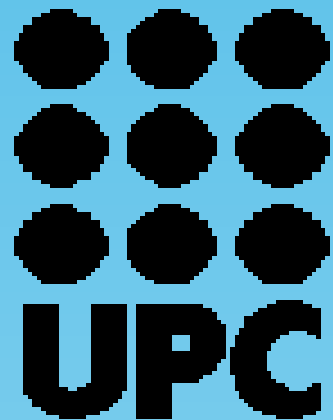


Resonancia fantasma en láseres



**C. M. González, J. M. Buldú, J.Trull,
Departamento de Física y Ingeniería
Colom 11 E-08222 Terrassa, España.**

Correo electrónico :

con acoplamiento bidireccional

M. C. Torrent y Jordi García-Ojalvo
Nuclear, Universitat Politècnica de Catalunya.

javier.martin-buldu@upc.es
cristina.martinez-g@upc.es

Resonancia fantasma (Ghost Resonance):

- Fenómeno por el cual un sistema excitable sujeto a señales periódicas diferentes responde con una resonancia a una frecuencia no presente en la entrada¹.

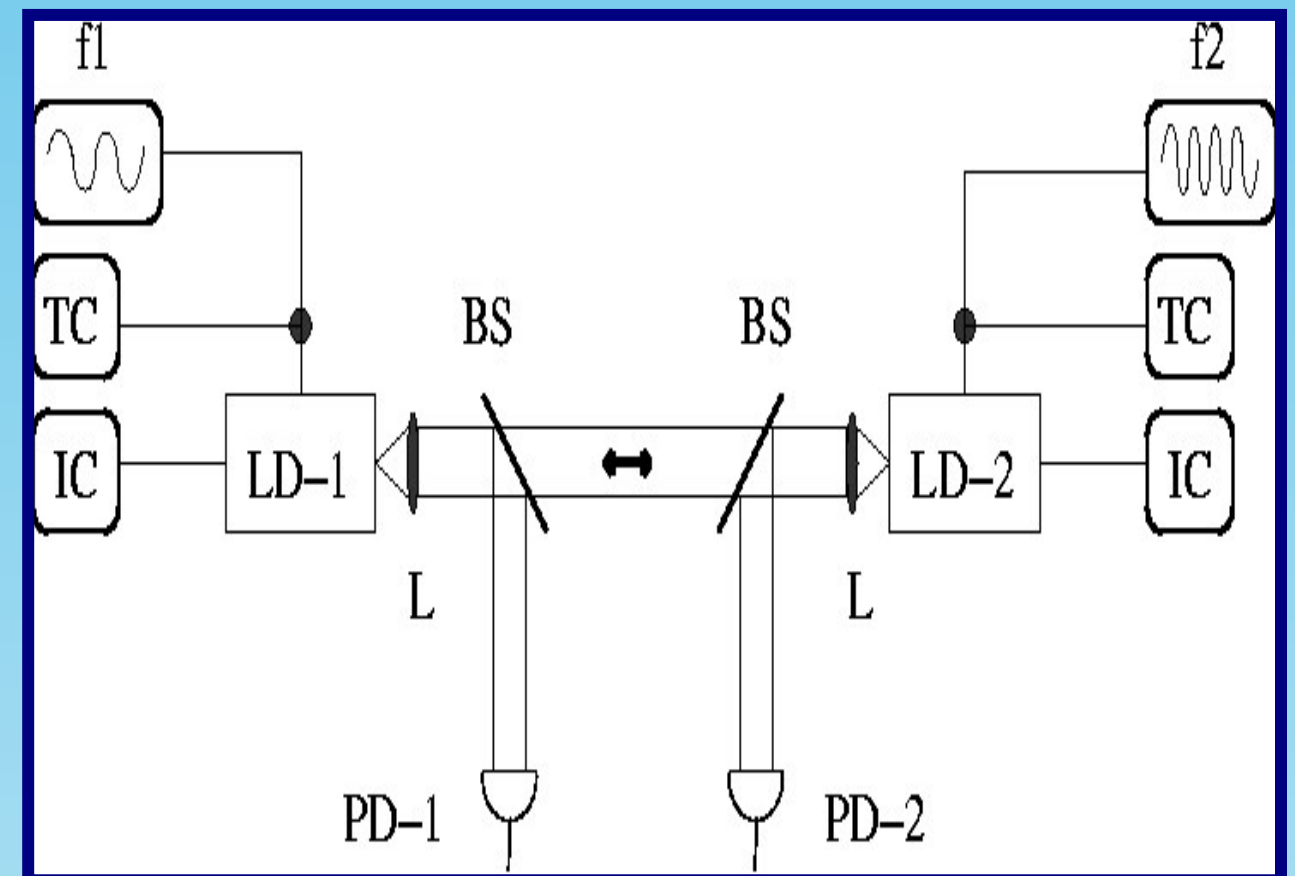
Entrada: $f_1 = kf_0 + \Delta f$, $f_2 = (k+1)f_0 + \Delta f$,..... , $f_n = (k+n-1)f_0 + \Delta f$; $k > 1$

Salida:

$$f_r = f_0 + \frac{\Delta f}{k + \frac{(n-1)}{2}}$$

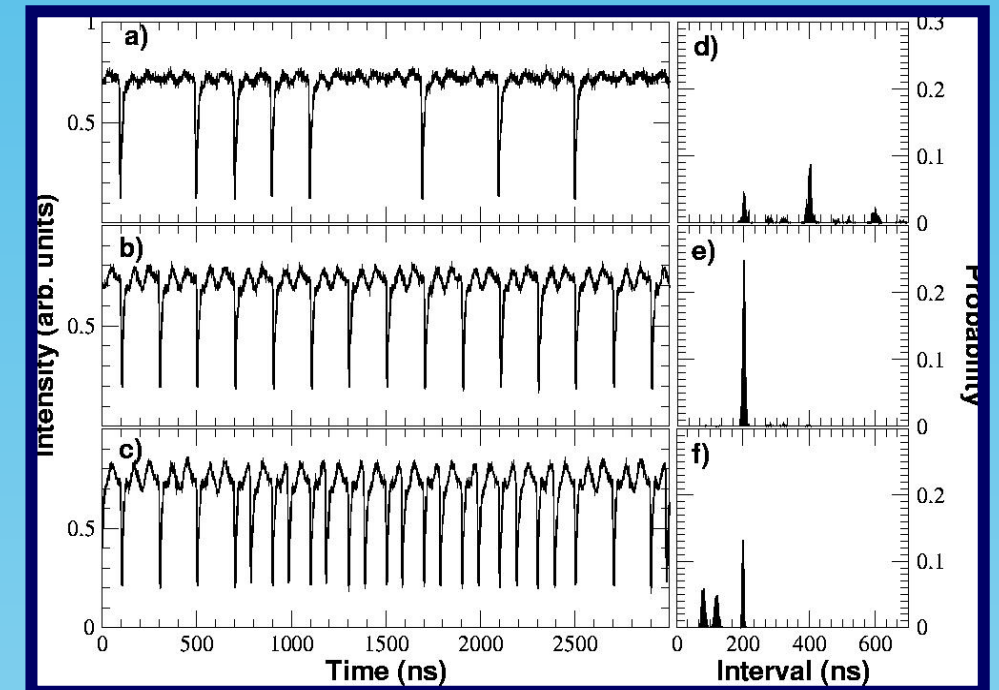
Sistema :

- Dos láseres de semiconductor acoplados bidireccionalmente mediante la inyección mutua de las intensidades emitidas.
- Este sistema acoplado tiene un régimen pulsado³, similar al de un láser con feedback en régimen de fluctuaciones de baja frecuencia (LFF). Estudios previos han mostrado que el acoplamiento aumenta la respuesta de los dos láseres cuando se modula la corriente de bombeo de uno de ellos⁵.
- Trabajando en condiciones de sincronización, cada láser es modulado independientemente.
- El acoplamiento induce a que la señal de intensidad de salida del láser sea de una frecuencia no presente en la entrada .



Resultados experimentales

- Intensidad de salida en régimen de LFF y las correspondientes funciones de distribución de probabilidad (PDF) para amplitudes de modulación crecientes.
- Máxima coherencia en la resonancia fantasma para un valor intermedio de amplitud de modulación

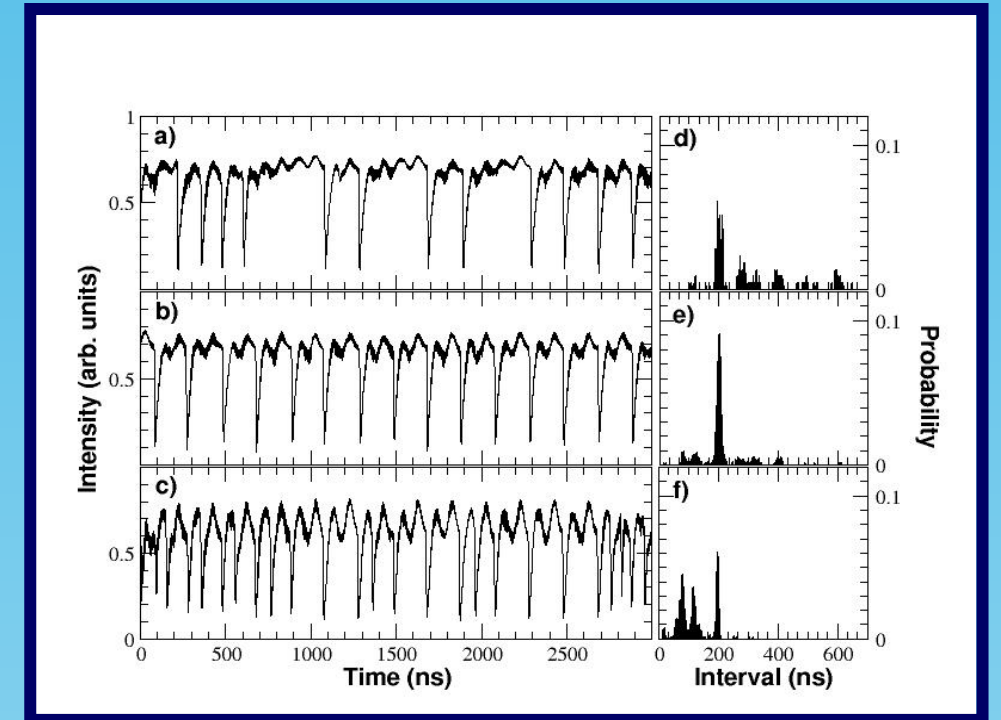


$$f_1=10 \text{ MHz} ; f_2=15 \text{ MHz};$$
$$\Delta f=0 , k=2 \rightarrow f_r = f_o = 5 \text{ MHz.}$$

Resultados numéricos

- Sistema de ecuaciones diferenciales acopladas, con retraso . Extensión del modelo de Lang y Kobayashi⁴ :

$$\frac{dE_{1,2}}{dt} = \frac{(1+i\alpha)}{2} [G_{1,2} - \gamma_{1,2}] E_{1,2} + \kappa_c e^{i(\omega_2 - \omega_1)\tau_c} E_{1,2}(t - \tau_c) + \sqrt{2\beta N_{1,2}} \mathcal{E}_{1,2}(t)$$
$$\frac{dN_{1,2}}{dt} = \frac{I_{1,2}}{e} - \gamma_{e1,2} N_{1,2} - G_{1,2} P_{1,2}(t)$$



$E_{1,2}$, $N_{1,2}$ → campos ópticos i número de portadores de ambos láseres.

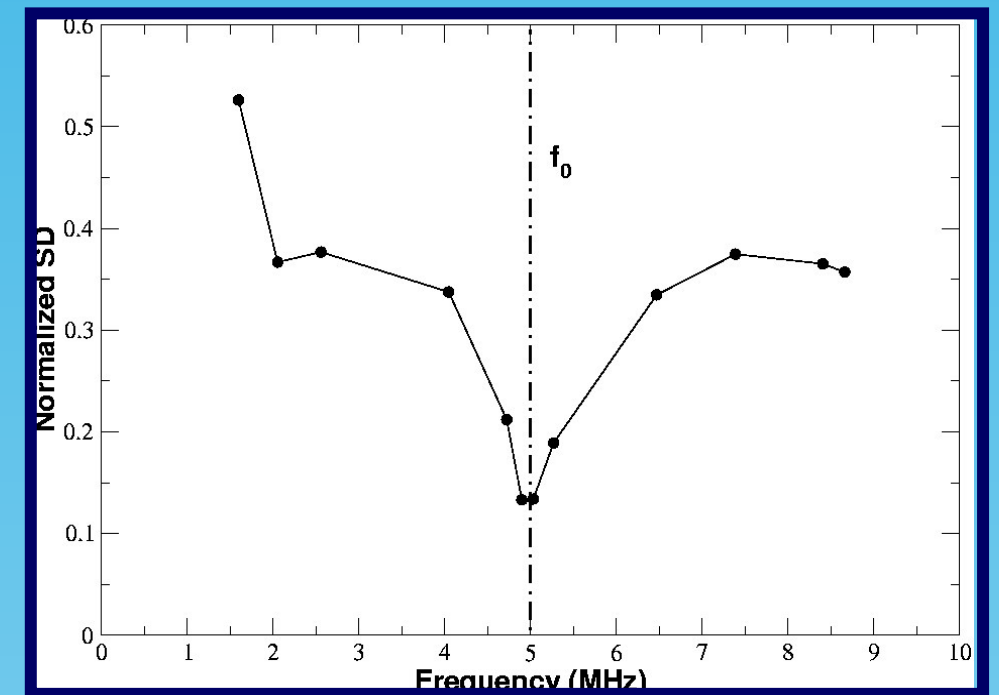
$\omega_{1,2}$ → frecuencias ópticas de emisión (iguales).

$P_{1,2}(t) = |E_{1,2}(t)|^2$ → número de fotones dentro de la cavidad.

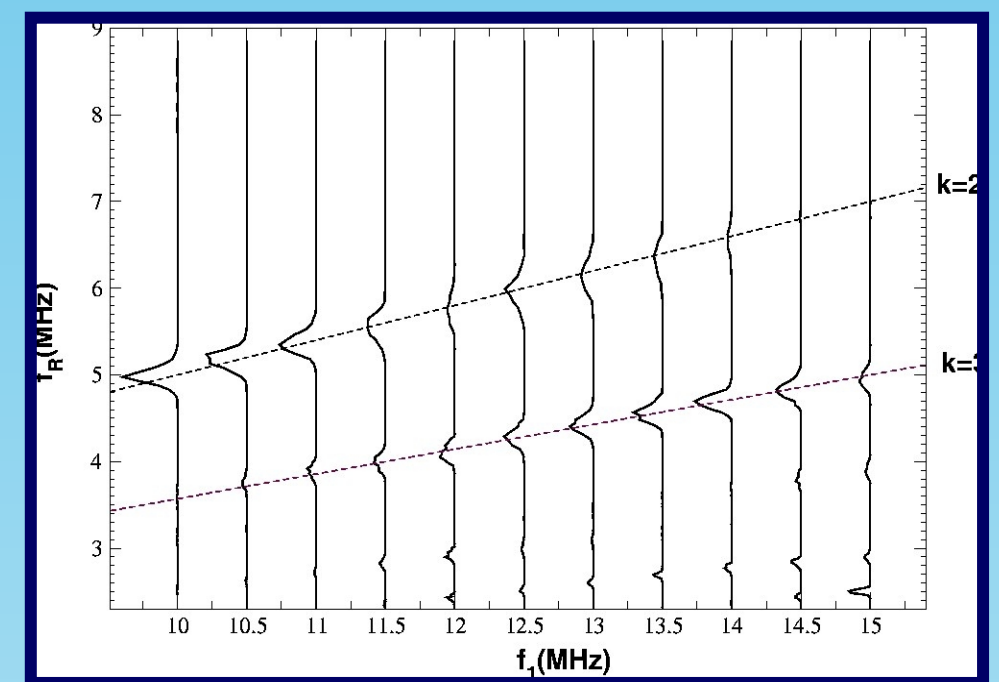
κ_c , τ_c → fuerza y tiempo de acoplamiento.

β , $\mathcal{E}(t)$ → tasa de emisión espontánea y ruido blanco Gaussiano.

- Análisis estadístico de series de salida temporales para diferentes amplitudes de modulación.
- Evaluación de la desviación estándar de los intervalos entre caídas de intensidad para cada valor de amplitud.
- Desviación estándar mínima para la frecuencia de resonancia fantasma.



- Introducción de desintonía ($\Delta f \neq 0$) en las frecuencias de entrada (frecuencias inconmesurables).
- La frecuencia de resonancia crece linealmente con la desintonía.



$$f_r = f_0 + \frac{\Delta f}{k + \frac{1}{2}}$$

- Representación de las PDF de las frecuencias de respuesta (en función de f₁)

- Modulación del bombeo:

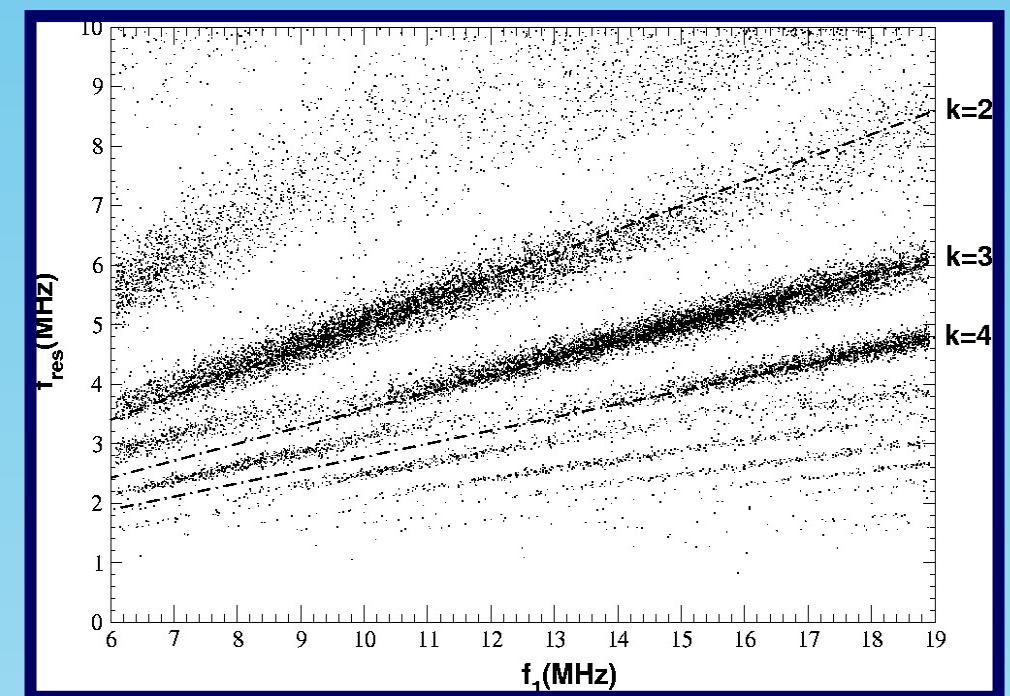
$$I_{1,2} = I_{DC1,DC2} [1 + A_{1,2} \sin(2\pi f_{1,2} t)]$$

$I_{DC1,DC2}$ → corrientes de bombeo.

$A_{1,2}, f_{1,2}$ → amplitudes y frecuencias de modulación .

- Algoritmo utilizado : Runge- Kutta de cuarto orden.

- PDF de las frecuencias de respuesta para valores crecientes de f_1 . Las líneas punteadas corresponden a valores teóricos. Al aumentar f_1 las frecuencias resonantes saltan a su valor para una k mayor (de $k=2$ a $k=3$). Esta dependencia de f_r con Δf demuestra la no trivialidad de la resonancia fantasma.



- Incremento de Δf desde 0 a 5MHz en pasos de 0.001 MHz.

Conclusiones

- Cuando dos sistemas no lineales acoplados son perturbados por dos señales periódicas independientes es posible observar una resonancia a una tercera frecuencia no presente en la entrada (ghost resonance)
- La resonancia no es trivial ya que persiste en el caso de frecuencias en la entrada inconmensurables
- En nuestro sistema el acoplamiento tiene un rol adicional en la inducción de un escenario excitable (los láseres son estables sin el acoplamiento).
- Hasta ahora sólo se habían observado resultados similares en modelos mas simples (circuitos)¹ y láseres de semiconductor con feedback², pero no en sistemas con acoplamiento bidireccional.

Referencias

- [1]. D. R. Chialvo, O. Calvo, D. L. Gonzalez, O. Piro and G. V. Savino, Phys. Rev. E 65 ,050902 (R) (2002).
- [2]. J. M. Buldú, D . R. Chialvo, C. R. Mirasso, M. C. Torrent and J. García-Ojalvo, Eurpophys. Lett. 64, 178 (2003).
- [3]. T. Heil, I. Fischer, W. Elsäßer, J. Mulet and C. R. Mirasso, Phys. Rev. Lett. 86, 795 (2001).
- [4]. J. Mulet, C. Masssoller and C. R. Mirasso, Phys. Rev. A 65,063815 (2002).
- [5]. J. M. Buldú, R. Vicente, T. Perez, C. R. Mirasso ,M. C. Torrent and J. García-Ojalvo, Appl. Phys. Lett. 27, 5105 (2002).