

## تأثیر آینه های مزدوج فازی اپتیکی در کاواک خارجی لیزر نیمه رسانا بر ناپایداری خروجی آنها

جعفری ، اکبر ؛ مبهوتی، خسرو؛ بسطامی رزم، اکرم

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ارومیه، ارومیه

### چکیده

در این مقاله تأثیر آینه مزدوج فازی موجود در کاواک خارجی بر دینامیک یک لیزر نیمه رسانا مورد بررسی قرار گرفته است. برای این منظور نحوه عملکرد پسخوراند مزدوج فازی مورد ارزیابی قرار گرفته و سپس نحوه تأثیر این آینه بر پایداری و دینامیک شدت خروجی لیزر مورد مطالعه قرار گرفته است. در نهایت، نمودارهای زمانی مربوط به این اندرکنش ها با استفاده از مجموعه معادلات اپتیکی و معادلات لیزری رسم شده است. نتایج عددی بدست آمده نشان می دهند که با اضافه کردن آینه مزدوج فازی و انتخاب مقادیر مناسب می توان خروجی ناپایدار لیزر را کنترل نمود و همچنین دینامیک و دامنه شدت خروجی لیزر را نیز تغییر داد. همچنین نشان داده شد که نامیزانی مابین فرکانس زاویه ای پمپ شده و پرتو لیزری می تواند عملکرد آینه مزدوج فازی را مختل نماید، به طوری که فرکانس نوسانات لیزر در حضور نامیزانی می تواند به طور قابل توجهی افزایش یابد.

## Effect of optical phase conjugate mirrors in the external cavity of a semiconductor laser on its instabilities

Jafari, Akbar; Mabhouti, Khosro; Bastami razm, Akram

Physics Department, Faculty of Sciences, Urmia University, Urmia

### Abstract

*In this study, the effect of phase conjugated mirror in the external cavity on the dynamics of semiconductor lasers is investigated. For this purpose, the performance of the phase conjugated feedback is examined and the effects of this mirror on the stability and the dynamics of the out put intensity of laser have been studied. Finally, the time series of these is plotted by the uses of the optical equations and the lasers rate equations. The numerical results showed that by adding the phase conjugated mirror and selecting the appropriate values, the unstable output of the laser can be controlled and also, the dynamics and the amplitude of the out put intensity of the laser can be varied. It has also shown that, the detuning between the pumped angular frequency and the laser beam can be disturbed the operation of the phase conjugated mirror so that in the presences of the detuning, the frequency of the laser's fluctuations can be increased remarkable.*

PACS No. (30)

میدان خروجی لیزرهای نیمه رسانا می باشد. لیزرهای نیمه رسانا به صورت گسترده به عنوان مهم ترین منابع در ارتباطات نوری امن، منابع نور منسجم برای انتقال فن آوری نوری و پردازش نوری فوق العاده سریع مورد مطالعه قرار می گیرند [۳-۵]. در واقع از آنجائیکه لیزرهای نیمه رسانا از لحاظ تنوع دینامیکی جزء پرکاربردترین لیزرها می باشند، مطالعه بر روی این اندرکنش ها بین آینه های مزدوج فازی به عنوان کاواک خارجی از اهمیت بالایی برخوردار است [۶]. طراحی کاواک های خارجی بر پایه خاصیت ایجاد تغییر در مقدار فازی میدان منعکس یافته به درون لیزر میتواند شرایط جدیدی را از نقطه نظر کنترل دینامیک شدت خروجی لیزر و یا حتی کنترل ناپایداری در این لیزرها پدید آورده

### مقدمه

دو پرتو اپتیکی زمانی مزدوج فازی نامیده می شوند که توابع دامنه آنها از نظر فازی مزدوج هم باشند. مزدوج فازی اپتیکی معمولاً یک ارتباط فضایی را بین دو پرتو همدوس تعیین می کند. این دو پرتو در خلاف جهت هم با جبهه های موج برعکس هم و دامنه یکسان حرکت می کنند. آینه های مزدوج فازی می توانند نور فرودی با ابیراهی اپتیکی موجود در جبهه ی موج آنها را در هنگام انعکاس با از بین بردن ابیراهی اصلاح کنند [۱-۲]. تاکنون مطالعات گسترده ای در زمینه آینه های مزدوج فازی انجام شده است. اما آنچه که در این مطالعات مورد اهمیت قرار نگرفته نحوه تأثیر این محیطها بر شدت، نوع دینامیک و مشخصات اپتیکی

در واقع نقش فرکانس پمپ شده به این آینه است که همانند یک توری پراش موجب انعکاس پرتو لیزری گردد و پرتو سیگنال اولیه لیزر در برخورد با آینه مزدوج فازی مجدداً به سمت درون کاواک لیزری منعکس گردد. این پرتو منعکس شده با تأخیر زمانی و فرکانس بازگشتی متفاوتی می‌باشد. نامیزانی مابین فرکانس زاویه‌ای پمپ شده و پرتو اولیه لیزری را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\text{detuning } 2\delta = (2\omega_p - \omega_0) \quad (2)$$

در شکل (۱)، دو مسیر ۱ و ۲ به ترتیب نشان دهنده‌ی مسیر پرتو هنگام خروج از لیزر با فرکانس اولیه  $\omega_0$  و فاز  $\phi(t)$ ، و مسیر پرتو هنگام بازگشت از آینه مزدوج فازی می‌باشند. در برخورد پرتو لیزری با آینه مزدوج فازی، فرکانس پرتو انعکاس یافته به مقدار رابطه (۱) تغییر می‌یابد. همچنین پرتو لیزری در برخورد با آینه مزدوج فازی دچار یک تأخیر زمانی نیز می‌گردد، در نتیجه می‌توان فاز پرتو منعکس شده از آینه را با جمله  $\phi(t-\tau)$  نشان داد.

معادلات نرخ لیزری در حضور پس‌خوراند مزدوج فازی را میتوان به صورت زیر نوشت [۱۰]:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \frac{1}{2}(1 - i\alpha)G_n \{n(t) - n_{th}\} E(t) + \frac{K}{\tau_{in}} E^*(t - \tau) \exp\{-i2\delta(t - \frac{\tau}{2}) + i\phi_{pcm}\} \quad (3)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n(t)}{\tau_s} - G_n \{n(t) - n_0\} A^2(t) \quad (4)$$

در روابط فوق،  $E$  نشانگر میدان الکتریکی بهنجار شده،  $n$  وارونی انبوهی،  $\alpha$  فاکتور پهن شدن،  $\frac{k}{\tau_{in}}$  نشان دهنده شدت پس‌خوراند از آینه خارجی است که در آن  $k$  ضریب پس‌خوراند در نظر گرفته شده و  $(-i2\delta(t - \frac{\tau}{2}) + i\phi_{pcm})$  فاز پس‌خوراند می‌باشد. طول عمر حامل در کاواک لیزری با  $\tau_s$ ، میزان جریان دمش شده با  $\frac{J}{ed}$  و میزان تأخیر زمانی در کاواک داخلی و خارجی لیزر به ترتیب با  $\tau_{in}$  و  $\tau$  نشان داده شده است. ضرایب  $J$ ،  $e$  و  $d$  به ترتیب نشان دهنده مقادیر چگالی جریان تزریقی به لیزر، بار الکترون و ضخامت کاواک داخلی لیزر می‌باشند. همچنین،  $G_n$  نشان دهنده ضریب بهره و  $n_{th}$  تعداد حامل‌های بار در حالت آستانه می‌باشد. در رابطه (۴) تغییر فاز ناشی از بازتاب در آینه

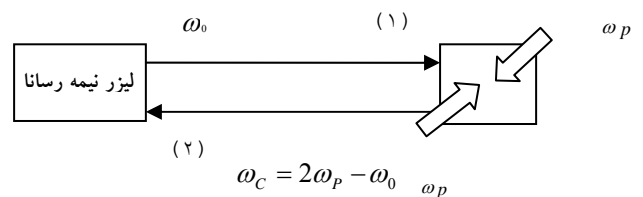
و منجر به کنترل کیفیت نوسانات لیزر گردد. این در حالی است که وقتی یک لیزر نیمه‌رسانا تحت تأثیر یک یا چند منشاء آشفتگی مانند پس‌خوراند اپتیکی و تزریق اپتیکی قرار می‌گیرد دارای دینامیک غیرخطی و ناپایدار می‌گردد [۷]. در پس‌خوراندهای نوری، پس‌خوراندهای مزدوج فازی به پس‌خوراند‌های معمول از آینه در کاواک خارجی ترجیح داده می‌شود. این به خاطر این واقعیت است که در کاواک خارجی لیزر با پس‌خوراند نوری عادی، فاز نور بازگشتی به درون لیزر به شدت به مکان آینه بستگی دارد، در حالی که در پس‌خوراند مزدوج فازی، این وابستگی تا حد زیادی کاهش می‌یابد [۹-۸].

در این مقاله پایداری و تغییرات دینامیکی شدت خروجی لیزر با قرار دادن آینه مزدوج فازی در کاواک خارجی لیزر نیمه‌رسانا، مورد مطالعه قرار گرفته است. با اصلاح جمله فازی معادلات نرخ لیزری، نحوه تأثیر و عملکرد آینه مزدوج فازی بر روی پایداری لیزر به صورت تحلیلی و عددی بررسی شده است. همچنین با وارد کردن تأثیر نامیزانی مابین فرکانس لیزر و فرکانس پمپ شده به آینه مزدوج فازی تغییرات شدت خروجی لیزر مورد بررسی قرار گرفته است.

## مدل ریاضی

در شکل ۱ طرح واره یک لیزر نیمه‌رسانا با یک کاواک خارجی در حضور پس‌خوراند مزدوج فازی نشان داده شده است:

پرتوهای پمپ شده خارجی به آینه مزدوج فازی



شکل ۱: طرح واره لیزر نیمه‌رسانا با کاواک خارجی در حضور آینه مزدوج مختلط

در این شکل فرکانس زاویه‌ای سیگنال اولیه لیزر و پرتوهای پمپ شده به آینه مزدوج فازی به ترتیب با  $\omega_0$  و  $\omega_p$  نشان داده شده‌اند. فرکانس پرتو فاز مزدوج تولیدی، که در بازگشت از آینه مزدوج فازی دچار یک تأخیر فاز گشته است را می‌توان به صورت زیر توصیف کرد:

$$\omega_C = 2\omega_p - \omega_0 \quad (1)$$

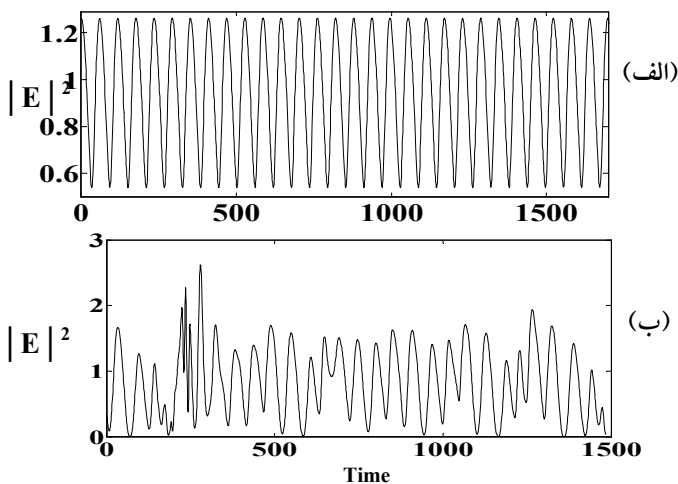
معادلات ۹ و ۱۰ به ترتیب توصیف کننده تغییرات زمانی دامنه و فاز می‌باشند. تغییرات زمانی وارونی انبوهی را نیز از معادله ۴ به صورت زیر باز نویسی می‌کنیم:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n(t)}{\tau_s} - G_n \{n(t) - n_0\} A^2(t) \quad (11)$$

در روابط بالا  $A(t-\tau)$  دامنه تاخیری (برگشتی) که در آن  $\tau = 2L/c$  در نظر گرفته شده است.  $\delta$  نامیزانی (اختلاف بین فرکانس‌های پمپ شده به آینه مزدوج فازی و فرکانس اولیه لیزر)،  $\phi(t)$  فاز رفت و  $\phi(t-\tau)$  فاز برگشت از آینه خارجی است.

### توصیف نتایج:

در بخش گذشته با استخراج روابط توصیف کننده تغییرات زمانی دامنه، فاز و وارونی انبوهی در حضور پس خوراند مزدوج فازی کاواک خارجی لیزر نیمه رسانا، حال به بیان تحلیلی شرایط پایداری و ناپایداری خروجی لیزر با استفاده از معادلات ۹ و ۱۰ می‌پردازیم. در ابتدا حالت  $\delta = 0$  را برای مقادیر مختلف فاز بررسی می‌کنیم. همانطور که در شکل (۲-الف) مشاهده می‌شود انتخاب مقدار صفر برای فاز، خروجی لیزر به صورت پایدار با نوسانات تک مد دریافت خواهد شد. اما با افزایش مقدار فاز  $\phi_{pcm}$  به  $\pi$  خروجی لیزر ناپایدار می‌گردد.



شکل ۲: نمودار تحول زمانی شدت خروجی لیزر برای حالت  $\delta = 0$  به ازای مقادیر: الف)  $\phi_{pcm} = 0$  و ب)  $\phi_{pcm} = \pi$ .

در ادامه در شکل ۳ با افزایش مقدار فاز  $\phi_{pcm}$ ، شاهد دو تغییر خواهیم بود. تغییر در مقدار دامنه میدان و تغییر در دینامیک شدت خروجی لیزر. در شکل (۳-الف) به ازای فاز  $\phi_{pcm} = \pi/4$  شاهد افزایش در دامنه نوسانی شدت خروجی لیزر نسبت به حالت

مزدوج فازی با  $\phi_{pcm}$  نشان داده شده و بازه تغییرات  $\phi_{pcm}$ ، ۰ تا  $2\pi$  در نظر گرفته شده است. شدت پرتوهای پمپ شده و ضریب بازخورد از عوامل تأثیر گذار بر روی فاز  $\phi_{pcm}$  هستند [۱۱]. در واقع منظور از شدت پمپ، میزان پرتوهای وارد شده به آینه مزدوج فازی است. پرتوی پمپ شده بر روی آینه مزدوج فازی روی دامنه منعکس شده تأثیر گذار خواهد بود. از لحاظ فیزیکی این پرتوهای پمپ شده روی فاز نیز تأثیر گذارند. شدت پرتوهای پمپ شده باعث ایجاد ضریب شکست متفاوتی می‌شوند، به طوری که قسمتی که شدت بیشتر باشد ضریب شکست آن با قسمت دیگر متفاوت می‌گردد. این اختلاف ضریب شکست ها در نواحی مختلف مشابه یک توری پراش عمل می‌کند. در ادامه این بخش برای بدست آوردن معادله صریحی که بتواند تغییرات فازی لیزر را توصیف نماید، با انتخاب پاسخی برای معادلات نرخ لیزری برای میدان لیزری به صورت زیر:

$$E(t) = A(t) e^{-i\phi(t)} \quad (5)$$

و قرار دادن آن در معادله ۳ و دسته بندی معادله حاصل به دو قسمت حقیقی و موهومی می‌توان به روابط زیر دست یافت:

$$\begin{aligned} \frac{dA(t)}{dt} = & A(t) \frac{d\phi(t)}{dt} \frac{\sin\phi(t)}{\cos\phi(t)} + \frac{1}{2} G_n \{n(t) - n_{th}\} A(t) \\ & - \frac{1}{2} \alpha G_n \{n(t) - n_{th}\} A(t) \frac{\sin\phi(t)}{\cos\phi(t)} \\ & + \frac{K}{\tau_{in}} A(t - \tau) \frac{\cos\{\phi(t - \tau) - [2\delta(t - \frac{\tau}{2}) - \phi_{pcm}]\}}{\cos\phi(t)} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\phi(t)}{dt} = & \frac{1}{2} \alpha G_n \{n(t) - n_{th}\} - \frac{K}{\tau_{in}} \frac{A(t - \tau)}{A(t)} \sin\phi(t) \\ & + \phi(t - \tau) - 2\delta(t - \frac{\tau}{2}) + \phi_{pcm} \end{aligned} \quad (7)$$

که در آن:

$$\theta(t) = \phi(t) + \phi(t - \tau) + 2\delta(t - \frac{\tau}{2}) + \phi_{pcm} \quad (8)$$

با جایگذاری روابط ۶، ۷ و ۸ در یکدیگر و پس از ساده سازی خواهیم داشت:

$$\frac{dA(t)}{dt} = \frac{1}{2} G_n \{n(t) - n_{th}\} A(t) + \frac{K}{\tau_{in}} A(t - \tau) \cos\theta(t) \quad (9)$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{1}{2} \alpha G_n \{n(t) - n_{th}\} - \frac{K}{\tau_{in}} \frac{A(t - \tau)}{A(t)} \sin\theta(t) \quad (10)$$

رفت. همانطور که از شکل ۴ مشاهده می‌شود با افزایش بی رویه تعداد نوسانات با گذشت زمان ضمن اینکه از دامنه این نوسانات کاسته می‌شود دینامیک شدت خروجی لیزر به سمت ناپایداری پیش می‌رود.

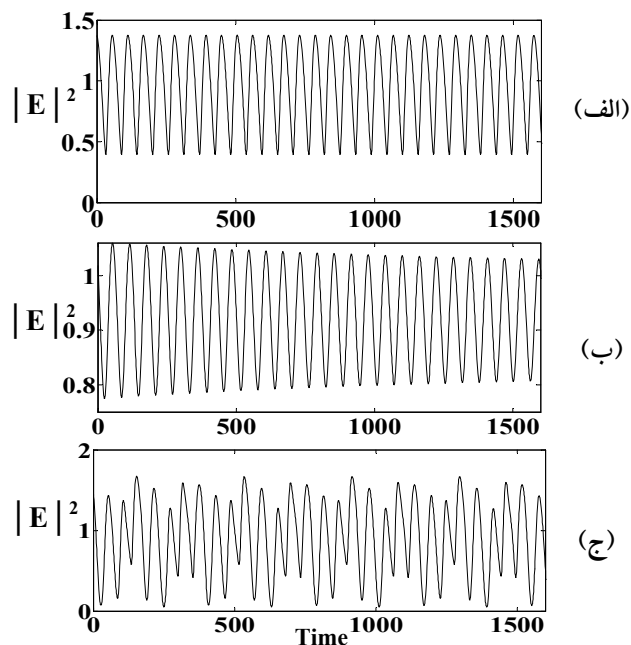
### نتیجه گیری

بررسی‌های انجام شده بر روی نحوه تأثیر آینه مزدوج فازی به عنوان آینه خارجی در کاواک خارجی لیزر نیمه رسانا، نشان داد که اضافه شدن آینه مزدوج فازی می‌تواند ابزاری برای کنترل ناپایداری در لیزر گردد (شکل ۲). همچنین با انتخاب مقادیر مناسب برای فاز آینه مزدوج فازی قادر خواهیم بود تا دینامیک شدت خروجی و اندازه دامنه نوسانات شدت خروجی لیزر از کاواک خارجی را افزایش و یا حتی کاهش دهیم (شکل ۳). در ادامه مشاهده شد که فرکانس پمپ شده به آینه مزدوج فازی می‌تواند تأثیر بسزایی در کارکرد آینه مزدوج فازی داشته باشد. بدین معنی که، تنها در صورتی آینه مزدوج فازی عملکرد بهینه‌ای خواهد داشت که فرکانس پرتو پمپ شده به آینه برابر با فرکانس اولیه لیزر باشد. در مواقعی که این نسبت رعایت نگردد، عملاً عملکرد آینه مزدوج فازی مختل شده و لیزر به سمت ناپایداری پیش می‌رود (شکل ۴).

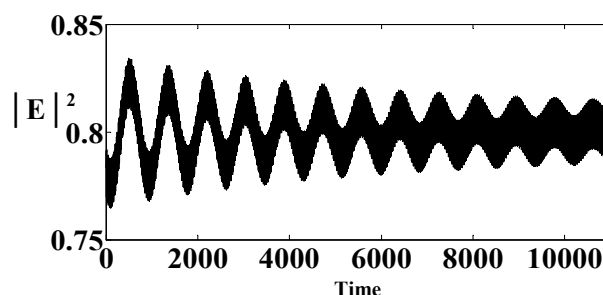
### مرجع‌ها

- [۱] S. H. Guang, "Optical phase conjugation: principles, techniques, and applications"; *Progress in Quantum Electronics* **26**, (2002) 131-191.
- [۲] G.S. He and S.H. Liu, "Physics of Nonlinear Optics", *World Scientific*, New Jersey. (2000).
- [۳] W. J. Gui, X. G. Qiong, C. L. Ping, W. Z. Ma, *Optics Communications* **282** (2009) 3153-6.
- [۴] S. Banerjee, L. Rondoni, S. Mukhopadhyay, A. Misra, *Optics Communications* **284** (2011) 2278-91.
- [۵] S. Banerjee, L. Rondoni, S. Mukhopadhyay, *Optics Communications* **284** (2011) 4623-34.
- [۶] T. Mukai, K. Hara, M. Inoue, S. Nagiyama, D. Miyazaki, "Self-pumped phase conjugate mirror using a broad-area laser diode" *Quantum Electronics Conference & Lasers and Electro-Optics* **351** (2011) 349.
- [۷] S. Tang and J. Liu; *IEEE. Journal of Quantum Electronics* **37** (2001) 329-36.
- [۸] B. Tromborg, J. H. Osmundsen, H. Olesen, *IEEE. Journal of Quantum Electronics* **20** (1984) 1023-1032.
- [۹] A. Yariv, *IEEE. Journal of Quantum Electronics* (1978) **14** 650-660.
- [۱۰] J. Ohtsubo, "semiconductor lasers stability, instability and chaos", 3<sup>th</sup> edition (2013) 92-93.
- [۱۱] V. Rottschäfer and B. Krauskopf; "The ECM-backbone of the Lang-Kobayashi equations: a geometric picture", Working Paper (2005).

$\phi_{pcm} = 0$  (شکل ۲- الف) می‌باشیم. اما در شکل (۳-ب) به ازای مقدار فاز  $\phi_{pcm} = 7\pi/4$  دامنه نوسانی شدت خروجی لیزر نسبت به  $\phi_{pcm} = 0$  (شکل ۲- الف) روند کاهشی را به نمایش می‌گذارد. با انتخاب مقدار  $\phi_{pcm} = 3\pi/4$  می‌توان مشاهده نمود که تغییر در مقدار فاز منجر به تغییر در دینامیک شدت خروجی لیزر گردیده و دینامیک لیزر از پرپود اول به پرپود هفتم تغییر می‌یابد (شکل ۳-ج).



شکل ۳: نمودار تحول زمانی شدت خروجی لیزر برای حالت  $\delta = 0$  به ازای مقادیر: الف)  $\phi_{pcm} = \pi/4$ ، ب)  $\phi_{pcm} = 7\pi/4$  و ج)  $\phi_{pcm} = 3\pi/4$ . در انتهای این بخش حالت  $\delta = 1$  را برای مقادیر مختلف فازی بررسی می‌کنیم. نتیجه‌ای که در این حالت مشاهده می‌شود نشان دهنده آن است که به ازای  $\delta = 1$  برای هر مقدار فازی ناپایداری در خروجی لیزر اجتناب ناپذیر می‌باشد (شکل ۴).



شکل ۴: نمودار تحول زمانی شدت خروجی لیزر برای  $\delta = 1$  و  $\phi_{pcm} = 0$  به بیان دیگر در حالتی که فرکانس زاویه پرتو پمپ شده به آینه مزدوج فازی بزرگتر از فرکانس اولیه لیزر نیمه رسانا می‌گردد، عملاً تأثیر تغییر فاز بر روی شدت خروجی لیزر از بین خواهد