

# تحلیل لیزر نیمرسانای مخابراتی کوک پذیر سه قسمتی با پسخور توزیعی براگ به روش ماتریس انتقال

محمدحسن یاوری<sup>۱</sup>، وحید احمدی<sup>۲\*</sup>، عباس ظریفکار<sup>۳</sup>

۱- دانشجوی دکترای الکترونیک، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه تربیت مدرس

۲- استاد مهندسی برق و کامپیوتر، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه تربیت مدرس

۳- استادیار پژوهشی، گروه فناوری نوری مرکز تحقیقات مخابرات ایران

\*تهران، صندوق پستی: ۱۴۳-۱۴۱۱۵

v\_ahmadi@modares.ac.ir

(دریافت مقاله: خرداد ۱۳۸۴، پذیرش مقاله: بهمن ۱۳۸۶)

**چکیده-** در این مقاله لیزر DBR کوک پذیر سه قسمتی<sup>۱</sup> با استفاده از روش ماتریس انتقال (TMM)<sup>۲</sup> و تئوری خط انتقال<sup>۳</sup> و پراکندگی<sup>۴</sup> تحلیل می شود. با اصلاح شرایط نوسان و با استفاده از شرایط نوسان دقیق، مشخصه های کوک<sup>۵</sup> لیزر با مدلسازی قسمتهای فاز و توری<sup>۶</sup> شبیه سازی شده و جابه جایی فرکانس براگ و تغییرات بهره آستانه لیزر در اثر تزریق جریان به قسمتهای فاز و توری محاسبه می شوند. در شبیه سازی آثار ناپیوستگی ضریب شکست بین نواحی فعال و غیرفعال و همچنین نواقص ناشی از فرایند ساخت در نظر گرفته شده و وابستگی مشخصه های کوک به پارامترهای فیزیکی لیزر و نواقص ساخت بررسی می شود.

**کلید واژگان:** لیزر کوک پذیر سه قسمتی DBR، توری، ماتریس انتقال، ماتریس پراکندگی، مدار مجتمع اپتوالکترونیکی (OEIC)<sup>۷</sup>، WDM<sup>۸</sup>.

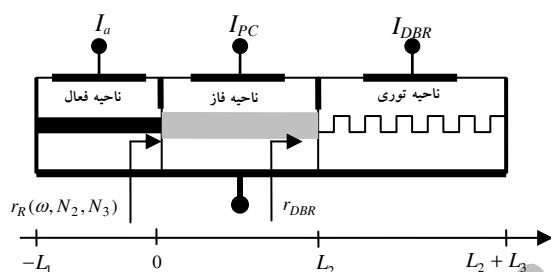
منظور مدارهای مجتمع اپتوالکترونیکی مختلفی نظیر لیزرهای DBR کوک پذیر دو و سه قسمتی، لیزرهای DFB چند قسمتی<sup>۹</sup> و به تازگی لیزرهای کوک پذیر با توری نمونه برداری شده<sup>۱۰</sup> با محدوده کوک<sup>۱۱</sup> وسیع مطرح شده اند. در میان لیزرهای

## ۱- مقدمه

توسعه روزافزون سیستمهای مخابرات نوری با مالتی پلکس تقسیم طول موج به منظور پاسخ به نیاز فزاینده به ظرفیتهای انتقال بیشتر همراه با پیشرفت شبکه های مخابراتی تمام نوری و لزوم طراحی انعطاف پذیر این شبکه ها، اهمیت استفاده از منابع طول موج کوک پذیر در فرستنده و گره های شبکه نوری را مشخص می سازد [۱، ۲]. استفاده از لیزرهای کوک پذیر مزایایی نظیر تسهیل طراحی شبکه های مخابراتی، تهیه طول موجهای مختلف به صورت دینامیکی و ساده شدن نرم افزارهای کنترل شبکه را در پی خواهد داشت. به همین

1. Three-Section Distributed Bragg Reflector (DBR) Tunable Laser.
2. Transfer Matrix Method
3. Transmission Line Theory
4. Scattering
5. Tuning Characteristics
6. Grating
7. Optoelectronic Integrated Circuit (OEIC)
8. Wavelength Division Multiplexing
9. Multisection Distributed Feedback Laser
10. Sampled Grating Tunable Lasers
11. Tuning Range

جهت طولی با دو المان کوک فاز و توری، مدار مجتمع اپتوالکترونیکی لیزر 3SDBR با الکترودهایی برای کنترل بهره  $(I_a)$ ، جابه‌جایی طیف مدهای شانه‌ای  $(I_{PC})$  و جابه‌جایی پیک منحنی تلفات  $(I_{DBR})$  شکل می‌گیرد. بخش بهره مانند لیزر فابری - پرو معمولی بوده و از مواد الکترواپتیکی با بهره ذاتی غیر صفر  $(g \neq 0)$  و تلفات ذاتی معین  $(\alpha \neq 0)$  تشکیل می‌شود. بخشهای فاز و توری برای مقابله با پدیده برش بهره از مواد الکترواپتیکی با بهره ذاتی صفر و تلفات ذاتی معین  $(\alpha \neq 0, g = 0)$  انتخاب می‌شوند [۶]. پارامترهای مختلف لیزر مورد نظر در جدول ۱ آورده شده است [۶، ۹].



شکل ۱ ساختار لیزر 3SDBR

بر طبق تئوری خط انتقال [۱۰] و پراکندگی [۱۶، ۱۷]، با در نظر گرفتن ناپیوستگی ضریب شکست در فصل مشترک نواحی فعال و غیرفعال و ملحوظ کردن اثر عدم جفت‌شدگی دقیق نواحی فعال و غیرفعال ناشی از نواقص ایجاد شده در فرایند ساخت، شرط نوسان اصلاح شده برای مدهای نوسان عبارت است از [۱۸] - [۲۰]:

$$\frac{(S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}) \cdot r_{DBR} e^{-j\beta_1 L_2} - S_{11}}{S_{22} r_{DBR} e^{-j\beta_1 L_2} - 1} \cdot r_1 \cdot e^{-j\beta_1 L_1} = 1 \quad (1)$$

$L_1$ ،  $L_2$  و  $L_3$  به ترتیب طول نواحی فعال، فاز و توری است.

کوک پذیر، ساختار DBR چندقسمتی به دلیل سادگی ساختار، محدوده کوک مناسب، عدم حضور پدیده برش بهره و قابلیت اعتماد بالا از ویژگی خاصی برخوردار است [۳، ۵].

لیزر نیمرسانای DBR کوک‌پذیر سه‌قسمتی، مدار مجتمع اپتوالکترونیکی شامل قسمتهای بهره، فاز و توری است که در جهت طولی با یکدیگر مجتمع شده‌اند. ناحیه بهره تلفات کل کاواک را جبران می‌کند. توری به‌عنوان فیلتر انتخاب‌کننده یک مد خاص از میان مدهای نوسان‌کننده داخل کاواک عمل می‌کند و قسمت فاز برای جابه‌جایی مدهای طولی لیزر به‌کار می‌رود. هم‌زمان با توسعه لیزرهای کوک‌پذیر، تحلیل این نوع ساختارها و توجیه سازوکار فیزیکی حاکم بر نحوه کوک طول موج مطرح بوده است [۶] - [۹]. در تحلیل ارائه شده در [۶]، لیزر 3SDBR<sup>۱</sup> به‌صورت لیزر فابری پرو معمولی که به

تشدیدکننده خارجی کوپل شده در نظر گرفته شده است. مبنای این روش برای تحلیل ساختارهای مجتمع از [۱۰] اقتباس شده است. روش ارائه شده در [۱۰] کلی بوده و در مورد لیزرهای چندقسمتی با نواحی فعال و تشدیدکننده خارجی که در جهت طولی مجتمع شده‌اند قابل اعمال است. در [۹] تحلیل مذکور بر مبنای روش ماتریس انتقال مطرح شده در [۱۱] - [۱۵] انجام شده اما ایده اصلی همان روش مطرح شده در [۱۰] است. معادلات نوسان مورد استفاده در [۹] از دقت کافی برخوردار نیستند. در این مقاله ابتدا شرایط نوسان مطرح شده در [۹] اصلاح می‌شوند و سپس ساختار با استفاده از روندی مشابه [۹] و [۱۱] - [۱۵] تحلیل و مشخصه‌های استاتیک لیزر شبیه‌سازی و تجزیه و تحلیل می‌شوند.

## ۲- پیش زمینه تئوری و مدل

ساختار لیزر DBR کوک‌پذیر سه‌قسمتی در شکل ۱ نشان داده شده است. با مجتمع کردن قسمت بهره لیزر فابری - پرو در

1. Three Section Distributed Bragg Reflector

جدول ۱ مشخصات هندسی و ماده‌ای لیزر 3SDBR [۶، ۹]

پارامتر	نماد	واحد	مقدار
ناحیه فعال			
ضریب شکست	$\bar{n}_1$		۳/۲۶۸۷
ضریب تلفات جذب	$\alpha_1$	$m^{-1}$	۲۲۵۰
زمان باز ترکیب خطی	$\tau_s$	s	$10^{-8}$
ضریب باز ترکیب دو مولکولی	$B_1$	$m^3/s$	$8 \times 10^{-17}$
ضریب باز ترکیب اوژه	$C_1$	$m^6/s$	$7/5 \times 10^{-41}$
شیب چگالی حامل - بهره	$A_1$	$m^3$	$2/5 \times 10^{-20}$
چگالی حامل شفافیت	$N_1$	$m^{-3}$	$1 \times 10^{24}$
تغییرات ضریب شکست نسبت به چگالی حامل	$\bar{dn}/d$	$m^3$	$-18 \times 10^{-27}$
ضریب بازتاب سطح جلا داده شده سمت چپ	$r_1$		۰/۵۶
ضریب گسیل خود به خودی	$n_{sp}$		۲/۲
سرعت گروه نور	$v_g$	$m/s$	$7/5 \times 10^7$
ضریب تحدید	$\Gamma_1$		۰/۲۰۳۲
عرض ناحیه فعال	$w$	$\mu m$	۱/۲
ضخامت ناحیه فعال	$d$	$\mu m$	۰/۱۲
طول ناحیه فعال	$L_1$	$\mu m$	۳۰۰
نواحی غیر فعال			
ضریب شکست	$\bar{n}_i$		۳/۲۱۴۴
ضریب تلفات جذب	$\alpha_i$	$m^{-1}$	۱۵۰۰
ضریب تحدید	$\Gamma_i$		۰/۳۳۰۵
ضریب باز ترکیب اوژه	$C_i$	$m^6/s$	$4 \times 10^{-41}$
تغییرات ضریب شکست نسبت به چگالی حامل	$\bar{dn}/d$	$m^3$	$-6 \times 10^{-27}$
تغییرات تلفات نسبت به چگالی حامل	$da/dN$	$m^3$	$2/3 \times 10^{-21}$
طول موج براگ توری در حالت بدون تزریق	$\lambda_B$	$\mu m$	۱/۵۵
ضریب تزویج نرمالیزه شده	$\kappa L_p$		۲
ضریب بازتاب سطح جلا داده شده سمت راست	$r_R$		۰/۵۶
طول قسمت فاز (موجبر غیر فعال)	$L_p$	$\mu m$	۱۲۰
طول قسمت توری	$L_p$	$\mu m$	۴۸۰

$r_{DBR}$  ضریب بازتاب مؤثر توری با در نظر گرفتن اثر ضریب بازتاب سطح جلا داده شده سمت راست است.  $r_1$  ضریب بازتاب سطح جلا داده شده سمت چپ است. عناصر ماتریس پراکنندگی در مرز بین ناحیه فعال و غیر فعال  $S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$  عبارتند از [۹]:

$$S_{11} = \frac{\bar{n}_1 - \bar{n}_2}{\bar{n}_1 + \bar{n}_2} + R \quad (2)$$

$$S_{22} = \frac{\bar{n}_2 - \bar{n}_1}{\bar{n}_1 + \bar{n}_2} - R' \quad (3)$$

$$S_{12} = \frac{\sqrt{rR(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)(\bar{n}_2 - \bar{n}_1) - R'(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)' - |C_L|^2(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)' + r\bar{n}_1\bar{n}_2}}{(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)} \quad (4)$$

$S_{12}$  با قرار دادن  $R'$  به جای  $R$  از رابطه (۴) محاسبه می‌شود.  $\bar{n}_1$  و  $\bar{n}_2$  به ترتیب ضرایب شکست نواحی فعال و غیر فعال هستند.  $|C_L|^2$  میزان تلفات انرژی در فصل مشترک نواحی فعال و غیر فعال است.  $R$  و  $R'$  معرف بازتاب‌های اضافی در فصل مشترک نواحی فعال و غیر فعال ناشی از عدم جفت‌شدگی دقیق است. پارامترهای مذکور ورودی مدل است. بردارهای موج مختلط در قسمتهای مختلف لیزر عبارتند از:

$$\tilde{\beta}_1(\omega, N_1) = \frac{\omega}{c} \bar{n}_1(\omega, N_1) + \frac{j}{\gamma} [\Gamma_1 g_1(\omega, N_1) - \alpha_1(N_1)] \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\beta}_i(\omega, N_i) &= \frac{\omega}{c} \bar{n}_i(\omega, N_i) - \frac{j}{\gamma} \alpha_i(N_i) \\ &= \frac{\omega}{c} [\bar{n}_i + \Delta \bar{n}_i(N_i)] - \frac{j}{\gamma} [\alpha_i + \Delta \alpha_i(N_i)] \end{aligned} \quad (6)$$

$(i = 2, 3)$

$i=2, 3$  به ترتیب شماره نواحی فاز و توری است.  $C$  سرعت نور،  $\bar{n}_1$  ضریب شکست ناحیه فعال،  $\alpha_1$  ضریب جذب داخلی ناحیه فعال،  $\Gamma_1$  ضریب تحدید ناحیه فعال،  $g_1(\omega, N_1)$  بهره ناحیه فعال و  $\bar{n}_i$  و  $\alpha_i$  به ترتیب ضریب شکست و جذب داخلی نواحی غیر فعال و  $\bar{n}_i$  و  $\alpha_i$  همین کمیتات

ضریب بازترکیب دو ملکولی<sup>۲</sup> نواحی غیرفعال و  $C_v$  ضریب بازترکیب اوژه نواحی غیرفعال است.

ارتباط بین چگالی حامل، جریان و فوتون در ناحیه فعال با استفاده از معادلات نرخ حامل و فوتون عبارت است از:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{J_1}{ed_1} - N_1 \left( \frac{1}{\tau_s} + B_1 N_1 + CN_1^2 \right) - v_g A \cdot (N_1 - N_0) P \quad (13)$$

$$\frac{dP}{dt} = v_g \Gamma_1 A_0 (N_1 - N_0) P - v_g (2\alpha'_{th} + \alpha_0) P \quad (14)$$

$J_1$  چگالی جریان تزریقی به ناحیه فعال،  $d_1$  ضخامت ناحیه فعال،  $\tau_s$  زمان بازترکیب خطی ناحیه فعال،  $B_1$  ضریب بازترکیب دو ملکولی ناحیه فعال،  $C_1$  ضریب بازترکیب اوژه ناحیه فعال،  $v_g$  سرعت گروه نور،  $A$  شیب چگالی بهره/حامل،  $N$  چگالی حامل شفافیت،  $P$  فوتون، و بهره آستانه با احتساب جریانهای تزریقی به نواحی غیرفعال است.  $\alpha'_{th}$  توسط  $I_{pc}$  و  $I_{DBR}$  تعیین می شود. بنابراین با هر بار تغییر  $I_{pc}$  و  $I_{DBR}$  باید  $\alpha'_{th}$  محاسبه شود. باید توجه داشت که  $\alpha'_{th}$  با  $\alpha_{th}$  متفاوت است. بهره آستانه با در نظر گرفتن جریانهای تزریقی به نواحی غیرفعال است و  $\alpha'_{th}$  بهره آستانه در حالت بدون تزریق جریان به نواحی غیرفعال است. با تفکیک شرط نوسان (۱) به بخشهای حقیقی و موهومی داریم:

$$\begin{aligned} & -\xi \cdot r_1 |r_{DBR}| \exp(\gamma \alpha_{th} L_1 - \alpha_\gamma L_\gamma) \\ & \cdot \sin \left[ \gamma \left( \frac{\omega \bar{n}_1 L_1}{c} + \frac{\omega \bar{n}_\gamma L_\gamma}{c} - \frac{\phi}{\gamma} \right) \right] \\ & = -S_{1\gamma} r_{ap} r_1 \exp(\gamma \alpha_{th} L_1) \sin \left( \gamma \frac{\omega \bar{n}_\gamma L_\gamma}{c} \right) \\ & + S_{\gamma\gamma} \cdot |r_{DBR}| \exp(-\alpha_\gamma L_\gamma) \sin \left[ \gamma \left( \frac{\omega \bar{n}_\gamma L_\gamma}{c} - \frac{\phi}{\gamma} \right) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

به ازای  $I_{DBR} = I_{PC} = 0$  است.  $\Delta \bar{n}_i$  تغییرات ضریب شکست و  $\Delta \alpha_i$  تغییرات ضریب جذب ناشی از تزریق حامل به ناحیه  $i$  است. برای ملحوظ کردن اثر تزریق جریان به نواحی مختلف لیزر از پارامترهای مواد، تغییرات ضریب شکست بر حسب میزان تغییرات چگالی حامل  $(dn/dN)$  و تغییرات جذب بر حسب میزان تغییرات چگالی حامل  $(d\alpha/dN)$  کمک گرفته می شود. تغییرات ضریب شکست و جذب بر اثر تزریق حامل به نواحی مختلف، بر طبق اثر پلاسمای حامل آزاد<sup>۱</sup> عبارت است از [۶، ۹، ۱۱]:

$$\Delta \bar{n}_i(N_i) = \Gamma \frac{dn}{dN} N_i \quad (7)$$

$$\Delta \alpha_i(N_i) = \Gamma \frac{d\alpha}{dN} N_i \quad (8)$$

$\Gamma = \Gamma_1 = \Gamma_\gamma$  ضریب تحدید نواحی غیرفعال است. بنابراین:

$$\bar{n}_1 = \bar{n}_{1,0} + \Gamma_1 \frac{d\bar{n}}{dN} (N_1 - N_0) \quad (9)$$

$$\bar{n}_i = \bar{n}_{i,0} + \Gamma \frac{d\bar{n}}{dN} N_i \quad (10)$$

$$\alpha_i = \alpha_{i,0} + \Gamma \frac{d\alpha}{dN} N_i \quad (11)$$

چگالی حامل و جریان، در نواحی فاز و توری، با استفاده از رابطه نرخ حامل به یکدیگر وابسته اند:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} &= \frac{J_i}{ed_i} \\ &- N_i \left( \frac{1}{\tau_s} + B_i N_i + C_i N_i^2 \right), \quad i = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (12)$$

$J_i$  چگالی جریان تزریقی به ناحیه  $i$ ،  $d_i$  ضخامت ناحیه  $i$ ،  $\tau_s$  زمان بازترکیب خطی نواحی غیرفعال،  $B_i$

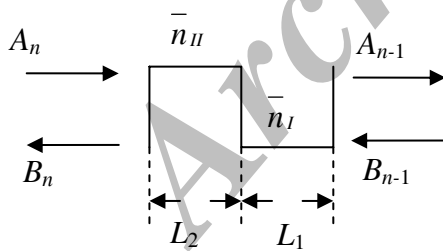
$$\alpha_{th}(\omega, N_1)I_1 = \frac{1}{\gamma} \alpha_r(N_r)I_r - \frac{1}{\gamma} L_n |r_{DBR}(\omega, N_r)| \quad (19)$$

$$\gamma \frac{\omega n_1}{c} I_1 + \gamma \frac{\omega n_r}{c} I_r - \text{Arg}\{r_{DBR}\} = \gamma \pi P \quad (20)$$

اگر  $\bar{n}_1 \neq \bar{n}_r$ ،  $C_L \neq 0$ ،  $R \neq 0$  و  $R' \neq 0$  باشد شرایط نوسان ارائه شده در [۶] و [۹] فقط تقریبی از شرایط نوسان دقیق (۱۵) و (۱۶) است. با حل همزمان معادلات مختلط (۱۵) و (۱۶) می‌توان مد غالب  $(\omega^m, \alpha_{th}^m)$  را محاسبه و نحوه تغییرات آن را با جریانهای تزریقی به نواحی فاز و توری تعقیب کرد. برای همگرا شدن نتایج و تعقیب مدها در محدوده وسیعی از جریانهای تزریقی به نواحی غیرفعال، می‌توان از معادلات (۱۹) و (۲۰) به‌عنوان مقدار اولیه استفاده کرد. باید توجه داشت که منحنی فاز و دامنه بازتاب توری مقادیر عددی هستند و نمی‌توان از روشهای تحلیلی استفاده کرد و راهکار مذکور در همگرا شدن نتایج عددی حایز اهمیت است.

### ۳- مدل توری

آینه براگ را می‌توان با روش ماتریس انتقال مدلسازی کرد. بر طبق شکل ۲، ماتریس انتقال برای یک دوره تناوب از توری عبارت است از:



شکل ۲ یک دوره تناوب از توری

$$\begin{bmatrix} A_n \\ B_n \end{bmatrix} = [T] \cdot \begin{bmatrix} A_{n-1} \\ B_{n-1} \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} & 1 + \xi \cdot r_{DBR} | \exp(\gamma \alpha_{th} L_1 - \alpha_r L_r) \\ & \cdot \cos \left[ \gamma \left( \frac{\omega n_1 L_1}{c} + \frac{\omega n_r L_r}{c} - \frac{\phi}{\gamma} \right) \right] \\ & = S_{r1} \cdot r_{DBR} \exp(\gamma \alpha_{th} L_1) \cos \left( \gamma \frac{\omega n_r L_r}{c} \right) \\ & + S_{r2} \cdot |r_{DBR}| \exp(-\alpha_r L_r) \cos \left[ \gamma \left( \frac{\omega n_r L_r}{c} - \frac{\phi}{\gamma} \right) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

که در آن  $r_{DBR} = |r_{DBR}| \exp(j\phi)$ ،  $r_{ap} = (\bar{n}_1 - \bar{n}_r) / (\bar{n}_1 + \bar{n}_r)$  و  $\xi = S_{r1} S_{r2} - S_{r2} S_{r1}$  است. اگر  $R = 0$ ،  $R' = 0$ ،  $C_L = 0$ ، در این صورت  $S_{r1} = r_{ap}$  و  $S_{r2} = -r_{ap}$ ،  $\xi = -1$  به معادلات ارائه شده توسط تسیگویلوس و همکاران [۹] منجر می‌شود:

$$\begin{aligned} & r_{DBR} |r_{DBR}| \exp(\gamma \alpha_{th} L_1 - \alpha_r L_r) \\ & \cdot \sin \left[ \gamma \left( \frac{\omega n_1 L_1}{c} + \frac{\omega n_r L_r}{c} - \frac{\phi}{\gamma} \right) \right] \\ & = -r_{ap} r_{DBR} \exp(\gamma \alpha_{th} L_1) \sin \left( \gamma \frac{\omega n_r L_r}{c} \right) \\ & + r_{ap} |r_{DBR}| \exp(-\alpha_r L_r) \sin \left[ \gamma \left( \frac{\omega n_r L_r}{c} - \frac{\phi}{\gamma} \right) \right] \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & 1 - r_{DBR} |r_{DBR}| \exp(\gamma \alpha_{th} L_1 - \alpha_r L_r) \\ & \cdot \cos \left[ \gamma \left( \frac{\omega n_1 L_1}{c} + \frac{\omega n_r L_r}{c} - \frac{\phi}{\gamma} \right) \right] \\ & = r_{ap} r_{DBR} \exp(\gamma \alpha_{th} L_1) \cos \left( \gamma \frac{\omega n_r L_r}{c} \right) \\ & - r_{ap} |r_{DBR}| \exp(-\alpha_r L_r) \cos \left[ \gamma \left( \frac{\omega n_r L_r}{c} - \frac{\phi}{\gamma} \right) \right] \end{aligned} \quad (18)$$

هنگامی که  $\bar{n}_1 = \bar{n}_r$  باشد و از آثار ناشی از عدم جفت‌شدگی موج‌برهای نواحی فعال و غیرفعال صرف‌نظر شود، معادلات (۱۷) و (۱۸) به معادلات ارائه شده توسط پن و همکاران [۶] منتهی می‌شود.

بنابراین ضریب بازتاب توری عبارت است از:

$$r_{DBR} = \frac{B_M}{A_M} \Big|_{B_1=0} = \frac{T_{G_{11}}}{T_{G_{21}}} \quad (37)$$

$T_{G_{11}}$  و  $T_{G_{21}}$  عناصر ماتریس انتقال کل مدل کننده

توری هستند.

#### ۴- تعیین مشخصه‌های کوک

با استفاده از معادلات نرخ و روابط ملحوظ کننده اثر تغییرات ضریب شکست و جذب، در نواحی فعال و غیرفعال، نحوه کوک طول موج قابل بررسی است. سازوکار کوک طول موج را می‌توان به صورت زیر تشریح کرد:

با تزریق جریان به نواحی توری و فاز، ضرایب شکست این نواحی بر طبق روابط (۹) تا (۱۱)، بهره آستانه ناحیه فعال طبق معادلات نوسان اصلاح شده (۱۵) و (۱۶)، چگالی حامل و جریان آستانه ناحیه فعال طبق روابط (۱۳) و (۱۴)، ضریب شکست ناحیه فعال بر طبق رابطه (۹) و چگالی فوتون بر طبق رابطه (۱۴) تغییر می‌کند. تغییرات چگالی فوتون را می‌توان از معادله (۱۳) و (۱۴) با ملحوظ کردن اثر تغییر ضریب شکست ناحیه فعال با استفاده از رابطه (۹) به دست آورد. پس از اینکه چگالی فوتون محاسبه شد، باید ضریب شکست جدید ناحیه فعال محاسبه و دوباره شرایط نوسان محاسبه شوند این کار باید آنقدر تکرار شود تا به نقطه‌ای از همگرایی برسیم که دیگر شرایط نوسان تغییر نکنند. الگوریتم محاسبه رفتار کوک در شکل ۳ آورده شده است.

#### ۵- نتایج و بحث

در تمامی شبیه‌سازیها، جریان ناحیه فعال بالاتر از جریان آستانه و برابر  $I_a = 60 \text{ mA}$  در نظر گرفته می‌شود.

$$\Lambda = L_1 + L_2 \quad (22)$$

$$r = \frac{\bar{n}_I - \bar{n}_{II}}{\bar{n}_I + \bar{n}_{II}} \quad (23)$$

$$t = \sqrt{1 - r^2} \quad (24)$$

$$\mathbf{T}_{LH} = \frac{1}{t} \begin{bmatrix} 1 & r \\ r & 1 \end{bmatrix} \quad (25)$$

$$\mathbf{T}_H = \begin{bmatrix} e^{j\tilde{\beta}_{II}L_H} & . \\ . & e^{-j\tilde{\beta}_{II}L_H} \end{bmatrix} \quad (26)$$

$$\mathbf{T}_{HL} = \frac{1}{t} \begin{bmatrix} 1 & -r \\ -r & 1 \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$\mathbf{T}_L = \begin{bmatrix} e^{j\tilde{\beta}_I L_L} & . \\ . & e^{-j\tilde{\beta}_I L_L} \end{bmatrix} \quad (28)$$

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_{LH} \times \mathbf{T}_H \times \mathbf{T}_{HL} \times \mathbf{T}_L \quad (29)$$

از شرط براگ داریم:

$$\lambda_B = \frac{2n_{eff}l}{m} \quad (30)$$

$$\kappa = \frac{\bar{n}_{II} - \bar{n}_I}{2l.n_{eff}} \quad (31)$$

$$\bar{n}_I = \bar{n}_{eff}(1 - \kappa l) \quad (32)$$

$$\bar{n}_{II} = \bar{n}_{eff}(1 + \kappa l) \quad (33)$$

$$\tilde{\beta}_I = \frac{\omega \bar{n}_I}{c} + j\alpha_{DBR} \quad (34)$$

$$\tilde{\beta}_{II} = \frac{\omega \bar{n}_{II}}{c} + j\alpha_{DBR} \quad (35)$$

$$T_G = \prod_{i=1}^M [T] \quad (36)$$

حامل در ناحیه توری و شرط براگ، نحوه تغییرات فرکانس براگ عبارت است از:

$$\omega_B = \omega_{B_0} - \Gamma \frac{\omega_{B_0}}{n_0} \frac{dn}{dN_p} \left( \frac{I_{DBR}}{eV_p C} \right)^{1/3} \quad (38)$$

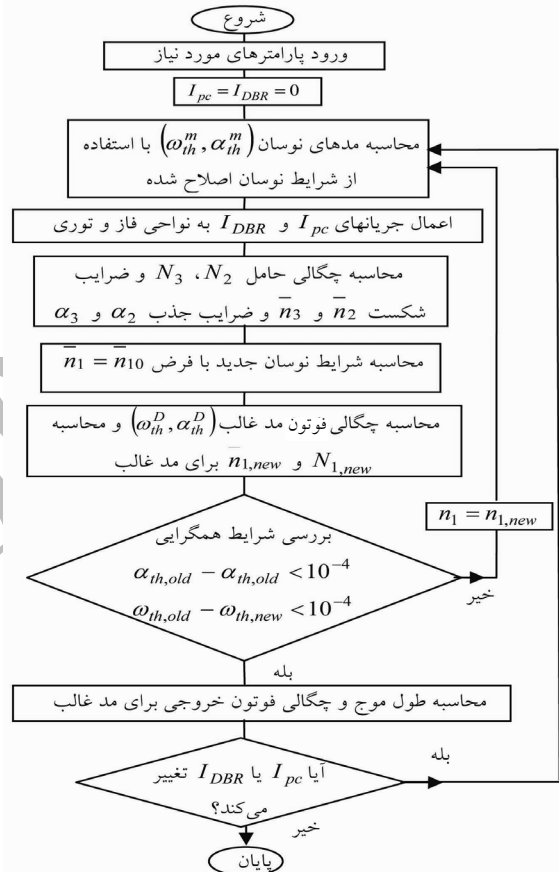
بر طبق شکل ۴ - الف، محدوده کوک طول موجی معادل با  $(684/825GHz)$  یا  $5/4786nm$  با لیزش در ۷ مد طولی مختلف قابل دسترس است.

شیب منفی منحنی کوک در محدوده هر مد طولی، ناشی از شیفت تمامی مدهای طولی به طول موج پایین‌تر، به دلیل کاهش ضریب شکست ناحیه توری بر اثر تزریق جریان به توری است. وابستگی جریان آستانه و چگالی فوتون خروجی در شکل‌های ۵ و ۶ آورده شده است. کاهش توان خروجی و افزایش جریان آستانه، ناشی از افزایش جذب حامل آزاد در ناحیه توری است. اثر پُرش مد روی منحنیها مشخص است.

وابستگی طول موج به جریان ناحیه فاز در شکل ۴ - ب نشان داده شده است. با تغییر جریان فاز، تغییرات طول موج با پُرش از یک مد به مد دیگر حول و حوش طول موج براگ  $1/55\mu m$  محدود می‌شود. کل تغییرات حدود  $0.7nm$  است. با افزایش  $IPC$  پُرش مد کاهش می‌یابد که ناشی از اشباع چگالی حامل  $N_p$  در تزریق شدید است. بنابر این با استفاده از جریان توری می‌توان بر طبق شکل ۴ - الف یک مد خاص را انتخاب کرد و سپس با استفاده از جریان ناحیه فاز، طول موج طول موج براگ کوک کرد. همانطور که از شکلها مشخص است تغییرات چگالی فوتون خروجی و جریان آستانه به جریان فاز حساس تر از جریان تزریقی به توری است. این موضوع در عمل نیز صادق است [۶].

**حالت دوم)** مشخصه‌های کوک لیزر با ملحوظ کردن اثرات بازتاب ناشی از دررفتگی ( $R = 0.04$ ,  $R' = 0.04$ ،

**حالت اول)** مشخصه‌های کوک لیزر نظیر جابه‌جایی طول موج خروجی، جریان آستانه و چگالی فوتون خروجی در حالت عدم حضور بازتاب و اتلاف در مرز ناحیه فعال و غیرفعال با تغییرات  $IPC$  و  $IDBR$  در شکل‌های ۴ و ۵ و ۶ آورده شده است.

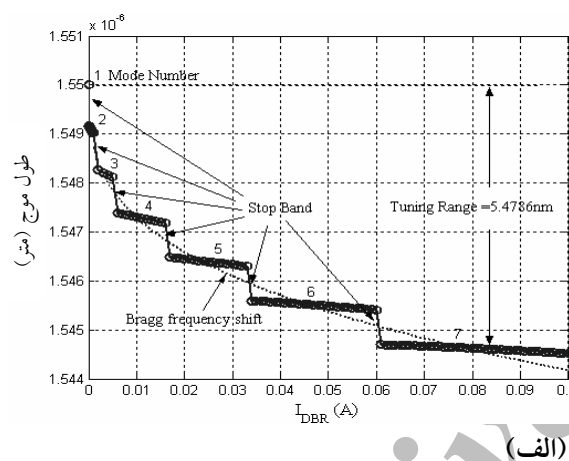


شکل ۳ الگوریتم شبیه‌سازی مشخصه‌های کوک

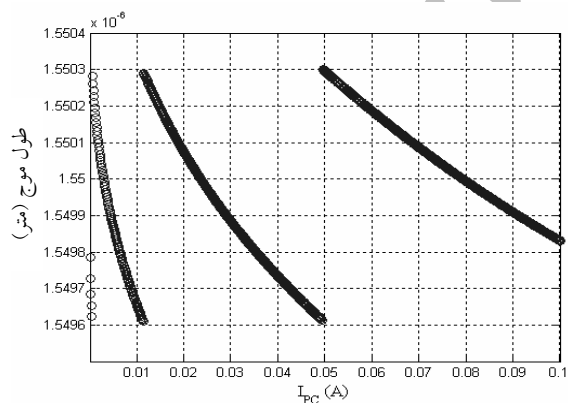
در شکل ۴ - الف، منحنی نقطه‌چین بیانگر شیفت فرکانس براگ توری با جریان تزریقی به توری است. در ابتدا به‌ازای تغییرات کم جریان، تغییرات سریع مد را شاهد هستیم؛ این موضوع با توجه به اینکه نرخ تغییرات چگالی حامل ناشی از باز ترکیب اوژه با توان یک - سوم جریان تزریقی به توری متناسب است قابل توجیه است. با استفاده از معادله نرخ

تلفات انرژی کوپل شده از ناحیه فعال به ناحیه فاز است. زیرا بر طبق تئوری ماتریس پراکندگی و شرط بقای انرژی میزان انرژی کوپل شده به ناحیه فاز برابر  $|S_{22}|^2 - |C_L|^2 = 1$  است. میزان تغییرات جریان آستانه بر حسب ضریب تلفات در مقادیر مختلف  $I_{DBR}$  و  $I_{PC}$  از مرتبه یکسانی است.

بر خلاف  $R$  و  $R'$  که مشخصه‌های کوک را تحت تأثیر قرار می‌دادند ضریب تلفات  $C_L$  بیشتر جریان آستانه را تحت تأثیر قرار می‌دهد. اثر ضریب تلفات بر مشخصه‌های کوک در شکل‌های ۱۲ - الف و ب آورده شده است.



(الف)



(ب)

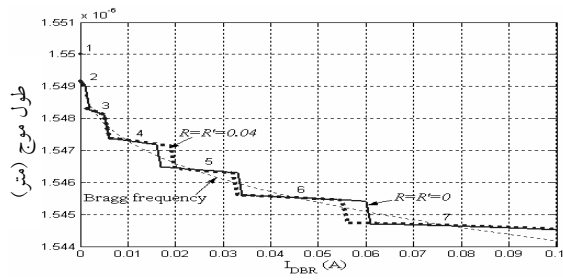
شکل ۴ منحنیهای کوک برای مد غالب به ازای  $C_L = 0$ ،  $R = 0$ ،  $R' = 0$  به صورت تابعی از الف) جریان

DBR (ب) جریان فاز

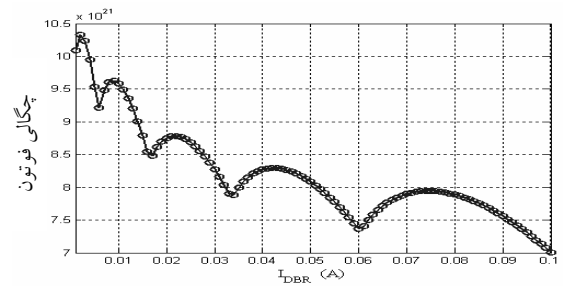
برای نشان دادن اثر بازتاب در مرز ناحیه فعال و غیر فعال بر مشخصه کوک، هر دو وضعیت  $R=R'=0$  و  $R=R'=0.04$  در شکل ۷ - الف ترسیم شده است. بر اثر بازتاب  $R=R'=0.04$  محدوده کوک مد ۵ و ۶ کاهش یافته است و تقارن تغییرات مدها در اطراف فرکانس براگ به هم خورده است. در شکل ۸ - الف و ب تغییرات جریان آستانه و چگالی فوتون با تغییر جریان فاز آورده شده است. همانطور که از شکل ۷ - ب مشاهده می‌شود با ملحوظ کردن اثر بازتاب ناشی از دررفتگی، در جریان ۷۴ میلی آمپر پرش مد را خواهیم داشت. برای بررسی دلیل پرش مد، لوب اصلی منحنی بهره آستانه در شکل ۹ آورده شده است. اعداد روی شکل‌های ۷ - ب و ۹ همخوانی دارند. طبق شکل ۹، پرش مد ناشی از عدم تقارن ایجاد شده در منحنی بهره آستانه است. این عدم تقارن ناشی از اثر دررفتگی و تشدید شدن آن با جریانهای تزریقی بالا به ناحیه فاز است (که موجب ایجاد اختلاف ضریب شکست زیاد بین ناحیه فعال و غیر فعال می‌شود). بر طبق شکل ۹ در جریان ۵۰ میلی آمپر مد با نشانه ۱ غالب است. با افزایش جریان به ۷۰ میلی آمپر مد با نشانه ۱ به طور پیوسته تا محل مد با نشانه ۲ کوک می‌شود. بنابر این بین ۵۰ تا ۷۰ میلی آمپر مد با نشانه ۱ غالب است با گذشتن جریان از مرز ۷۴ میلی آمپر مد با نشانه ۲ (مد با نشانه ۱ کوک شده) از حالت غالب خارج و مد با نشانه ۳ غالب می‌شود در نتیجه بین ۷۴ تا ۷۹ میلی آمپر مد با نشانه ۳ غالب است. با گذشتن جریان از مرز ۷۹ میلی آمپر مد با نشانه ۳ از نوسان می‌ایستد و مد با نشانه ۴ غالب می‌شود.

**حالت سوم)** مشخصه‌های لیزر با ملحوظ کردن اثر تلفات  $C_L$  وابستگی جریان آستانه به ضریب تلفات  $C_L$  به ازای مقادیر مختلف جریان تزریقی به توری و ناحیه فاز در شکل ۱۰ و ۱۱ آورده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود افزایش ضریب تلفات  $C_L$  جریان آستانه را افزایش می‌دهد که ناشی از افزایش

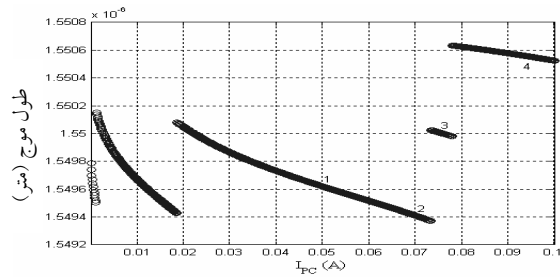




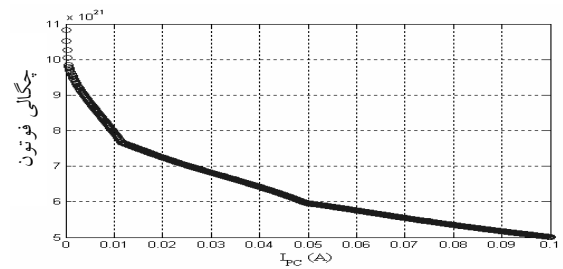
(الف)



(الف)



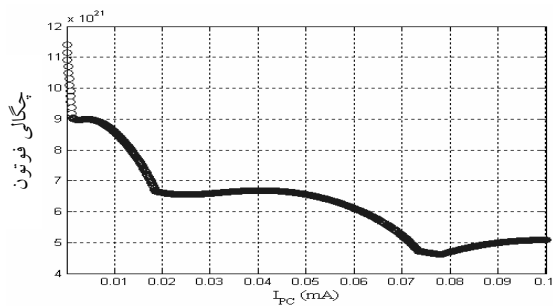
(ب)



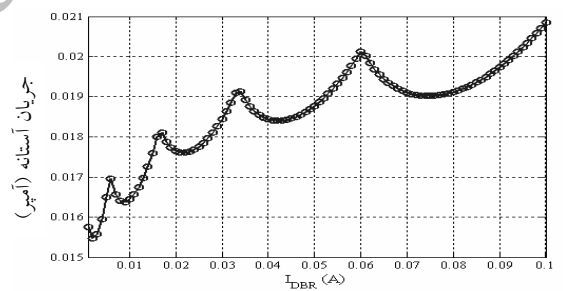
(ب)

شکل ۷ تغییرات طول موج نور خروجی به ازای  $C_L = 0$ ،  $I_{DBR} = 0$ ،  $R = R' = 0.04$  به صورت تابعی از الف) جریان DBR (ب) جریان فاز

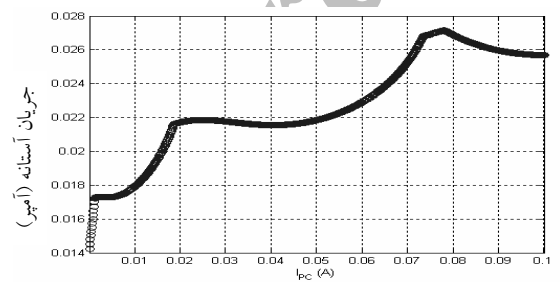
شکل ۵ تغییرات چگالی فوتون خروجی به ازای  $C_L = 0$ ،  $R = 0$ ،  $R' = 0$  به صورت تابعی از الف) جریان DBR (ب) جریان فاز



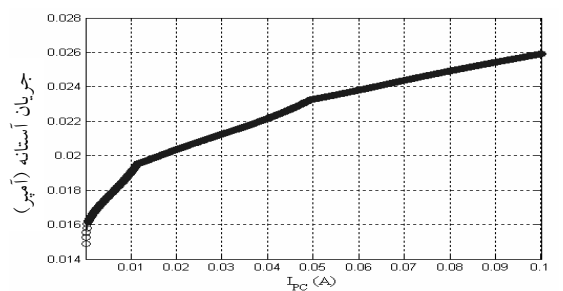
(الف)



(الف)



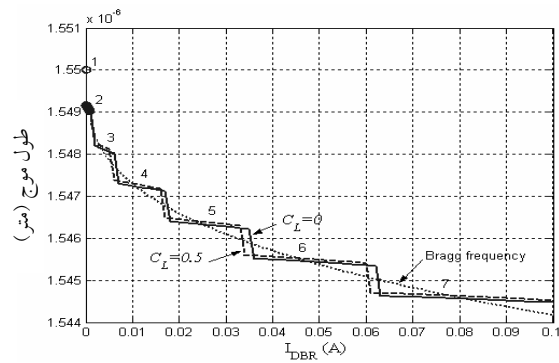
(ب)



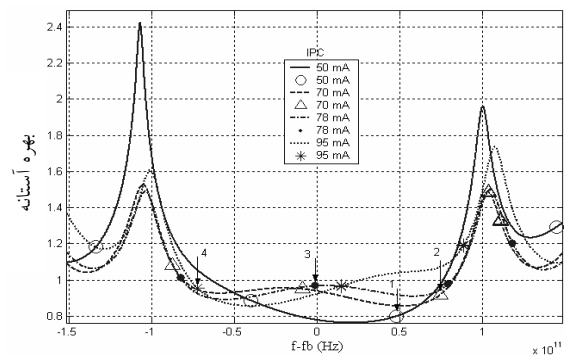
(ب)

شکل ۸ تغییرات الف) چگالی فوتون خروجی (ب) جریان آستانه، با تزریق جریان به موجبر ( $R = R' = 0.04$ ،  $C_L = 0$ ،  $I_{DBR} = 0$ )

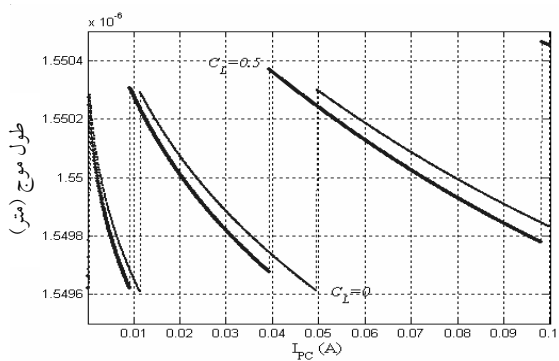
شکل ۶ مشخصه‌های کوک جریان آستانه به ازای  $C_L = 0$ ،  $R = 0$ ،  $R' = 0$  به صورت تابعی از الف) جریان DBR (ب) جریان فاز



شکل ۹ لوب اصلی بهره آستانه بر حسب میزان انحراف از فرکانس براگ. فلش‌ها بیانگر مد غالب هستند. اعداد ۱، ۲، ۳ و ۴ با اعداد روی شکل ۷ مطابقت دارند



شکل ۱۰ وابستگی جریان آستانه به ضریب تلفات  $C_L$  به ازای  $R=R'=0, C_L=0, I_{DBR}=0$



شکل ۱۱ وابستگی جریان آستانه به ضریب تلفات  $C_L$  به ازای  $R=R'=0, I_{PC}=0$

شکل ۱۲ وابستگی مشخصه کوک لیزر به ضریب تلفات  $C_L$  به ازای  $R=R'=0, C_L=0.05, I_{PC}=0$  به صورت تابعی از الف) جریان توری ب) جریان فاز

## ۶- نتیجه گیری

در این مقاله لیزر سه قسمتی DBR به طور دقیق مطالعه و ارزیابی شد. با وارد کردن اثرهای ناشی از ناپیوستگی ضریب شکست نواحی فعال و غیر فعال و نواقص فرایند ساخت در معادلات نوسان، تأثیر آنها بر مشخصه‌های استاتیک کوک لیزر مطالعه شد. تحلیل نشان می‌دهد که با افزایش جریان تزریقی به ناحیه فاز، اختلاف ضریب شکست بین ناحیه فعال و غیر فعال افزایش می‌یابد و موجب ایجاد عدم تقارن در منحنی بهره آستانه می‌شود. به هم خوردن تقارن منحنی بهره آستانه، محدوده غالب بودن مدها را تغییر می‌دهد و تأثیر نهایی آن بر مشخصه کوک

- [6] Pan, X.; Olesen, H.; Tromborg B.; "A Theoretical Model of Multielectrode DBR Lasers"; IEEE J. Quantum Electron.; Vol. 24; 1988; pp. 2423-2432.
- [7] Patzak, E.; Meissner, P.; Yevick, D.; "An Analysis of the Linewidth and Spectral Behavior of DBR Lasers"; IEEE J. Quantum Electron.; vol. QE-21; No. 9; 1985; pp. 1318-1325.
- [8] Caponio, N. P.; Goano, M.; Maio, I.; Meliga, M.; Bava, G. P.; Anis, G. D.; Montrosset, I.; "Analysis and Design Criteria of Three-Section DBR Tunable Lasers"; IEEE J. on Selected Areas in Commun.; vol. 8; 1990; pp. 1203-1213.
- [9] Tsgopoulos, A.; Spicopoulos, T.; Orfanos, I. S., Pantelis; "Wavelength Tuning Analysis and Spectral Characteristics of Three-Section DBR Lasers"; IEEE J. Quantum Electron.; vol. 28; 1992; pp. 415-426.
- [10] Tromborg, B.; Olesen, H.; Pan, X.; Satio, S.; "Transmission Line Description of Optical Feedback and Injection Locking for Fabry-Perot and DFB Lasers"; IEEE J. Quantum Electron.; vol. QE-23; 1987; pp. 1875-1889.
- [11] Bjork, G.; Nilsson, O.; "A New Exact and Efficient Numerical Matrix Theory of Complicated Laser Structures; Properties of Asymmetric Phase-Shifted DFB

لیزر ظاهر می‌شود. عدم جفت‌شدگی دقیق موجبرهای نواحی فعال و غیرفعال موجب ایجاد مد نوسان اضافی می‌شود و مشخصه‌های کوک را تحت تأثیر قرار می‌دهد. اثر اتلاف  $C_L$  در مرز بین دو موجبر فعال و غیر فعال، جریان آستانه را تحت تأثیر قرار می‌دهد در حالی که بازتاب ناشی از عدم جفت‌شدگی  $R$  و  $R'$  مشخصه‌های کوک را تغییر می‌دهد. بیشتر بودن نرخ تغییرات فرکانس براگ از نرخ تغییرات فرکانس مد با تزریق جریان به توری باعث ایجاد گسستگی در منحنی کوک می‌شود.

## ۷- منابع

- [1] Coldren, L. A.; Fish, G. A.; Akulova, Y.; Barton, J. S.; Johansson, L.; Coldren, C. W.; "Tunable Semiconductor Lasers: A Tutorial"; IEEE J. Lightwave Technol.; vol. 22; 2004; pp. 193-202.
- [2] Coldren, L. A.; "Monolithic Tunable Diode Lasers"; J. on Selected Topics in Quantum Electron.; vol. 6; 2000; pp. 988-999.
- [3] E. Bruce; "Tunable Lasers", IEEE Spectrum; February; 2002.
- [4] Koch, T. L.; Koren, U.; "Semiconductor Lasers for Coherent Optical Fiber Communications"; IEEE J. Lightwave Technol.; vol. 8; 1990; pp. 274-293.
- [5] Komori, K.; Arai, S.; Suematsu, Y.; Arima, I.; Aoki, M.; "Single-Mode Properties of Distributed-Reflector Lasers" IEEE J. Quantum Electron.; vol. 25; 1989; pp. 1235-1244.

- [17] Amann, M. C.; Buss, J.; Tunable Laser Diodes. London; Artech House; 1998.
- [18] Yavari, M. H.; Ahmadi, V.; Shahshahani, F.; Razaghi, M.; "Numerical Analysis of Three Section Distributed Bragg Reflector Tunable Laser Diode with Modified Oscillation Condition Based on the Transfer Matrix Method", IEEE Conference on Wireless and Optical Communications Networks, (WOCN), 2005.
- [19] Yavari, M. H.; Ahmadi, V.; Zarifkar, F.; Abedi, K.; "Simulation of Photon Density Distribution in Three Section Distributed Bragg Reflector Tunable Laser Diode Based on the Transfer Matrix Method", Proceedings of SPIE, vol. 6, No. 1-6, 2006; pp. 392-401.
- [20] Yavari, M. H.; Analysis of three section Distributed Bragg Reflector Tunable Laser Diode and Tuning Characteristics, Master of Science Thesis, Tarbiat Modares University 2005.
- [12] Hong, J.; Huang, W.; Makino T.; "On the Transfer Matrix Method for Distributed-Feedback Waveguide Devices"; J. Lightwave Technol.; vol. 10; 1992; pp. 1860-1868.
- [13] Orfanos, I.; Sphicopoulos, T.; A. Tsigopoulos; C. Caroubalos; "A Tractable Above-Threshold Model for the Design of DFB and Phase-Shifted DFB Lasers"; IEEE J. Quantum Electron; vol. 27; 1991; pp. 946-956.
- [14] Davis, M. G.; O'Dowd, R. F.; "A New Large-Signal Dynamic Model for Multielectrode DFB Lasers Based on the Transfer Matrix Method"; IEEE Photonic Technol. Lett.; vol. 4; 1992; pp. 838-840.
- [15] Yamada, M.; Sakuda, K.; "Analysis of Almost-Periodic Distributed Feedback Slab Waveguides Via Fundamental Matrix Approach"; Appl. Opt; vol. 26; 1987; pp. 3474-3478.
- [16] Coldren, L. A.; Corzine, S. W; Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits. John wiley and Sons; California; 1995.