

TRANSDUCCIÓN OPTOMECÁNICA Y BIESTABILIDADES ÓPTICAS EN MICRORRESONADORES BASADOS EN REFLECTORES DE BRAGG

OPTOMECHANICAL TRANSDUCTION AND OPTICAL BISTABILITIES IN BRAGG-REFLECTOR-BASED MICRORESONATORS

S. Anguiano^{*1}, A. E. Bruchhausen¹ y A. Fainstein¹

¹Centro Atómico Bariloche & Instituto Balseiro (C.N.E.A.) and CONICET, 8400 S.C. de Bariloche, R.N., Argentina.

Recibido: 27/02/2021; Aceptado: 30/3/2022

En experimentos de optomecánica de cavidades con pulsos láser ultracortos, la dinámica temporal de los modos ópticos del sistema juega un papel fundamental en la generación y detección de fonones coherentes. En este trabajo, analizamos la factibilidad de utilizar un segundo láser de emisión continua para optimizar la eficiencia de detección, estableciendo el modo óptico fundamental en una posición espectral específica. En determinadas condiciones, y mediante esta excitación continua, es posible modificar la dinámica de recuperación de los modos ópticos tras una excitación pulsada ultrarrápida, hasta el punto de detenerla en un cuasiequilibrio. Este fenómeno está directamente relacionado con la biestabilidad óptica del resonador.

Palabras Clave: biestabilidad, resonador óptico, microcavidad, láser.

In cavity optomechanics experiments with ultrashort laser pulses, the temporal dynamics of the optical modes of the system play a fundamental role in the generation and detection of coherent phonons. In this work, we analyze the feasibility of using a second continuous emission laser to optimize the detection efficiency, by setting the fundamental optical mode to a specific spectral position. Under certain conditions, and through this continuum excitation, it is possible to modify the recovery dynamics of the optical modes after an ultrafast pulsed excitation, to the point of stopping it on a quasiequilibrium. This phenomenon is directly related to the optical bistability of the resonator.

Keywords: bistability, optical resonator, microcavity, laser.

<https://doi.org/10.31527/analesafa.2022.33.3.59>



ISSN 1850-1168 (online)

I. INTRODUCCIÓN

Los sistemas biestables han sido intensamente estudiados por la comunidad científico-tecnológica a lo largo de los años, debido a su capacidad intrínseca para la manipulación de información binaria. Las biestabilidades ópticas en particular han despertado un gran interés en las últimas décadas, debido a su potencial uso en elementos lógicos puramente ópticos [1-9]. Entre los múltiples sistemas estudiados, los cristales fotónicos presentan grandes ventajas desde el punto de vista de la eficiencia, debido a su alta relación \mathcal{Q}/\mathcal{V} , donde \mathcal{Q} corresponde al factor de calidad y \mathcal{V} al volumen del modo óptico resonante. La capacidad de confinar fotones fuertemente y en un volumen reducido permite maximizar las interacciones luz-materia y, por lo tanto, facilitar la formación de estados multiestables con bajas potencias de excitación [10]. Diversos dispositivos ópticos no lineales basados en cristales fotónicos han sido propuestos y desarrollados en los últimos años, tales como interruptores [11-14], memorias [15-17] e incluso transistores [18].

En este trabajo analizamos la posibilidad de utilizar la biestabilidad de un microrresonador como herramienta para optimizar mediciones de reflectometría diferencial ultrarrápida. Un experimento de este tipo consta de dos etapas: la excitación de la muestra mediante un pulso de bombeo, y la medición de la reflectividad mediante un pulso de sondeo.

Ambos pulsos se originan en el mismo láser, y son separados mediante un divisor de haz polarizante, de forma que el de sondeo sea menos intenso y se encuentre polarizado ortogonalmente al de bombeo. Los pulsos de sondeo se envían a una línea de retardo, que consta de un arreglo de espejos montados sobre un carro móvil y otro arreglo fijo, entre los que se refleja múltiples veces el haz. Al cambiar la posición del carro, la distancia que los pulsos de sondeo deben recorrer cambia y se retrasan respecto de los de bombeo, que recorren una distancia fija. Finalmente se hace incidir ambos haces sobre la muestra y se colecta el haz de sondeo reflejado. Debido a que el pulso de sondeo interactúa con la muestra en distintos estados, dependiendo del tiempo de retardo, es posible obtener la dependencia de la reflectividad efectiva de la muestra en función de este tiempo. En microrresonadores como los estudiados en este trabajo, la interacción con los pulsos láser se da mediante el acoplamiento con algún modo óptico. Dependiendo de en qué posición espectral se encuentre respecto del pulso de sondeo, la reflectividad efectiva será mayor o menor, así como la sensibilidad de la misma a pequeñas perturbaciones. Esto último es especialmente importante en mediciones relacionadas con el estudio de los modos mecánicos del sistema. Si el pulso de bombeo genera una población de fonones coherentes durante la excitación, estos serán más fácilmente detectables en zonas donde la función de sensibilidad (dada por la derivada de la convolución entre el espectro del pulso de

* sebastian.anguiano@cnea.gov.ar

sondeo y el modo óptico [19, 20]) sea máxima. Sin embargo, debido a que los modos ópticos tienen una dependencia temporal relacionada a la población de portadores fotoexcitados [21, 22], la función de sensibilidad durante una medición cambia continuamente. Esto, por un lado, implica que cada medición tendrá tiempos en los que no se podrán detectar los fonones aunque estén presentes; y, por otro, que la amplitud aparente de los mismos variará con el tiempo de llegada del pulso de sondeo. Por lo tanto, el estudio de las intensidades y vidas medias de los modos mecánicos del sistema se vuelve bastante complejo. Buscar un mecanismo para fijar la función de sensibilidad en su máximo, a la vez que permita medir la dinámica de los fonones, podría facilitar la extracción de información relevante de experimentos de reflectometría diferencial ultrarrápida. Para lograr esto, proponemos utilizar un segundo láser, de emisión continua, para alterar la dinámica de relajación del modo óptico fundamental, de forma de optimizar y estabilizar la función de sensibilidad.

En este trabajo estudiamos espectralmente la dependencia temporal de la reflectividad de una microcavidad óptica con confinamiento 3D (pilar) luego de ser modificada por un pulso láser ultrarrápido, así como el efecto que tiene sobre esta dinámica la excitación simultánea con un láser de emisión continua.

II. MÉTODOS

Muestras

Las muestras estudiadas en este trabajo están constituidas por micropilares obtenidos mediante la litografía de heteroestructuras semiconductoras crecidas por MBE (del inglés, *molecular beam epitaxy*). Estas heteroestructuras forman una cavidad óptica mediante el crecimiento de dos espejos de interferencia de Bragg, o DBR por sus siglas en inglés, con un espaciador de espesor $\lambda/2$ entre ellas. Asimismo, debido a las propiedades de los materiales utilizados, estas estructuras funcionan también como cavidades acústica de alta calidad para fonones de frecuencias del orden de las decenas de GHz [20, 23].

Las muestras estudiadas en este trabajo fueron fabricadas en el Centro de Nanociencias y Nanotecnología (Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, C.N.R.S.) en Francia. Las mismas fueron crecidas sobre un sustrato de GaAs orientado en la dirección cristalográfica [001], depositando primero 28 capas de espesor $\lambda/4$ de $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$ para el DBR inferior, luego el espaciador de GaAs, y finalmente 24 capas de espesor $\lambda/4$ de $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$ para el DBR superior. De esta forma se logra una cavidad óptica plana, cuya resonancia óptica fundamental a temperatura ambiente se encuentra en $\lambda_0 \approx 887$ nm. Este tipo de estructura es, de hecho, un cristal fotónico unidimensional con un defecto (el espaciador). La litografía mediante ICP-RIE permite obtener estructuras con confinamiento óptico lateral dado por el contraste de índices de refracción entre el aire y los micropilares (ver Fig. 1). Esto impone un fuerte confinamiento óptico 3-dimensional, incrementando la interacción luz-materia y discretizando las resonancias ópticas del sistema. En la Fig. 2 se presenta la distribución angular de los modos ópticos de

un pilar de $6 \mu\text{m}$ de lado, medidos mediante la adquisición de la imagen del plano recíproco (espacio k) de la emisión de fotoluminiscencia. Asimismo, se muestra la distribución espacial medida para los dos primeros modos.

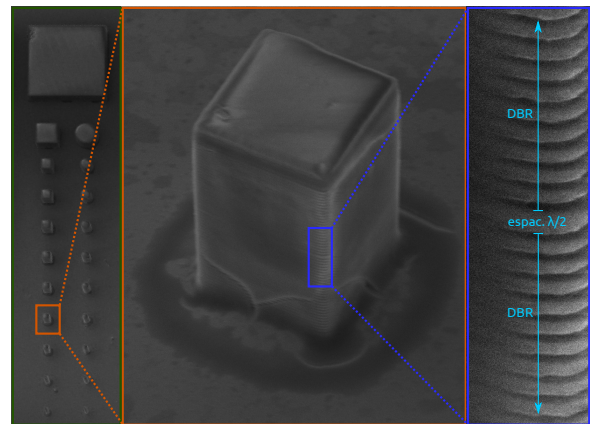


FIG. 1: Imágenes SEM de un arreglo de micropilares obtenido por ICP-RIE a partir de una heteroestructura plana crecida por MBE. Se muestra en mayor detalle un pilar de $5 \mu\text{m}$, así como una ampliación donde se observan las capas que conforman los pilares.

Arreglo experimental

Los experimentos típicos utilizados en el estudio de multiestabilidades ópticas en sistemas como el nuestro requieren de la excitación mediante un único láser continuo, en una posición espectral desintonizada de una resonancia óptica [24-26]. Al cambiar la potencia de excitación o la posición espectral de la misma, es posible que el sistema pase de un estado a otro. En nuestro caso, tanto la potencia como la posición espectral del láser de excitación se mantienen fijas para cada medición. Para modificar el acoplamiento de esta excitación continua con los pilares, se cambia dinámicamente la posición y ancho espectral de los modos ópticos del sistema. Esto se logra mediante la excitación pulsada de la muestra. Para ello se utilizó un arreglo experimental como el esquematizado en la Fig. 3. Este consiste esencialmente de un equipo de reflectometría ultrarrápida, al cual se le agregó la posibilidad de realizar mediciones de microscopía y espectroscopía con/sin una excitación láser continua. Los espectros medidos son normalizados por la distribución espectral original del pulso de sondeo, de forma de obtener la reflectividad en función de la longitud de onda, y en función del tiempo [22]. Los modos ópticos que efectivamente se pueden observar dependen tanto del ancho y posición espectral del láser pulsado, como del ángulo sólido colectado, ya que cada modo tiene una distribución angular y espectral específicas.

En los experimentos realizados en este trabajo, se utilizó un láser pulsado de titanio-zafiro modelo Tsunami HP Spectra-Physics, que genera un tren de pulsos de ~ 1 ps de duración, separados 12.5 ns y con polarización lineal. La excitación continua se logró mediante un láser tipo anillo de titanio-zafiro modelo Matisse de Spectra-Physics, y el análisis espectral de los pulsos de sondeo se llevó a cabo mediante un espectrómetro triple Jobin-Yvon T64000 en modo

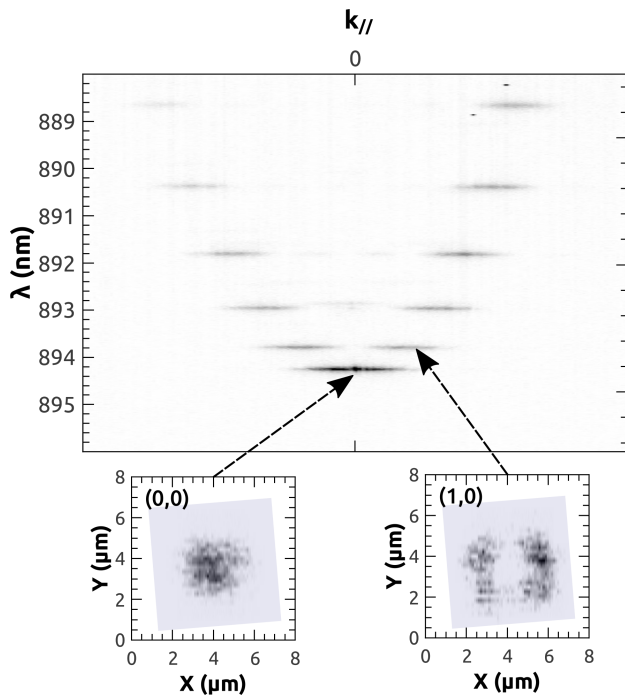


FIG. 2: Espectroscopía de fotoluminiscencia de un pilar cuadrado de $6 \mu\text{m}$ de lado. En el panel principal se presenta la distribución angular de campo lejano (imagen del espacio k), mientras que los subpaneles muestran la distribución de campo cercano (imagen real) de los dos primeros modos ópticos del microrresonador: fundamental (izquierda) y primer excitado (derecha).

sustractivo. Las potencias de los pulsos de bombeo y sondeo se fijaron, respectivamente, en $\sim 5 \text{ mW}$ y $\sim 0.5 \text{ mW}$, mientras la del láser continuo se mantuvo en $\sim 15 \text{ mW}$. Todas las mediciones fueron realizadas a temperatura ambiente.

III. RESULTADOS

En la Fig. 4 se muestra la dinámica típica del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3 \mu\text{m}$ de lado, al ser excitado mediante un pulso láser de picosegundos. A tiempos menores a 0, la muestra se encuentra en equilibrio, sin portadores excitados. Al incidir el pulso de bombeo a $t=0$, la cantidad de portadores (pares electrón-hueco) en el espaciador de GaAs aumenta rápidamente, lo que cambia su índice de refracción y, por lo tanto, la posición espectral de los modos ópticos del sistema [22]. En pilares de pequeño tamaño ($<10 \mu\text{m}$), el posterior retorno al equilibrio está dado mayormente por la difusión lateral y recombinación de los portadores en las superficies laterales de los pilares, que presentan una mayor densidad de defectos [22]. El sistema así planteado es monoestable; sin embargo, al agregar una excitación láser continua en alguna posición espectral por la que un modo óptico transite durante la recuperación, es posible lograr un sistema biestable. Los dos puntos de estabilidad corresponden a un estado de equilibrio y uno fuera de equilibrio. En el estado de equilibrio, el láser continuo se encuentra muy desintonizado respecto del modo óptico y, por lo tanto, no puede acoplarse; la cantidad de portadores se mantiene baja y el modo óptico se mantiene en su posición original. En el estado fuera del equilibrio, el láser continuo se acopla fuertemente al modo óptico, excitando portadores constantemente, manteniendo una población

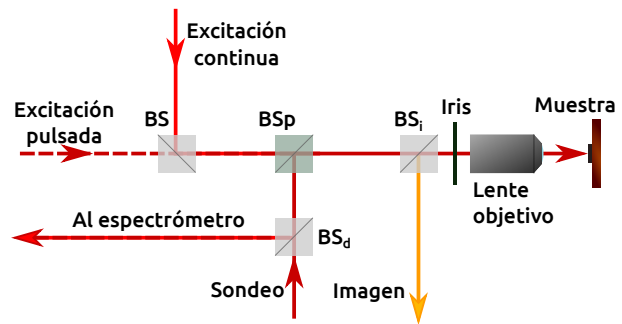


FIG. 3: Esquema del arreglo experimental utilizado. Las excitaciones láser (continua y pulsada) se unen mediante un divisor de haz (BS) para luego ser focalizadas sobre un único pilar mediante un objetivo de microscopio de $100\times$, 0.55 de apertura numérica y 13 mm de distancia de trabajo. La posición de los modos ópticos se determina mediante un pulso de sondeo, de menor potencia y retardado respecto del de excitación. Los pulsos de sondeo están polarizados ortogonalmente, y se unen al haz de excitación mediante un divisor de haz polarizante (BSp). La señal reflejada vuelve a ser separada de las líneas de excitación mediante el mismo BSp, y es guiada hacia un espectrómetro para su análisis espectral. El BS_i se posiciona y utiliza sólo para observar la muestra y apuntar al pilar que se medirá.

elevada; el modo óptico en este caso se mantiene a una longitud de onda menor a la original, y ligeramente desintonizado respecto del láser continuo.

En la Fig. 5 se presenta una medición con las mismas condiciones que las utilizadas para la Fig. 4, pero con la excitación continua encendida. En esta medición se observa cómo el modo fundamental se encuentra en equilibrio antes de la excitación pulsada ($t < 0$), y que al acoplarse con el láser continuo durante la recuperación se estabiliza en una posición ligeramente corrida hacia menores longitudes de onda respecto de éste. Sin embargo, cabe destacar que los experimentos de reflectometría ultrarrápida son periódicos en el tiempo; es decir, el final de un ciclo corresponde a los tiempos negativos del siguiente, con un período de 12.5 ns en nuestro caso. Por lo tanto, el hecho de que a $t < 0$ el modo óptico se encuentre en su posición de equilibrio evidencia que el acoplamiento con el láser continuo se pierde eventualmente, por más que no se observe directamente en esta medición. Esta pérdida de la condición biestable se la puede atribuir a la recombinación constante de pares electrón-hueco. El láser continuo excita portadores mientras se encuentre acoplado con el modo, y el modo permanece estable en el tiempo debido a que esa misma cantidad se vuelve a recombinar a la misma velocidad. Esto, esencialmente, da lugar a una fuente de calor que se activa al producirse el acoplamiento, y se desactiva al perderse el mismo. El modo, al calentarse el pilar, sufre una disminución gradual en su factor de calidad (\mathcal{Q}) y un corrimiento hacia mayores longitudes de onda [27]. Debido a que la eficiencia en el acoplamiento del modo con el láser continuo depende fuertemente de \mathcal{Q} , eventualmente la cantidad de portadores excitados por éste disminuiría, y el modo óptico volvería a relajarse hacia el estado de equilibrio.

Para lograr que el modo se mantenga estable durante todo el ciclo a pesar del aumento de temperatura, es necesario

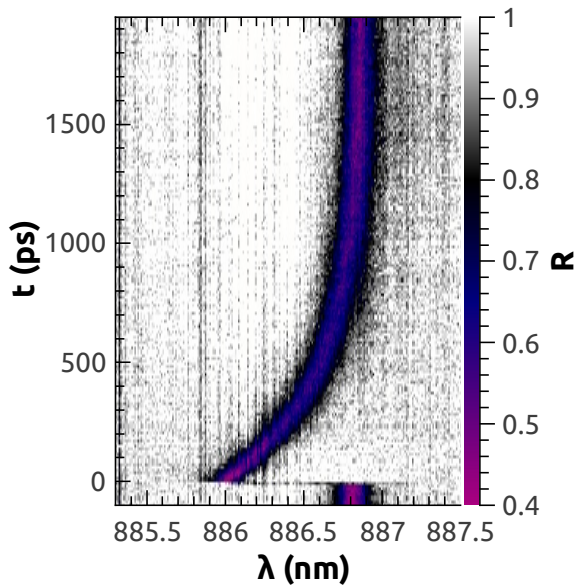


FIG. 4: Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3 \mu\text{m}$ de lado, al ser excitado mediante un pulso láser. El mapa de colores corresponde a la reflectividad del sistema.

lograr un equilibrio en el que el calor generado se compense con el calor que se pierde por difusión, a la vez que el acoplamiento entre el modo óptico y el láser continuo se mantenga suficientemente fuerte como para no perderse. Esto puede lograrse fijando el láser continuo en alguna posición espectral donde se requiera una menor densidad de portadores (y por lo tanto la fuente de calor será también menor). Esto correspondería, por ejemplo, a una posición espectral muy cercana a la condición de equilibrio del modo óptico. En la Fig. 6 se presenta una medición de este tipo. Mediante una línea de puntos negra se marca el tiempo en el que la excitación continua se desbloquea, dejando que incida sobre la muestra. La razón por la cual se mantiene previamente bloqueado el láser continuo es para poder observar la posición de equilibrio del modo óptico fundamental ($t < 0$ y por debajo de la línea punteada negra). Nótese que el modo óptico en ausencia de esta excitación posee un \mathcal{Q} más elevado (véase la reflectividad mínima del modo), y una posición espectral ligeramente distinta. Al desbloquear la excitación, el modo óptico se mantiene estable en el estado fuera de equilibrio; sólo se desvía de esta posición durante la excitación pulsada. Este sistema es nuevamente monoestable, pero con la estabilidad ya no en la condición de equilibrio, sino en el estado con alta densidad de portadores.

Tanto para lograr un estado biestable como para fijar los modos ópticos en una posición espectral determinada y mantener al sistema en un estado fuera del equilibrio, el láser continuo puede ser acoplado a otros modos ópticos en vez del fundamental. La excitación de portadores no será tan eficiente, debido a que los modos de mayor orden poseen distribuciones angulares y espaciales menos simples de acoplar (ver Fig. 2). Sin embargo, esto permitiría llevar al sistema a un estado deseado manteniendo el estado fundamental “libre” para ser utilizado eventualmente en medi-

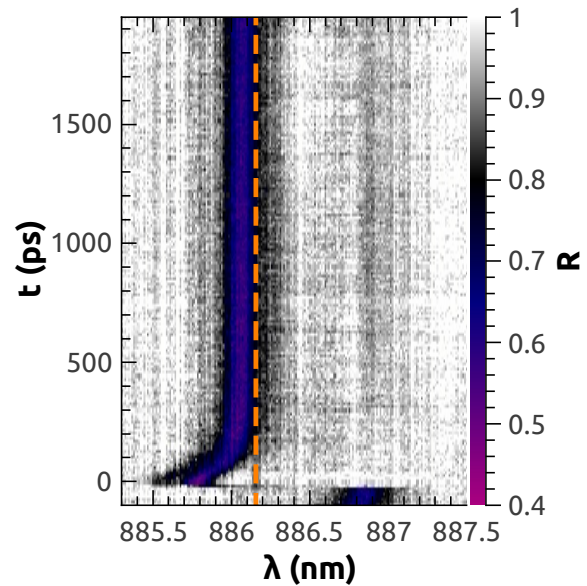


FIG. 5: Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3 \mu\text{m}$ de lado, al ser excitado mediante un pulso láser y un láser continuo desintonizado. La línea de trazos naranja marca la posición espectral de este último. Obsérvese cómo el modo óptico fundamental interrumpe su relajación y se estabiliza en una posición ligeramente corrida hacia menores longitudes de onda respecto del láser continuo. El mapa de colores corresponde a la reflectividad del sistema.

ciones de fonones coherentes, con la función de sensibilidad fija. En la Fig. 7 se presenta una medición realizada sobre un pilar cuadrado de $4 \mu\text{m}$ de lado. El láser continuo se fijó en una posición espectral inaccesible para el modo óptico fundamental, pero sin embargo se observa el mismo efecto que el observado en la Fig. 4. Si bien no es visible de forma directa en esta medición (debido al ángulo sólido colectado), el segundo modo óptico del pilar transita, durante la relajación, la zona espectral donde se fijó el láser continuo. Esto se ha verificado mediante determinaciones independientes de la posición espectral de los estados fotónicos confinados del pilar de $4 \mu\text{m}$ (equivalente a lo mostrado para el pilar de $6 \mu\text{m}$ en la Fig. 2). Lo que ocurre entonces es que el segundo modo óptico del pilar se acopla al láser continuo, permitiendo la excitación de portadores y, por lo tanto, el bloqueo de la recuperación.

IV. CONCLUSIONES

En este trabajo se estudió el efecto de excitar micropilares mediante un láser continuo y uno pulsado. El láser pulsado permite trabajar con modos ópticos variantes en el tiempo, mientras que el láser continuo permite estudiar el efecto de la excitación de portadores durante la recuperación posterior a la excitación pulsada. Dependiendo de la posición espectral del láser continuo respecto de los modos ópticos, es posible llevar al sistema a un estado biestable, o fijar la estabilidad en una condición de baja o alta densidad de portadores excitados. Debido a que el tipo de muestras estudiadas en este trabajo funcionan como cavidades acústicas, además de ópticas [20, 23], este tipo de experimentos

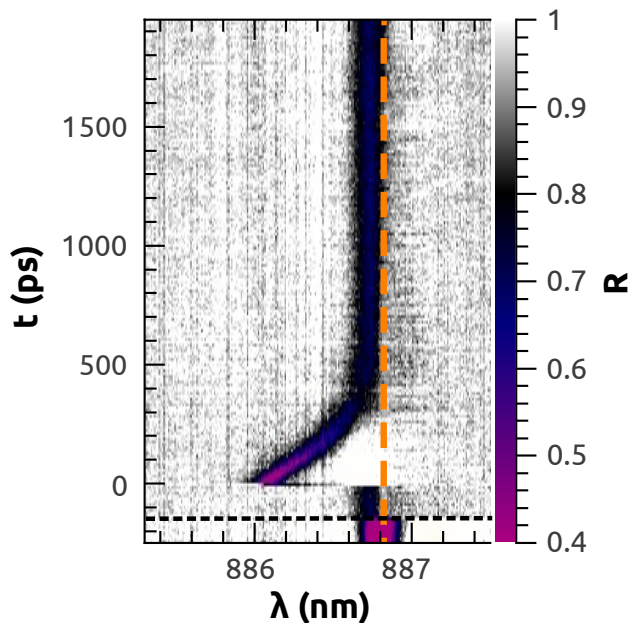


FIG. 6: Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ de lado, al ser excitado mediante un pulso láser y un láser continuo desintonizado. La línea de trazos naranja marca la posición espectral de este último, mientras que la línea punteada negra marca el tiempo en el que se desbloqueó la excitación continua. Obsérvese cómo el modo óptico fundamental interrumpe su relajación y se estabiliza en una posición ligeramente corrida hacia menores longitudes de onda respecto del láser continuo. El mapa de colores corresponde a la reflectividad del sistema.

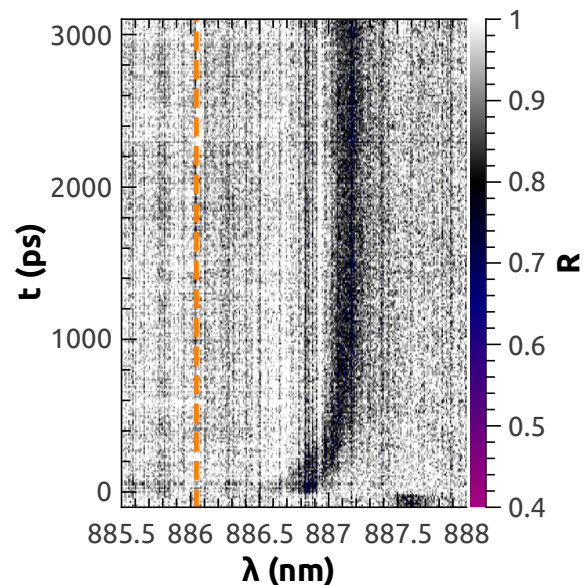


FIG. 7: Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $4\mu\text{m}$ de lado, al ser excitado mediante un pulso láser y un láser continuo desintonizado. La línea de trazos naranja marca la posición espectral de este último. Obsérvese cómo el modo óptico fundamental interrumpe su relajación y se estabiliza en una posición corrida hacia menores longitudes de onda respecto del equilibrio, a pesar de que el láser continuo no parece estar acoplándose a nada. El mapa de colores corresponde a la reflectividad del sistema.

presenta la posibilidad de ser utilizado para el estudio de la dinámica de generación y detección de fonones coherentes en sistemas biestables, y con la función de sensibilidad fijada en un valor óptimo.

AGRADECIMIENTOS

Los autores desean agradecer a P. Senellart, D. N. Lanzillotti-Kimura, A. Lemaître e I. Sagnes por el diseño, crecimiento y litografía de las muestras utilizadas en este trabajo.

REFERENCIAS

- [1] H. M. Gibbs. en *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic Press, New York, 1985).
- [2] C. Klingshirn. en *Semiconductor Optics* (Springer-Verlag, Berlin, 2007).
- [3] Q. Mao y J. Lit. Optical bistability in an L-band dual-wavelength erbium-doped fiber laser with overlapping cavities. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 1252-1254 (2002).
- [4] G. Lv, H. Ye, J. Li, X. Sun y X. Zhang. Hybrid optical spectral bistability in fiber Michelson interferometer by use of a tunable fiber laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 1061-1063 (2005).
- [5] Q. Mao y J. Lit. L-band fiber laser with wide tuning range based on dual-wavelength optical bistability in linear overlapping grating cavities. *IEEE J. Quantum Electron.* **39**, 1252-1259 (2003).
- [6] C. L. Tang, A. Schremer y T. Fujita. Bistability in two-mode semiconductor lasers via gain saturation. *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1392-1394 (1987).
- [7] M. Sorel, P. J. R. Laybourn, A. Scirè, S. Balle, G. Giuliani, R. Miglierina y S. Donati. Alternate oscillations in semiconductor ring lasers. *Opt. Lett.* **27**, 1992-1994 (2002).
- [8] M. Sorel, G. Giuliani, A. Scire, R. Miglierina, S. Donati y P. J. R. Laybourn. Operating regimes of GaAs-AlGaAs semiconductor ring lasers: experiment and model. *IEEE J. Quantum Electron.* **39**, 1187-1195 (2003).
- [9] Lei Xu, B. C. Wang, V. Baby, I. Glesk y P. R. Prucnal. Optical spectral bistability in a semiconductor fiber ring laser through gain saturation in an SOA. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 149-151 (2002).
- [10] M. Soljačić, C. Luo, J. D. Joannopoulos y S. Fan. Nonlinear photonic crystal microdevices for optical integration. *Opt. Lett.* **28**, 637-639 (2003).
- [11] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama y M. Notomi. Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity. *Nat. Photon.* **4**, 477-483 (2010).
- [12] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, E. Kuramochi y M. Notomi. Ultralow-energy and high-contrast all-optical switch involving Fano resonance based on coupled photonic crystal nanocavities. *Opt. Express* **21**, 11877-11888 (2013).
- [13] Y. Yu, M. Heuck, H. Hu, W. Xue, C. Peucheret, Y. Chen, L. K. Oxenløwe, K. Yvind y J. Mørk. Fano resonance control in a photonic crystal structure and its application to ultrafast switching. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 061117 (2014).

- [14] S. M. A. Mostaan y H. R. Saghai. Optical bistable switch based on the nonlinear Kerr effect of chalcogenide glass in a rectangular defect of a photonic crystal. *J. Comput. Electron.* **18**, 1450-1454 (2019).
- [15] A. Shinya, S. Matsuo, Yosia, T. Tanabe, E. Kuramochi, T. Sato, T. Kakitsuka y M. Notomi. All-optical on-chip bit memory based on ultra high Q InGaAsP photonic crystal. *Opt. Express* **16**, 19382-19387 (2008).
- [16] J. Sakaguchi, T. Katayama y H. Kawaguchi. All-optical memory operation of 980-nm polarization bistable VCSEL for 20-Gb/s PRBS RZ and 40-Gb/s NRZ data signals. *Opt. Express* **18**, 12362-12370 (2010).
- [17] E. Kuramochi, K. Nozaki, A. Shinya, K. Takeda, T. Sato, S. Matsuo, H. Taniyama, H. Sumikura y M. Notomi. Large-scale integration of wavelength-addressable all-optical memories on a photonic crystal chip. *Nat. Photon.* **8**, 474-481 (2014).
- [18] M. F. Yanik, S. Fan, M. Soljačić y J. D. Joannopoulos. All-optical transistor action with bistable switching in a photonic crystal cross-waveguide geometry. *Opt. Lett.* **28**, 2506-2508 (2003).
- [19] P. Sesin, P. Soubelet, V. Villafañe, A. E. Bruchhausen, B. Jusserand, A. Lemaître, N. D. Lanzillotti-Kimura y A. Fainstein. Dynamical optical tuning of the coherent phonon detection sensitivity in DBR-based GaAs optomechanical resonators. *Phys. Rev. B* **92**, 075307 (2015).
- [20] S. Anguiano, A. E. Bruchhausen, B. Jusserand, I. Favero, F. R. Lamberti, L. Lanco, I. Sagnes, A. Lemaître, N. D. Lanzillotti-Kimura, P. Senellart y A. Fainstein. Micropillar Resonators for Optomechanics in the Extremely High 19–95-GHz Frequency Range. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 263901 (2017).
- [21] H. Thyrestrup, E. Yüce, G. Ctistis, J. Claudon, W. L. Vos y J.-M. Gérard. Differential ultrafast all-optical switching of the resonances of a micropillar cavity. *Appl. Phys. Lett.* **105**, 111115 (2014).
- [22] S. Anguiano, A. E. Bruchhausen, I. Favero, I. Sagnes, A. Lemaître, N. D. Lanzillotti-Kimura y A. Fainstein. Optical cavity mode dynamics and coherent phonon generation in high- Q micropillar resonators. *Phys. Rev. A* **98**, 013816 (2018).
- [23] A. Fainstein, N. D. Lanzillotti-Kimura, B. Jusserand y B. Perrin. Strong Optical-Mechanical Coupling in a Vertical GaAs/AlAs Microcavity for Subterahertz Phonons and Near-Infrared Light. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 037403 (2013).
- [24] D. Pellat, R. Azoulay, G. Leroux, L. Dugrand, Y. Rafflé, R. Kuszelewicz y J. L. Oudar. Optical bistability at 980 nm in a strained InGaAs/GaAs multiple quantum well microcavity with resonant periodic nonlinearity. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2489-2491 (1993).
- [25] M. Gurioli, L. Cavigli, G. Khitrova y H. M. Gibbs. Bistable optical response in quantum well semiconductor microcavity. *Semicond. Sci. Technol.* **19**, S345-S347 (2004).
- [26] D. Navarro-Urrios, N. E. Capuj, M. F. Colombano, P. D. García, M. Sledzinska, F. Alzina, A. Griol, A. Martínez y C. M. Sotomayor-Torres. Nonlinear dynamics and chaos in an optomechanical beam. *Nat. Commun.* **8** (2017).
- [27] S. Anguiano, A. A. Reynoso, A. E. Bruchhausen, A. Lemaître, J. Bloch y A. Fainstein. Three-dimensional trapping of light with light in semiconductor planar microcavities. *Phys. Rev. B* **99**, 195308 (2019).