special, the contrast, the peak's widths and free spectral range because could allow to be used as a low coherence interferometry detector.

Keywords: Fabry Perot cavities, LCI detectors, interferometry, ring's pattern.

Introducción

Las cavidades del tipo Fabry Perot (FP), o también si la reflectividad esta especialmente optimizada denominada de Etalon, generaron un impacto muy grande en diversas áreas de la Ciencia e Ingeniería como Astronomía, Fotónica,

Metrología, Telecomunicaciones, Electrodinámica Cuántica, Espectroscopia, etc. Su simple composición, que consta de dos caras semitransparentes paralelas separadas una determinada distancia, y su gran potencialidad de resonancia ha llevado a diversas y efectivas aplicaciones tecnológicas como: nuevos tipos de láseres (Jewell et al., 1991), elementos seleccionadores de frecuencias (Steinmetz et al., 2009), Sensores en imágenes biomédicas (Jathoul et al., 2015), detectores de ultrasonido (Zhang et al., 2008), intensificadores de Campos electromagnéticos ultra localizados (Hunger et al., 2010) e incluso ser parte de detectores de ondas gravitacionales (Aasi et al., 2015), entre otras.

En general, las investigaciones sobre las cavidades FP rondan entorno a aumentar la cantidad de ondas reflejadas dentro de la cavidad, mejorar las formas y reflectividades de las caras, analizar la estabilidad y las pérdidas sufridas en la cavidad, desarrollar nuevas y diferentes formas de crear cavidades tanto de dimensiones grandes, varios centímetros, como pequeñas, algunos micrómetros. De una manera simplificada se podría decir que las investigaciones apuntan optimizar la fineza de la cavidad FP según la aplicación deseada.

La Interferencia de Baja Coherencia (LCI sus siglas en inglés) (Rao & Jackson, 1996) consta de iluminar un punto de una muestra con varias longitudes de onda, analizar el conjunto de interferencias de cada una y calcular diferencias de camino óptico (DCO) características en la muestra de interés con resolución micrométrica. Si a su vez se realiza un barrido a lo largo de un área de la muestra, se pueden obtener imágenes tridimensionales (topografías y tomografías), a esta extensión también se la denomina Tomografía Óptica Coherente (OCT) (Drexler & Fujimoto, 2008). Tanto la técnica de LCI como la de OCT surgieron, desarrollaron y generaron aplicaciones dentro de la Medicina. El ámbito industrial empezó interesarse en estas técnicas debido a sus características no invasivas, rangos de medición y resolución. Especialmente el área de Ensayos No Destructivos puntualmente para la caracterización de procesos y productos (Stifter, 2007). Las necesidades de estas áreas para el desarrollo de LCI y OCT apuntan fuertemente a extender el rango máximo de medición, diseñar y desarrollar equipamiento robusto y disminuir los costos de los mismos.

Si bien ya existe un vínculo entre las cavidades FP y LCI mediante las fuentes de barrido (SS-LCI) (Choma et al., 2003), nuestra investigación se enfoca en utilizar esta cavidad como detector para la técnica de Interferometría de Baja Coherencia en el Dominio de las Frecuencias (FD-LCI) donde actualmente se utiliza un espectrómetro. Al modificar el ancho de la cavidad se puede sintonizar distintas longitudes de onda y medir su intensidad tanto axialmente (sobre el eje óptico) (Eom et al., 2008) como radialmente (perpendicular al eje óptico) mediante fotodiodos o arrays 2D, a esta segunda opción esta direccionada este trabajo.

Existe bastante bibliografía de la función de transferencia de una cavidad Fabry Perot y del patrón de interferencia de anillos que se obtiene pero en general se muestran para condiciones del experimento de cavidades grandes (varios milímetros y/o centímetros) (Nichelatti & Salvetti, 1995) (Abu-Safia et al., 1994) y para cinturas del haz o muy pequeñas (Tsujiie & Kawamura, 2018) o muy grandes (Hecht, 2016). También existen muy buenos simuladores pero para software que no son de acceso abierto (Degallaix, 2010). En este trabajo se muestran simulaciones en código abierto (PYTHON) y mediciones de patrones de interferencias de anillos en cavidades FP medianas. Es decir, cinturas de haces y anchos de cavidad de unas centenas de micrones, condiciones que fácilmente pueden ser repetidas en cualquier laboratorio de fotónica sin la necesidad de elementos de alto costo económico o recursos tecnológicos de punta.

Desarrollo

Ondas Esféricas y Gaussianas

Para las simulaciones realizadas se tomó una descripción de ondas electromagnéticas Esféricas Ψ_E y Gaussianas Ψ_G , como se indica en las ecuaciones 1 y 2. La expresión de Ψ_G corresponde a un haz gaussiano complejo (Kogelnik & Li, 1966). Este tiene como parámetros la cintura $w(z)$, el radio de curvatura $C(z)$ y una fase extra que sale de la propia solución de la propagación electromagnética y que sin ella estaría incompleta, todos estos parámetros dependen de la dirección de propagación del haz z . Se supone una amplitud de las ondas unitaria para que sea fácilmente escalable. No se colocó la dependencia temporal de la expresión ya que el detector realiza un promedio temporal.

$$\Psi_E(r, z) = \frac{e^{-ik(r^2+z^2)}}{r^2 + z^2} \quad (1) ; \quad \Psi_G(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} e^{-i\left(kz - \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) + \frac{kr^2}{2C(z)}\right)} \quad (2)$$

Con $w(z) = \sqrt{w_0^2 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right)}$ la mitad del ancho del haz, donde w_0 es el valor de la cintura del haz donde se encuentra enfocado en $z = 0$, y $C(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right)$. Esta descripción matemática del haz no solo modela el perfil de

amplitud del haz si no también la fase total de la onda. La fase está conformada por el término kz característico de una onda plana con frecuencia espacial $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ que depende de la longitud de onda λ . El término del arco tangente, también denominado fase de Gouy (Visser & Wolf, 2010), que para las características de nuestro experimento puede ser considerado prácticamente constante. Por último, el término de $\frac{kr^2}{2R(z)}$, el cual depende de las direcciones perpendiculares a la dirección de propagación del haz $r^2 = x^2 + y^2$. Este factor tiende a desarrollar un frente de onda plano para z tendiendo a cero como también cuando tiende a infinito, para z intermedios se asemeja una onda esférica pero con concavidad del frente de onda variable. Este último término de fase va a tener importancia para la formación del patrón de anillos. Notar que si el frente de onda siempre sería plano nunca se podrían observar los anillos.

Cavidad Fabry Perot

Se estudió en profundidad la función de transferencia de una cavidad FP en las direcciones radiales x y y (perpendiculares al eje óptico) al ser iluminada tanto con una onda esférica como una gaussiana. Una onda propagante que se encuentra dentro de una cavidad, cada vez que llegue a una de sus caras parte de ella se va a reflejar y parte transmitir. Cuantas menores sean las pérdidas de energía de la cavidad más ondas reflejadas existirán y en consecuencia mayor cantidad de ondas transmitidas de amplitud significativa interferirán. Cada onda transmitida Ψ_j tendrá una amplitud determinada que dependerá de los coeficientes de reflexión R y transmisión T de las caras 1 y 2, un corrimiento de propagación de dos anchos de la cavidad d y un posible desfase debido a la geometría de las caras G . Las intensidades de todas superpuestas conforman la Función Interferométrica de Transferencia (ITF) de la cavidad FP, Ecuación 3. La unidad de la Intensidad depende de la amplitud de la onda electromagnética, en general se mide en unidad de potencia dividido unidad de área.

$$I_{ITF}(r, z, \lambda) = \left| \sum_j T_1 T_2 (G_1 R_1 G_2 R_2)^j \Psi_j(r, z + j2d, \lambda) \right|^2 \quad (3)$$

Existen otros trabajos que se dedican a calcular la ITF de cavidades donde haya desalineaciones, el haz incidente tenga cierta inclinación o formas espaciales más complejas (Lee et al., 2002) (en especial para otros modos transversos electromagnéticos). Por lo general la descripción matemática que utilizan es la de Angular Spectrum (Degallaix, 2010) para mejorar la eficiencia de la simulación.

Un parámetro relevante para caracterizar una cavidad es la Fineza, $F = \frac{\Delta L}{\delta L}$, cuanto mayor sea más eficiente e útil resultará para diversas aplicaciones. La fineza aumenta si la distancia entre los picos ΔL , o también conocida como el rango espectral libre (FSR), aumenta o si el ancho del pico δL disminuye. Aumentar ΔL se consigue achicando d y achicar δL se consigue aumentando la cantidad de ondas reflejadas en la cavidad. Dados dos espejos planos con $R_{1,2} > 0.94$ y realizando un barrido axial se pueden conseguir $F \approx 100$. Utilizando espejos cóncavos se puede conseguir $F \gg 1000$ (Hood et al., 2001). Se han desarrollado nuevas tecnologías de construcción de espejos para mejorar su concavidad y hacerlos lo más pequeños posibles para evitar tener que agrandar d (Hunger et al., 2010). En este trabajo la fase que agrega un espejo cóncavo de distancia focal f fue modelado por $G = e^{-\frac{ikr^2}{2f}}$.

El diseño experimental está conformado por un Laser He-Ne de 632.8 nm con una cintura aproximada de 500 μm y que incide en una cavidad FP conformada por un espejo plano y otro cóncavo de 5 cm de distancia focal de R , ambos con diámetro de 4.75 mm y reflectividades mayores al 94%, que se encuentran separados una distancia aproximada de 500 μm . Luego a unos 10 cm se colocó una cámara Thorlabs DCC1645C como detector.

Resultados

Se realizaron simulaciones en lenguaje PYTHON de haces esféricos y gaussianos para parámetros similares a los experimentales para cavidades plana-plana y también plana-cóncava. Se simularon tantas ondas reflejadas como el doble del valor de la fineza estimado (Abu-Safia et al., 1994). Se buscó visualizar el patrón de anillos de la ITF. En la Figura 1.a) se observa el patrón de anillos de ondas esféricas para una cavidad plana-plana de ancho $d = 500 \mu\text{m}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $z = 1 \text{ cm}$, $R_{1,2} = 0.94$ el cual tiene simetría angular. Se observan varios picos con anchos y separaciones distintas formando un patrón no repetitivo de máximos y mínimos. El valor de la intensidad es muy pequeño ya que la intensidad de ondas esféricas decrece significativamente al propagarse. Notar que el centro no tiene un máximo de intensidad debido a que la cavidad no posee un ancho de un múltiplo de $\frac{\lambda}{2}$.

Luego se realizó una simulación similar para haces gaussianos, ya que es una descripción más realista para el haz emitido por un laser. Se tomaron diversos parámetros alrededor del experimento deseado, pero resultó imposible

obtener el patrón de anillos para cavidades y haces de centenas de micrones. Solo se consiguió observarlos para w_0 menores a 40 micrones, rango que no está comprendido dentro de cavidades medianas definido en este trabajo. Esto se debe a que para w_0 pequeñas se está en un régimen de variación significativo tanto de $w(z)$ como de $C(z)$, generando que las ondas reflejadas acumulen diferentes frentes de ondas al propagarse en el ancho de la cavidad, por lo tanto, al calcular la superposición de estas sobre el detector se encuentran zonas de máximos y mínimos. En la Figura 1.b), se muestra una simulación para un haz gaussiano con $w_0 = 10 \mu\text{m}$, $d = 506.24 \mu\text{m}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $R_{1,2} = 0.94$ y se evaluó a una distancia de la cavidad de $z_{MaxDes} = 0.64 \text{ mm}$ que es el valor de z que mayor desfase acumula y más se observa este comportamiento. Se observa un patrón con mayor simetría y repetitividad que decae muy rápidamente debido al perfil gaussiano y con un bajo contraste.

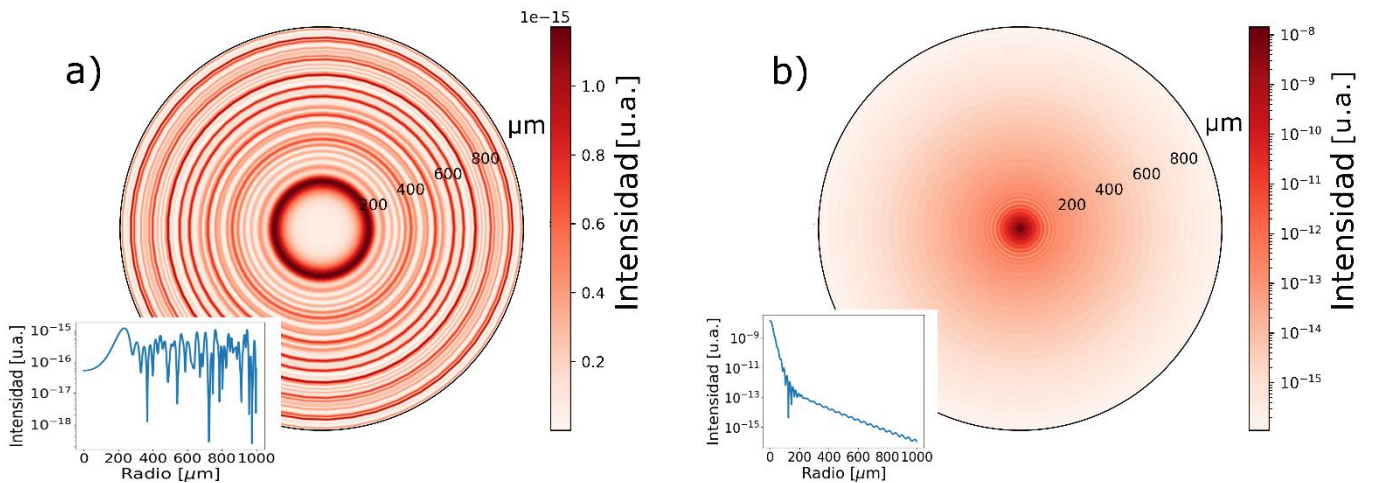


Figura 1: Simulación del patrón de anillos de una cavidad plana-plana para a) haces esféricos y b) haces gaussianos de cintura muy pequeña. Hay gráficos en escala logarítmica y lineal según corresponda para apreciar mejor la intensidad.

Para obtener el patrón de anillos en cavidades medianas, hay que trabajar con espejos cóncavos. De esta manera se logra obtener una combinación de haces gaussianos con esféricos. En la Figura 2, se muestra una simulación para una cavidad plano-cóncava y una medición experimental. Los parámetros utilizados fueron $w_0 = 500 \mu\text{m}$, $d = 506.24 \mu\text{m}$, $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $z = 10 \text{ cm}$, $R_{1,2} = 0.94$ y $f = 4 \text{ cm}$. Se observa un alto grado de coincidencia, dándole robustez a toda la descripción teórica desarrollada. No se obtiene exactamente el mismo patrón debido que hay ciertas variables del diseño experimental que no se pudieron medir con mayor precisión, como por ejemplo la divergencia y modo fundamental de la fuente. La ITF posee un muy buen contraste, con anchos de picos bien definidos. El patrón de anillos depende λ , d , w_0 , f y z la posición de los picos depende fuertemente con f . Se pueden separar más los picos usando f mayores, es decir aumentar FSR, y en consecuencia mejorar la Fineza de esta configuración experimental.

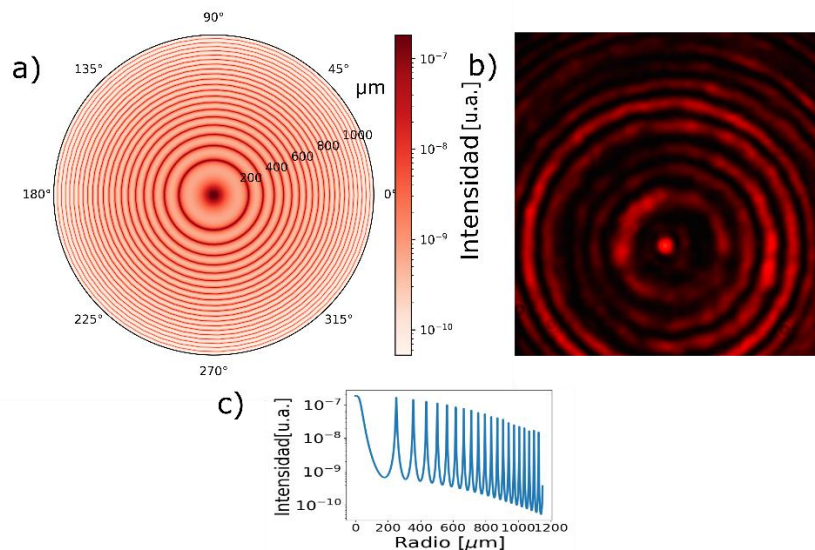


Figura 2: Patrón de anillos para una cavidad de $500 \mu\text{m}$ plano-cóncava con haces gaussianos con cintura $500 \mu\text{m}$ obtenida mediante una a) simulación y b) medición experimental para parámetros iguales y a escala. c) Perfil de la simulación.

Conociendo en profundidad el comportamiento de los patrones de anillos se simuló, como se observa en la Figura 3, la ITF para varias longitudes de onda alrededor de 850 nm que es el rango de trabajo de la técnica de LCI/OCT tomando un valor de $f=35 \text{ cm}$ para que permita separar la distancia entre los picos. Para realizar una analogía con el análisis convencional de las cavidades FP se calculó el $FSR = 770.9 \mu\text{m}$ y $\delta L = 9.1 \mu\text{m}$ para $\lambda = 850 \text{ nm}$ logrando así una $F \approx 85$. Vale aclarar que en estas condiciones la posición del pico para diferentes λ no es lineal por lo que se debería tener cuidados extras.

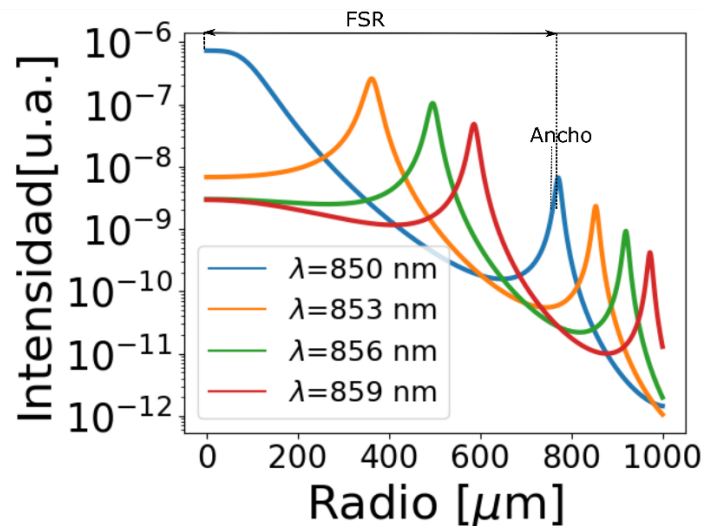


Figura 3: Simulaciones del perfil del patrón de anillos para varias longitudes de onda, marcando el rango espectral libre (FSR) y el ancho mitad de un pico.

Conclusiones

Se muestran análisis detallados de patrones de anillos para cavidades FP de anchos y cinturas de haces de 500 micrones, evidenciando las capacidades selectivas y de resonancia. Se identifica la necesidad de utilizar cavidades plano-cóncavas y se las modela. Estas cavidades poseen gran potencial para ser utilizadas como detectores para distinto tipo de aplicaciones como ultrasonido, metrología y en especial en LCI/OCT. Además, debido a la simpleza experimental y los programas en código abierto es posible utilizar esta información para realizar experiencias en laboratorios de enseñanza de ondas y/o Fotónica.

Los próximos pasos de este trabajo apuntan a empezar a trabajar con señales de ancho de banda con cierta modulación y también en modificar el ancho de la cavidad con actuadores piezoeléctricos para analizar la ITF en la dirección axial.

Referencias

- Aasi, J., Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T., Abernathy, M. R., Ackley, K., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R. X., Adya, V., Affeldt, C., Aggarwal, N., Aguiar, O. D., Ain, A., Ajith, P., Alemic, A., Allen, B., Amariutei, D., ... Zweizig, J. (2015). Advanced LIGO. *Classical and Quantum Gravity*, *32*(7). <https://doi.org/10.1088/0264-9381/32/7/074001>
- Abu-Safia, H., Al-Tahtamouni, R., Abu-Aljarayesh, I., & Yusuf, N. A. (1994). Transmission of a Gaussian beam through a Fabry–Perot interferometer. *Applied Optics*, *33*(18), 3805. <https://doi.org/10.1364/ao.33.003805>
- Choma, M., Sarunic, M., Yang, C., & Izatt, J. (2003). Sensitivity advantage of swept source and Fourier domain optical coherence tomography. *Optics Express*, *11*(18), 2183. <https://doi.org/10.1364/oe.11.002183>
- Degallaix, J. (2010). OSCAR a Matlab based optical FFT code. *Journal of Physics: Conference Series*, *228*. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/228/1/012021>
- Drexler, W., & Fujimoto, J. G. (Eds.). (2008). *Optical Coherence Tomography*. Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-77550-8>
- Eom, T. J., Tougbaev, V. A., Yu, B.-A., Shin, W., Lee, Y. L., Ko, D.-K., Kim, C.-S., Jung, E. J., Park, J. S., Jeong, M. Y., &

- Choi, E. S. (2008). Narrowband wavelength selective detector applicable SD-OCT based on Fabry-Perot tunable filter and balanced photoreceiver. *Coherence Domain Optical Methods and Optical Coherence Tomography in Biomedicine XII*, 6847(2008), 68470R. <https://doi.org/10.1117/12.766436>
- Hecht, E. (2016). *Hecht OPTICS 5th edition*.
- Hood, C. J., Kimble, H. J., & Ye, J. (2001). Characterization of high-finesse mirrors: Loss, phase shifts, and mode structure in an optical cavity. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 64(3), 7. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.64.033804>
- Hunger, D., Steinmetz, T., Colombe, Y., Deutsch, C., Hänsch, T. W., & Reichel, J. (2010). A fiber Fabry-Perot cavity with high finesse. *New Journal of Physics*, 12. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/6/065038>
- Jathoul, A. P., Laufer, J., Ogunlade, O., Treeby, B., Cox, B., Zhang, E., Johnson, P., Pizzey, A. R., Philip, B., Marafioti, T., Lythgoe, M. F., Pedley, R. B., Pule, M. A., & Beard, P. (2015). Deep in vivo photoacoustic imaging of mammalian tissues using a tyrosinase-based genetic reporter. *Nature Photonics*, 9(4), 239–246. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2015.22>
- Jewell, J. L., Lee, Y. H., Harbison, J. P., Scherer, A., & Florez, L. T. (1991). Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Growth, Fabrication, Characterization. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(6), 1332–1346. <https://doi.org/10.1109/3.89950>
- Kogelnik, H., & Li, T. (1966). Laser Beams and Resonators. *Proceedings of the IEEE*, 54(10), 1312–1329. <https://doi.org/10.1109/PROC.1966.5119>
- Lee, J. Y., Hahn, J. W., & Lee, H.-W. (2002). Spatiospectral transmission of a plane-mirror Fabry-Perot interferometer with nonuniform finite-size diffraction beam illuminations. *Journal of the Optical Society of America A*, 19(5), 973. <https://doi.org/10.1364/josaa.19.000973>
- Nichelatti, E., & Salvetti, G. (1995). Interferometer illuminated by a Gaussian beam. *Appl. Opt.*, 34(22), 4703–4712. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.34.004703>
- Rao, Y. J., & Jackson, D. A. (1996). Recent progress in fibre optic low-coherence interferometry. *Measurement Science and Technology*, 7(7), 981–999. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/7/7/001>
- Steinmetz, T., Wilken, T., Araujo-Hauck, C., Holzwarth, R., Hänsch, T. W., & Udem, T. (2009). Fabry-Pérot filter cavities for wide-spaced frequency combs with large spectral bandwidth. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 96(2–3), 251–256. <https://doi.org/10.1007/s00340-009-3374-6>
- Stifter, D. (2007). Beyond biomedicine: A review of alternative applications and developments for optical coherence tomography. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 88(3), 337–357. <https://doi.org/10.1007/s00340-007-2743-2>
- Tsujiie, Y., & Kawamura, Y. (2018). Micro Fabry-Pérot Interferometer at Rayleigh Range. *Scientific Reports*, 8(1), 1–6. <https://doi.org/10.1038/s41598-018-33665-8>
- Visser, T. D., & Wolf, E. (2010). The origin of the Gouy phase anomaly and its generalization to astigmatic wavefields. *Optics Communications*, 283(18), 3371–3375. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2010.04.099>
- Zhang, E., Laufer, J., & Beard, P. (2008). *Backward-mode multiwavelength photoacoustic scanner using a planar Fabry-Perot polymer film ultrasound sensor.pdf*. 47(4).