

Láser de Brillouin con cavidad corta de fibra estabilizado pasivamente en la resonancia de bombeo por fenómeno de auto-encadenamiento por inyección óptica

C. A. López-Mercado^a, V. V. Spirin^a, A. Nava-Vega^b, Patrice Mégret^c y A. A. Fotiadi^c

^aCentro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada (CICESE), Carretera Ensenada-Tijuana No. 3918, Zona Playitas, 22860 Ensenada, B.C., México.
e-mail: cmercado@cicese.edu.mx

^bFacultad de Ciencias Químicas e Ingeniería, Universidad Autónoma de Baja California, Calzada Tecnológico No. 14418, Tijuana, 22000, B.C., México.

^cUniversity of Mons, Electromagnetism and Telecommunication Department, 31 Boulevard Dolez, B-7000 Mons, Belgium.

Received 20 June 2013; accepted 23 September 2013

Presentamos un láser de Brillouin con cavidad corta de fibra, el cual es estabilizado pasivamente en la frecuencia de resonancia del bombeo utilizando el fenómeno del auto-encadenamiento por inyección óptica. Demostramos un simple y eficiente algoritmo para el ajuste de la doble resonancia en la corta cavidad del láser de Brillouin de fibra. El láser de Brillouin demostró una operación de frecuencia única, estable en la frecuencia del bombeo hasta de 3 minutos y emisión de Stokes con un ancho de línea menor a 1.2 kHz.

Descriptores: láser de Brillouin; anillo resonador de fibra óptica; auto-encadenamiento por inyección

We demonstrate a short cavity Brillouin fiber ring laser, which is passively stabilized at pump resonance frequency by using self-injection locking phenomena. Simple and efficient algorithm for the adjusting of the double resonance in short cavity Brillouin fiber laser is offered. Locked Brillouin laser exhibited stable single frequency operation at pump wavelength up to 3 minutes and Stokes radiation with linewidth less than 1.2 kHz.

Keywords: Brillouin laser; optical ring resonators; optical injection locking

PACS: 42.81.-I; 42.65. Es; 42.55.Px.

1. Introducción

La dispersión estimulada de Brillouin (*Stimulated Brillouin Scattering* - SBS) es uno de los procesos no lineales dominantes que se presenta en las fibras ópticas y cavidades de fibra [1]. SBS es utilizada ampliamente para láseres de banda angosta en configuraciones de fibra, incluyendo láseres aleatorios [2]. En particular, las reflexiones SBS en anillos no lineales de fibra monomodo son la forma preferente más simple, completamente pasiva y universal para la generación de pulsos gigantes en la operación de un láser de fibra en cualquier longitud de onda. Han sido reportadas varias configuraciones de láseres de Brillouin, que presentan una gran variedad en sus características de funcionamiento [3-6].

Los láseres de fibra de Brillouin reportados recientemente con cavidad de doble resonancia (*Doubly Resonant Cavity* - DRC) presentan bajo umbral, gran pureza espectral y baja intensidad de ruido [7-10]; son muy prometedores para una gran variedad de aplicaciones, tal como en comunicaciones ópticas coherentes, sensores interferométricos, radares de detección coherente, microondas fotónicas, y análisis espectral de ultra alta resolución. En los láseres DRC, se genera una emisión de Stokes de frecuencia única con una cavidad de anillo corta, la cual es simultáneamente resonante para las señales de bombeo y de Stokes.

Típicamente, para obtener una operación de frecuencia única se han utilizado varias formas de sistemas de control

activos [7-9] o pasivos [10,11]. Sin embargo, dichos sistemas son diseñados generalmente para el control del salto de modo (*Mode Hopping*), y no pueden proporcionar el ajuste para las condiciones de la doble resonancia por sí mismos.

En la Ref. 10 para lograr la estabilización pasiva del láser de bombeo, utilizamos el efecto del auto-encadenamiento por inyección óptica para encadenar la frecuencia del láser DFB con el modo de resonancia de la cavidad de Brillouin. El fenómeno del auto-encadenamiento, es una técnica eficiente para mejorar el contenido espectral y la polarización de emisión de los láseres [12]. En la configuración presentada en la Ref. 10, la resonancia doble se generaba automáticamente debido a la longitud de 17 m de fibra de la cavidad, ya que los modos resonantes se encuentran muy cercanos uno de otro. Sin embargo, para una cavidad de longitud grande, la estabilidad en el estado de polarización presenta grandes variaciones, por la influencia ambiental, temperatura, vibraciones externas, etc. La inestabilidad del estado de polarización, afecta el acoplamiento de la potencia dentro de la cavidad. El láser con la cavidad de 17 m alcanzó una estabilidad temporal por intervalos de 0.1 a 5 segundos solamente. Una solución natural para mejorar la estabilidad es el uso de cavidades de corta longitud, que tienen menor interacción con el ambiente. Pero para cavidades cortas, la doble resonancia no se genera automáticamente, por que los modos resonantes tienen una separación mayor que el ancho de banda de ganancia de Bri-

llouin. Por lo que se debe de generar la resonancia doble mediante un ajuste de la longitud de la cavidad para alcanzarla en la longitud de onda deseada [13].

Este trabajo se divide en dos partes principales. En la primera parte, presentamos y comprobamos un algoritmo para alcanzar la doble resonancia en cavidades cortas en cualquier longitud de onda deseada. En la segunda parte, presentamos un láser monomodo de fibra con cavidad corta de Brillouin que es estabilizado pasivamente con el fenómeno del auto-encadenamiento por inyección del láser de bombeo DFB, con resonancia simultanea de la cavidad con el bombeo y los Stokes, empleando el algoritmo desarrollado.

2. Algoritmo para la generación de doble resonancia en cavidades cortas

El esquema experimental para investigar la doble resonancia es mostrado en la Fig. 1. La cavidad de anillo resonador de fibra óptica (ARFO) es bombeada por un láser sintonizable ANDO 4321D con un ancho de línea de 200 kHz con una potencia máxima de salida de 5 mW. La señal de bombeo es amplificada por un EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier, siglas en inglés) hasta 45 mW; pasa por el circulador CO, el cual protege al EDFA de reflexiones y al mismo tiempo funciona como la salida de la señal de Stokes (puerto D); y finalmente es inyectada en la cavidad por el acoplador AC1 de radio 90/10. La cavidad de anillo está formada por los acopladores AC1 y AC2, con una longitud total de 4 m de fibra SMF-28. El controlador de polarización CP es utilizado para maximizar el acoplamiento de energía dentro de la cavidad resonante y ajustar su estado de polarización para producir la señal de Stokes. La configuración de la ARFO presenta un funcionamiento análogo a un interferómetro Fabry-Perot de fibra óptica [14,15], donde la señal transmitida y reflejada son monitoreadas en los puertos B y C, respectivamente. Las señales transmitida, reflejada y de Stokes en los puertos B, C y D son registradas por un osciloscopio digital en sincronía con el láser sintonizable. La longitud de la fibra L de

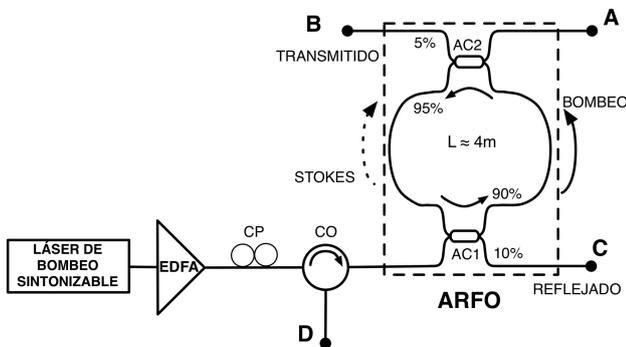


FIGURA 1. Esquema experimental para observar la doble resonancia. ARFO -anillo resonador de fibra óptica, CP- controlador de polarización, CO -circulador óptico, AC1 y AC2- acoplador óptico.

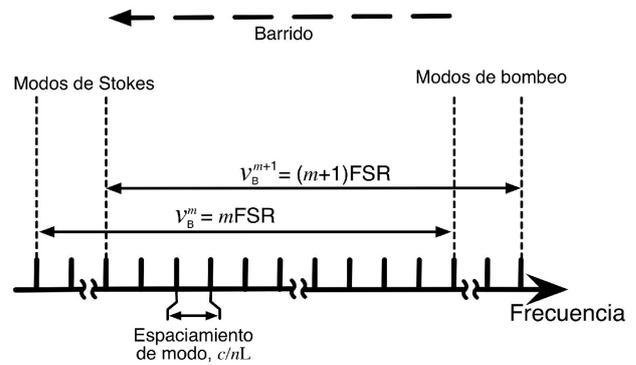


FIGURA 2. Condiciones para lograr la doble resonancia dentro de la cavidad.

la cavidad de anillo define su rango espectral libre (*Free Spectral Range* - FSR) mediante la siguiente expresión:

$$FSR = c/nL, \tag{1}$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío, y n es el índice de refracción de la fibra SMF-28 igual a 1.468 en 1550 nm [16].

Cuando la frecuencia del láser de bombeo esta en resonancia con la cavidad, se obtiene el máximo acoplamiento del bombeo dentro de la cavidad, resultando en un incremento radical de la potencia que se encuentra circulando en sentido anti horario dentro de la cavidad. La generación de la onda de Stokes de Brillouin ocurre en dirección opuesta cuando se supera el umbral de Brillouin, y es más eficiente cuando la señal de Stokes se encuentra en resonancia con el modo de la cavidad. Sin embargo, no es necesario que la frecuencia de Stokes se encuentre en resonancia con la cavidad, ya que ésta es reducida por el desplazamiento de Brillouin ν_B .

Para que se genere la doble resonancia dentro de la cavidad, el desplazamiento de Brillouin debe ser igual a un número entero del FSR, de acuerdo a la siguiente expresión:

$$\nu_B^m = mFSR, \tag{2}$$

donde m es un entero.

La Fig. 2 muestra una ilustración demostrativa de la doble resonancia de la cavidad con el bombeo y Stokes. Al realizar un barrido de la frecuencia del bombeo, encontramos los modos resonantes con la cavidad, además de generar un cambio en el desplazamiento de Brillouin ν_B ; al momento de que, ν_B coincide con un modo de resonancia del bombeo se genera la resonancia simultanea.

En la Fig. 3 se muestran los trazos de osciloscopio de las salidas del anillo resonante de fibra óptica para una longitud de onda que corresponde a la resonancia doble. Experimentalmente el máximo acoplamiento del bombeo dentro de la cavidad es observado en instantes de corto tiempo, como picos de breve duración en la señal transmitida en el puerto B [Fig. 3 (b)]. El corto tiempo de acoplamiento es observado porque la frecuencia del láser sintonizable coincide con un modo de resonancia de la cavidad por pequeños instantes de

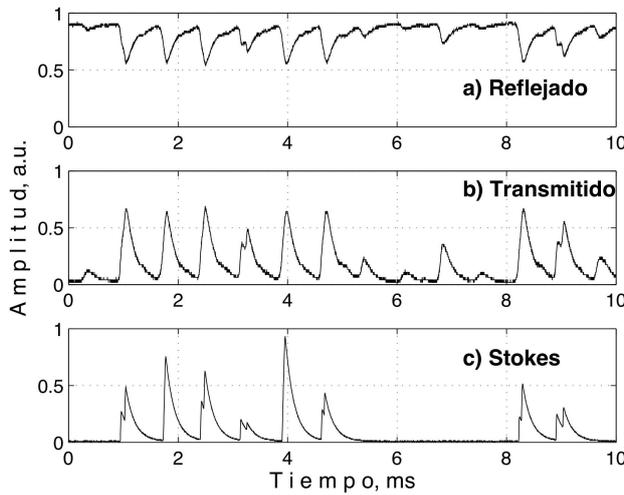


FIGURA 3. Trazos de osciloscopio de: a) señal reflejada registrada en el puerto C (Fig 1), b) señal transmitida en B, y c) señal de Stokes en D.

tiempo. Estimaciones numéricas demuestran que este desacoplamiento es principalmente por la variación de la frecuencia de los modos de resonancia con la temperatura, ya que en nuestra configuración experimental no se utilizó ningún dispositivo para la protección de la cavidad contra las variaciones ambientales.

En el instante que se presenta un incremento en la potencia de la señal transmitida, se genera una cresta en la potencia de la señal reflejada [Fig. 3 (a)] en el puerto C, presentando el mismo funcionamiento del interferómetro Fabry-Perot clásico. En el instante en que la señal dentro de la cavidad excede el umbral de Brillouin se genera un pico en la señal de Stokes en el puerto D [Fig. 3 (c)].

Para clarificar el estado de doble resonancia, si variamos la longitud de onda de láser de bombeo, modificamos el desplazamiento de Brillouin ν_B a razón de:

$$\nu_B = 2nV_A/\lambda_p, \tag{3}$$

donde λ_p es la longitud de onda del bombeo y $V_A = 5800$ m/s [17] es la velocidad acústica en la fibra óptica. Conociendo esto, realizamos un barrido de la longitud de onda del bombeo λ_p , y monitoreamos las señales en los puertos B, C y D del esquema experimental de la Fig. 1. Cuando se cumple la condición de doble resonancia (2) $V_B = mFSR$, se presenta la señal de Stokes. En la Fig. 4 se muestra la señal de Stokes, al realizar un barrido de la longitud de onda del bombeo λ_p desde 1532 hasta 1546 nm. Se presentan dos intervalos con picos para ciertos valores de λ_p . En forma contraria, la señal de bombeo transmitida presenta picos de resonancia iguales para todos los valores de λ_p .

En los picos de Stokes de la Fig. 4, se usa una aproximación de envolvente gaussiana para encontrar su longitud de onda central, ubicadas en 1537.2 y 1544.1 nm, para la primera y segunda envolvente, respectivamente. Utilizando las

Ecs. (1)-(3), se encuentra la expresión para encontrar el m -ésimo orden de la envolvente de cada pico:

$$m = \text{nint} \left(\frac{\lambda_{m-1}}{\lambda_{m-1} - \lambda_m} \right) \tag{4}$$

donde λ_m y λ_{m-1} son las longitudes de onda centrales de las envolventes de los picos de orden m y $m - 1$ dentro del intervalo de medición; y nint es una función que redondea al entero mas próximo.

Por consecuencia, λ_m y λ_{m-1} localizadas en 1537.2 y 1544.1 nm, son del orden $m = 224$ y $m - 1 = 223$, respectivamente. Para este trabajo en particular deseamos obtener una envolvente de un pico de doble resonancia centrado en la longitud de onda $\lambda_0 = 1534.85$ nm, que es la longitud de onda del láser de semiconductor DFB MITSUBISHI FU-68PDF-V520M27B, que planeamos utilizar en una configuración con auto-encadenamiento por inyección. Sin embargo, ambos picos están localizados fuera de la longitud de onda de este láser, por lo se emplea el algoritmo para desplazar la envolvente de un pico de resonancia hacia la longitud de onda deseada.

Después de manipulaciones algebraicas en las Ecs. (1) - (3) se genera la expresión para encontrar la longitud ΔL de la cavidad que se debe de cortar para desplazar la envolvente del pico de orden l hacia la longitud de onda central deseada λ_0 :

$$\Delta L = \frac{c}{2n^2V_A} (m\lambda_m - l\lambda_0), \tag{5}$$

donde λ_0 es la longitud de onda central a la cual se desplazará un pico, l es el orden del pico que se desplazará hacia λ_0 .

En la Fig. 5 se muestra una dependencia de la longitud ΔL contra la diferencia del orden del pico del intervalo medido m como referencia y el pico de orden l que se desplazará hacia λ_0 . Hipotéticamente, para este trabajo en particular, si quisiéramos mover el pico de orden $l = m = 224$ hacia $\lambda_0 = 1534.85$ nm necesitaríamos cortar un ΔL de 0.6 cm, lo

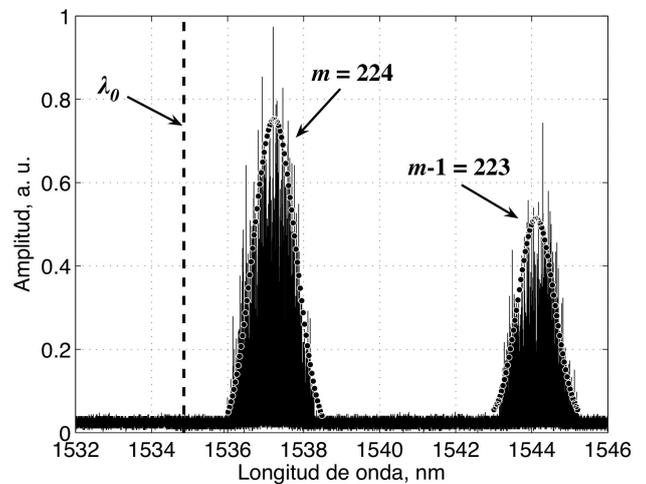


FIGURA 4. Señal de Stokes en el puerto D (Fig 1) al hacer un barrido de la longitud de onda del bombeo λ_p .

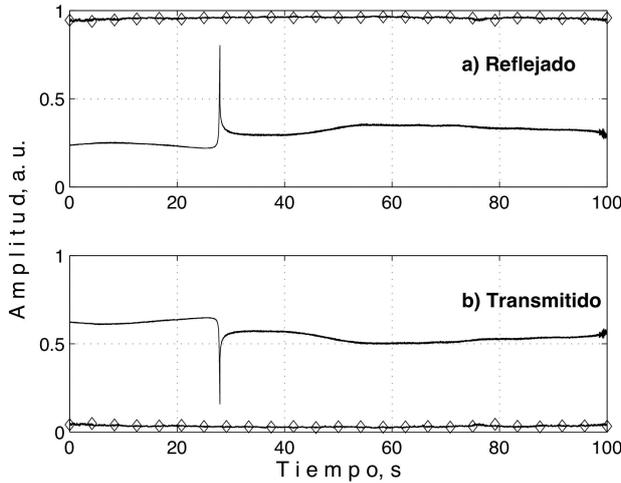


FIGURA 8. Trazos de osciloscopio del bombeo: a) reflejado en el puerto C, y b) transmitido en el puerto B; en línea continua con retroalimentación (-); en línea con marcas (◊) sin retroalimentación.

interruptor óptico (IO), opera la retroalimentación óptica que re-induce potencia de la bomba a la cavidad del láser DFB a través del CO1.

Cuando la frecuencia del láser de bombeo se encuentra en resonancia con la cavidad del láser de Brillouin, se obtiene el máximo acoplamiento del haz de bombeo dentro de la cavidad, obteniendo un incremento radical de la potencia que circula dentro de la cavidad. Así la potencia que pasa por el ARFO aumenta y proporciona una fuerte retroalimentación óptica para el auto encadenamiento por inyección del láser DFB de bombeo. Ahora, cualquier cambio en la frecuencia de resonancia del láser de Brillouin debido a variaciones en la temperatura o vibraciones externas, obliga el cambio de acoplamiento de la frecuencia del láser encadenado dentro de un intervalo de encadenamiento. Como resultado el láser de bombeo DFB encadenado ajusta su frecuencia a la frecuencia de resonancia de la cavidad de Brillouin permitiendo una resonancia continua.

En la Fig. 8 se muestran los trazos de osciloscopio en el tiempo de las señales de bombeo reflejado [(a)] y transmitido [(b)], en los puertos C y B, del ARFO, respectivamente.

Con la retroalimentación óptica, la resonancia del bombeo fue manifestada por el láser DFB para toda corriente por encima del umbral. Pero, cuando el IO es desactivado, la resonancia nunca fue observada para el láser de bombeo DFB libre DFB MITSUBISHI FU-68PDF-V520M27B con ancho de línea cerca de 4 MHz y casi toda la potencia del bombeo es reflejada del ARFO y registrada en el puerto B (ver Fig 7). El fenómeno del auto-encadenamiento por inyección óptica genera una significativa reducción en el ancho de línea del láser de bombeo DFB; así como un ajuste de la frecuencia de bombeo a la frecuencia de resonancia de la cavidad. Con la retroalimentación óptica, se alcanzaron periodos de estabilidad sin cambios de modo (*mode hopping*) hasta de 3 minutos (Fig. 8 línea continua). En el segundo 30 se observa éste cam-

bio de modo con un pico en la señal reflejada y una cresta en la señal transmitida.

En la Fig. 9 se presentan los trazos de osciloscopio de la señal de bombeo transmitido [(a)] en el puerto B y la señal de Stokes [(b)] en D con el IO activado. Cuando el IO está activado, una gran parte de la potencia del bombeo es introducida a la cavidad, generando un incremento radical en la potencia que se encuentra oscilando dentro de la cavidad y de la señal transmitida. En el momento que la potencia dentro de la cavidad supera el umbral de Brillouin, se genera la señal de Stokes monitoreada en el puerto D. La señal de Stokes presentó un régimen continuo de frecuencia única hasta de 30 s. La señal de Stokes tiene un periodo más corto de estabilidad que el bombeo, probablemente por su mayor sensibilidad al cambio del estado de polarización dentro de la cavidad.

El ancho de línea de la emisión de Stokes del láser de Brillouin fue medido con una técnica auto-heterodina retrasada utilizando un interferómetro Mach-Zender con 25 km de fibra

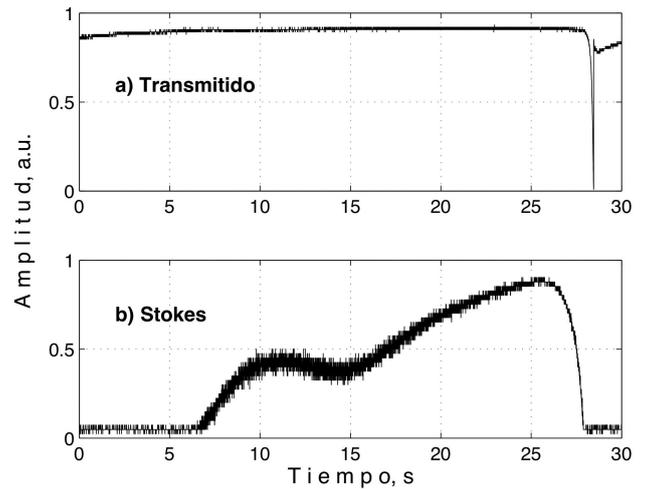


FIGURA 9. Trazos de osciloscopio de la señal de Stokes en doble resonancia; a) señal transmitida en el puerto B, y b) señal de Stokes en el puerto D.

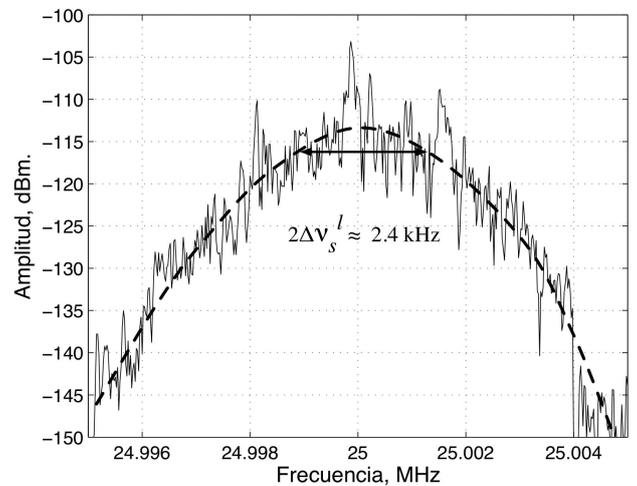


FIGURA 10. Espectro auto-heterodina retrasado de la emisión de Stokes del láser Brillouin.

de retraso en un brazo y una modulación de fase de 25 MHz en el otro. La señal de batimiento del interferómetro fue registrada por un fotodetector y un analizador de espectros eléctrico Agilent N9320A.

La Fig. 10 presenta el espectro auto-heterodino retrasado del láser de Brillouin, donde el ancho completo a media altura (FWHM) es estimado igual a 2.4 kHz, que es equivalente al doble del ancho de línea ($2\Delta\nu_S^1$), asumiendo que la forma es Lorentziana [18]. Además se midió el ancho de línea del láser DFB de bombeo encadenado con la misma técnica; y comparado con este mismo láser en oscilación libre, resulta en una significativa reducción del ancho de línea hasta de 10,000 veces. El fenómeno del auto-encadenamiento por inyección óptica genera una significativa reducción en el ancho de línea del láser de bombeo DFB; así como un ajuste de la frecuencia de bombeo a la frecuencia de resonancia de la cavidad.

Cabe señalar que la longitud de la fibra de retardo de 25 km es demasiado corta para obtener una mezcla incoherente, la cual es requerida para la técnica de detección auto-heterodina retrasada. Para el ancho de línea de 1.2 kHz, la longitud de la fibra de retraso debería exceder los 100 km. Sin embargo, el error debido a la corta longitud de la fibra de retraso puede llevar a una oscilación visible en el espectro auto-heterodino y un incremento del ancho de línea estimado en comparación con uno real [18]. Por lo tanto, las mediciones presentadas demuestran que el ancho de línea real del láser de Brillouin no excede los 1.2 kHz, pero probablemente es menor.

4. Conclusiones

Demostramos un láser de Brillouin con una cavidad corta de 4.11 metros de fibra, estabilizado pasivamente en la frecuencia de resonancia del bombeo utilizando el fenómeno de auto-encadenamiento por inyección óptica. Se logró obtener la doble resonancia en la longitud de onda deseada mediante el algoritmo desarrollado. Demostramos que con el algoritmo presentado podemos alcanzar la doble resonancia en cavidades cortas, en cualquier longitud de onda deseada, con un simple ajuste de la longitud de la cavidad. Se registró una significativa reducción, hasta 10000 veces, del ancho de línea del láser de bombeo DFB encadenado. El láser de Brillouin presenta una emisión de Stokes con un ancho de línea que no excede 1.2 kHz y una estabilidad temporal sin salto de modo hasta de 3 minutos de bombeo y hasta 0.5 minutos de Stokes.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por los proyectos FEDER-Wallonia Europea y FP7 IRSES, el programa IAP PVII de la Interuniversity Attraction Pole de la Belgian Science Policy, y el programa "Scientific and Research-Educational Cadres for Innovation Russia" de la Federación Rusa. Al CONACYT por la beca otorgada No. 50177.

-
1. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. (Academic Press, San Diego, 2001).
 2. A.A. Fotiadi, *Nat. Phot.* **4** (2010) 204.
 3. G.J. Cowle and D. Yu. Stepanov, *Opt Lett* **21** (1996) 1250.
 4. A.A. Fotiadi, P. Mégret, *Opt. Lett.* **31** (2006) 1621.
 5. V.V. Spirin *et al.*, *Opt. Express* **14** (2006) 8328.
 6. A.A. Fotiadi *et al.*, *Opt. Lett.* **27** (2002) 83.
 7. S. Norcia *et al.*, *Opt. Lett.* **28** (2003) 1888.
 8. J.H. Geng *et al.*, *IEEE Photon Technol Lett* **18** (2006) 1813.
 9. S. Molin *et al.*, *Opt. Lett.* **33** (2008) 1681.
 10. V.V. Spirin *et al.*, *Laser Phys. Lett.* **9** (2012) 377.
 11. V.V. Spirin, *et al.*, *Laser Phys. Lett.* **10** (2013) 15102.
 12. J. Ohtsubo, *Semiconductor Laser. Stability, Instability and Chaos*, 2nd ed, (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2008).
 13. C.A. López-Mercado *et al.*, in *Proceedings of the IEEE Photonics Benelux Chapter*, (Symposium 2012, University of Mons, Belgium). p. 369.
 14. Wei Rao *et al.*, *Opt. Eng.* **50** (2011) 9.
 15. P. Urquhart, *JOSA A*, **5** (1988) 803.
 16. <http://www.corning.com/opticalfiber/index.asp>
 17. L. Thevenaz, *Frontiers of Optoelectronics in China* **1** (2010) 13.
 18. D. Derickson, *Fiber Optic Test and Measurement* (Prentice-Hall PTR, Michigan, 1998).