

## تحلیل تطبیقی مشخصه‌های ایستا و پویای لیزرهای نقطه کوانتومی و لیزرهای کوانتومی آبشاری با استفاده از الگوی معادلات آهنگ

حسین‌رضا یوسف‌وند

گروه مهندسی برق، مرکز تحقیقات زیست محیطی، واحد اسلامشهر، دانشگاه آزاد اسلامی، اسلامشهر، ایران

دریافت: 1396/01/10 ویرایش نهایی: 1397/01/19 پذیرش: 1397/02/17

### چکیده

در این مقاله مشخصه‌های ایستا و پویای لیزرهای نقطه کوانتومی و لیزرهای کوانتومی آبشاری با استفاده از الگوی استاندارد معادلات آهنگ توصیف شده و نتایج به‌صورت تطبیقی تحلیل شده‌اند. با استفاده از الگوی ارائه شده، تأثیر طول عمر فوتون بر مشخصه‌های خروجی هر دو افزاره بررسی شده است. نتایج حاصل از شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهند لیزرهای کوانتومی آبشاری، به دلیل ماهیت فوق سریع گذارهای درون نواری که به‌طور غالب از نوع تابش فونون طولی بوده و دارای زمان گذار چند پیکو ثانیه‌ای می‌باشند، برای شروع لیزردهی به چگالی جریان تزریقی بالاتری نسبت به لیزرهای نقطه کوانتومی نیازمند می‌باشند، زیرا طول عمر ذاتی حامل‌ها در لیزرهای نقطه کوانتومی به دلیل ماهیت نسبتاً کند فرآیند بازترکیب نوار-به-نوار اوژه در حدود نانو ثانیه می‌باشد. علاوه بر این، ماهیت فوق سریع گذارهای فونونی در لیزرهای کوانتومی آبشاری باعث میرایی نوسانات در پاسخ گذرای چگالی فوتون های تابشی و همچنین عدم ظهور رزونانس در پاسخ مدولاسیون آنها می‌گردد، و این برخلاف رفتار گذرا و پاسخ مدولاسیون لیزرهای نقطه کوانتومی می‌باشد. این مشخصه منحصر به فرد در لیزرهای کوانتومی آبشاری باعث می‌شود این افزاره گزینه بهتری برای کاربردهای سرعت بالا محسوب شود.

**کلیدواژه‌گان:** آنالیز تطبیقی، لیزر کوانتومی آبشاری، لیزر نقطه کوانتومی، معادله آهنگ

### مقدمه

حامل حفره‌ای نقش دارند که بعد از بازترکیب تلف می‌شوند، و نام دوقطبی به دلیل استفاده از هر دو نوع حامل (الکترون و حفره) در فرآیند تولید فوتون به آنها اطلاق شده است.

لیزرهای نیمه‌هادی مبتنی بر نقاط کوانتومی (QD-Laser) یکی از کارآمدترین لیزرهای نیم‌رسانای دو قطبی می‌باشند که به دلیل داشتن بهره نوری بالا، جریان آستانه پائین، پاسخ مدولاسیون سریع و حساسیت دمایی پائین مشخصه‌ها از محبوبیت بالاتری نسبت به سایر دیودهای لیزری برخوردارند [5-1]. در لیزرهای نقطه کوانتومی حامل‌ها در هر سه جهت فضای انرژی محدود می‌باشند، و منشاء برتری این نوع از لیزرها بر

امروزه لیزرهای نیم‌رسانا به‌عنوان مهمترین منابع تولید نور همدوس از محدوده فرکانسی مادون قرمز نزدیک تا مادون قرمز بسیار دور (300-1 میکرومتر) از جایگاه بالایی در صنعت، سیستم‌های مخابرات نوری، علم پزشکی، طیف سنجی و جنگ الکترونیک برخوردارند. در حالت کلی می‌توان لیزرهای نیم‌رسانا را به دو گروه مجزا تفکیک نمود: لیزرهای دو قطبی و لیزرهای تک قطبی. در دسته اول که تمامی دیودهای لیزری مرسوم را شامل می‌شود، فرآیند تولید نور با فرآیند بازترکیب نوری الکترون-حفره حاصل می‌گردد و برای تولید هر فوتون یک حامل الکترونی و یک

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

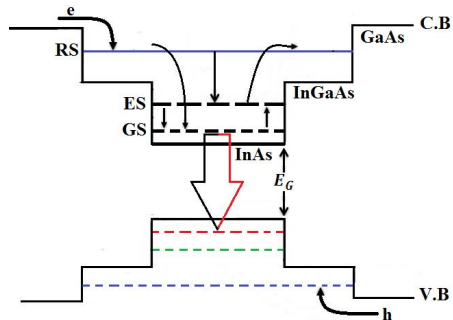
مادون قرمز (30-3 میکرومتر)، همچنین محدوده تراهرتز (300-30 میکرومتر) نور افشانی می‌کنند که از اهمیت زیادی در تصویر برداری پزشکی و شناسایی گازها برخوردار است [8]. تحلیل و شبیه‌سازی مشخصه‌های عملکردی این دو دسته از افزارها و همچنین مقایسه تطبیقی رفتار ایستا و پویای آنها به‌منظور تعیین عوامل اثر گذار بر عملکرد کیفی آنها ضروری به‌نظر می‌رسد، و موضوعی است که به‌طور جدی مورد بحث قرار نگرفته است. منحنی مشخصه توان-جریان، پاسخ مدولاسیون سیگنال کوچک و همچنین زمان تأخیر روشن شدن مهمترین مشخصه‌های یک لیزر نیم‌رسانا محسوب می‌شوند که متأثر از تقابل واهلش‌های نوری و غیر نوری افزار می‌باشند. در این مقاله به‌منظور بررسی تطبیقی رفتار پویای لیزرهای نیم‌رسانا، یک لیزر نقطه کوآنتومی به‌عنوان نماینده لیزرهای دو قطبی و یک لیزر کوآنتومی آبخاری به‌عنوان یک لیزر تک قطبی مورد مطالعه قرار گرفته است. الگوی معادلات آهنگ یک روش نیمه کلاسیک برای توصیف ترابری حامل و فوتون در داخل ناحیه فعال لیزر می‌باشد که رفتار پیچیده افزار را به‌ازای تغییر پارامترهای فیزیکی تأثیر گذار پیش‌بینی می‌کند. در این مقاله، با استفاده از معادلات آهنگ سه سطحی (و با معیاری یکسان) ترابری حامل و فوتون در هر دو لیزر توصیف و رفتار ایستا و پویای آنها به‌صورت تطبیقی تحلیل می‌شود.

سایر لیزرهای دو قطبی را می‌توان در توابع چگالی حالت‌های گسسته نقاط کوآنتومی جستجو نمود که در حالت ایده‌آل به‌صورت شبه‌اتمی عمل می‌کنند [1]. در لیزرهای دو قطبی طول موج تابشی توسط انرژی شکاف نوار نیم‌رسانای مورد استفاده در ناحیه فعال تعیین می‌شود و تغییر طول موج تابشی مستلزم تغییر مواد تشکیل دهنده ناحیه فعال است، که معمولاً از عناصر ترکیبی سه گانه گروه III-V با درصد مولی‌های<sup>1</sup> متفاوت استفاده می‌شود. نوع دوم لیزرهای نیم‌رسانا، لیزرهای تک قطبی می‌باشند که به‌طور خاص لیزرهای کوآنتومی آبخاری (QC-Laser) را شامل می‌شوند. در این دسته از لیزرها، فوتون‌ها از طریق گذارهای نوری درون-نواری در چاه‌های کوآنتومی نامتقارن تولید می‌شوند [6]، و تک قطبی بودن به‌این دلیل به آنها اطلاق می‌شود که فقط از یک نوع حامل (الکترون یا حفره) برای تولید فوتون استفاده می‌کنند. استفاده از تکنیک آبخاری و همچنین توانایی تغییر طول موج نور تابشی با استفاده از تغییر ضخامت لایه‌ها در چاه‌های کوآنتومی ابرشبکه‌ای از خواص منحصر به‌فرد این دسته از لیزرها می‌باشد [8-11]. و این ویژگی درون نواری بودن گذارهای الکترونی است که باعث می‌شود طیف بهره در این لیزرها باریکتر و متقارن‌تر و جریان آستانه در این لیزرها حساسیت کمتری به دما داشته باشد [7]. برخلاف لیزرهای دو قطبی (به‌دلیل محدود بودن شکاف انرژی مواد انتخابی در ناحیه فعال) که قابلیت تولید طول‌موج‌های محدوده مادون قرمز میانی را ندارند، لیزرهای کوآنتومی آبخاری در محدوده میانی و بالای

<sup>1</sup> Mole-Fraction

تئوری حاکم بر لیزرهای نقطه کوانتومی

شکل 1 دیاگرام نوار انرژی ناحیه فعال یک لیزر نقطه کوانتومی را نشان می‌دهد (نقاط کوانتومی از جنس InAs می‌باشند که در داخل یک چاه کوانتومی InGaAs-GaAs رشد داده شده‌اند) [9].



شکل 1. نمای طرحواره ساختار نوار انرژی ناحیه فعال یک لیزر نقطه کوانتومی به همراه واهلش الکترون‌ها در نوار هدایت.

در این طرح شکل، فرآیند واهلش حامل‌ها نیز نمایش داده شده است. برای توصیف رفتار لیزر نقطه کوانتومی مورد مطالعه، دو تراز پائین نوار انرژی به‌عنوان حالت پایه<sup>2</sup> (GS) و حالت برانگیخته<sup>3</sup> (ES) و یک تراز در چاه کوانتومی به‌عنوان حالت ذخیره کننده<sup>4</sup> (RS) منظور شده است. آهنگ تغییرات نقل و انتقال حامل بین سطوح انرژی مجزا در لیزرهای نیم‌رسانا، اصلی‌ترین عامل تعیین کننده دینامیک افزاره محسوب می‌شود. در لیزرهای نقطه کوانتومی آهنگ انتقال حامل از RS→ES و RS→GS و همچنین آهنگ گذارهای بین ترازهای ES↔GS عامل اصلی تفاوت رفتار پویای این دسته از لیزرها با سایر لیزرهای دوقطبی مبتنی بر ساختار چاه کوانتومی می‌باشد. از منظر ترابری حامل،

ابتدا حامل‌ها از طریق اتصالات به چاه کوانتومی InGaAs-GaAs تزریق می‌شوند که نقش ذخیره کننده حامل را برای تمام نقاط کوانتومی ایفا می‌نماید. سپس حامل‌ها به‌صورت پلکانی (RS→ES→GS) و یا به‌صورت مستقیم (RS→GS) از چاه کوانتومی به‌حالت پایه در نقاط کوانتومی با تابش فونونی واهلش می‌یابند [2]. با گذر زمان در مقیاس نانو ثانیه، حامل‌ها در GS انباشته می‌شوند و تا حصول وارونگی حامل‌ها بخش عمده‌ای از آنها به‌صورت تابش خودبه‌خودی و فرآیند غیرنوری اوژه بازترکیب می‌شوند [10]. و پس از غلبه بهره نوری بر تلفات کل<sup>5</sup> (مجموع تلفات داخلی  $\alpha_i$  و تلفات آینه ها  $\alpha_m$ ) حامل‌های الکترونی و حفره‌ای به‌صورت تحریک شده بازترکیب می‌شوند و لیزردهی آغاز می‌شود. البته توجه داشته باشید در شرایط تزریق جریان با دامنه ثابت، فرآیند بازترکیب غیرنوری اوژه پس از تابش تحریک شده نیز (با همان آهنگ قبل از وارونگی) باعث از بین رفتن حامل‌های پر انرژی می‌شود. صرف‌نظر از تابش تحریک شده در ES، معادلات آهنگ توصیف کننده دینامیک حامل و فوتون در ناحیه فعال یک لیزر نقطه کوانتومی را می‌توان به‌صورت زیر بیان نمود [11-15]:

$$\frac{dN_{RS}}{dt} = \frac{I}{qV_{QD}} + \frac{N_{ES}}{\tau_{ES}^{exc}} - \frac{N_{RS}}{\tau_{RE}}(1 - \rho_{ES}) - \left( \frac{N_{RS}}{\tau_{RS}^{Spon}} + \frac{N_{RS}}{\tau_{RS}^n} \right) - \frac{N_{RS}}{\tau_{RG}}(1 - \rho_{GS}) \quad 1$$

$$\frac{dN_{ES}}{dt} = \left( \frac{N_{RS}}{\tau_{RE}} + \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{exc}} \right) (1 - \rho_{ES}) - \frac{N_{ES}}{\tau_{ES}^{exc}} - \frac{N_{ES}}{\tau_{ES}^{Aug}} - \frac{N_{ES}}{\tau_{ES}^{Spon}} - \frac{N_{ES}}{\tau_{EG}}(1 - \rho_{GS}) \quad 2$$

<sup>4</sup> Reservoir-State

<sup>5</sup> Total-loss

<sup>2</sup> Ground-State

<sup>3</sup> Excited-State

جدول 1. پارامترهای استفاده شده در شبیه‌سازی لیزر نقطه کوانتومی [15-11].

نماد	تعریف	مقدار
$\tau_{RE}$	زمان واهلش از RS به ES	12,5 ps
$\tau_{EG}$	زمان واهلش از ES به GS	5,5 ps
$\tau_{RG}$	زمان واهلش از RS به GS	50 ps
$\tau_{RS}^{spon}$	طول عمر تابش خودبخودی در RS	500 ps
$\tau_{ES}^{spon}$	طول عمر تابش خودبخودی در ES	500 ps
$\tau_{GS}^{spon}$	طول عمر تابش خودبخودی در GS	1200 ps
$\tau_{RS}^n$	زمان بازترکیب غیرنوری در RS	250 ps
$\tau_{ES}^{Aug}$	زمان بازترکیب اوژه در ES	275 ps
$\tau_{GS}^{Aug}$	زمان بازترکیب اوژه در GS	660 ps
$V_{QD}$	حجم ناحیه فعال	$10^{-11} \text{ cm}^3$
$N_D$	چگالی حجمی نقاط کوانتومی	$4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
$a_{GS}$	بهره دیفرانسیلی در مد تابشی GS	$5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$
$\tau_p$	طول عمر فوتون در داخل کاواک	12,5 ps
$\alpha_T$	تلفات کل	$9 \text{ cm}^{-1}$
$v_{GS}$	سرعت گروهی در مد GS	$8,96 \times 10^9 \text{ cm/s}$
$\beta_{spon}$	ضریب تابش خودبخودی	$1 \times 10^{-4}$
$\Gamma_P$	ضریب محصورشدگی نوری	0,06
$\lambda$	طول موج تابشی	$1,3 \mu\text{m}$

$$\frac{dN_{GS}}{dt} = \left( \frac{N_{RS}}{\tau_{RG}} + \frac{N_{ES}}{\tau_{EG}} \right) (1 - \rho_{GS}) - \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{esc}} (1 - \rho_{ES}) - \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon}} - \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{Aug}} - v_{GS} G_{GS} S_1 \quad 3$$

$$\frac{dS_1}{dt} = \left( \Gamma_P v_{GS} G_{GS} - \frac{1}{\tau_p} \right) S_1 + \beta_{spon} \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon}} \quad 4$$

در معادله های 1-4،  $N_{RS}$ ،  $N_{ES}$  و  $N_{GS}$  به ترتیب معرف چگالی حجمی حامل‌ها در ترازهای انرژی RS، ES و GS می‌باشند،  $S_1$  چگالی فوتون‌های حاصل از گذار نوری GS می‌باشد،  $\rho_{GS} (= N_{GS}/2N_D)$  و  $\rho_{ES} (= N_{ES}/4N_D)$  بیانگر توابع احتمال اشغال حالات الکترونی ES و GS می‌باشند که در آن  $N_D$  چگالی حجمی نقاط کوانتومی می‌باشد.  $q$  بار الکترون،  $I$  جریان تزریقی، و  $G_{GS}$  بیانگر ضریب تأثیر بهره مرتبط با گذار فوتونی GS می‌باشد که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$G_{GS} = a_{GS} N_D (2\rho_{GS} - 1) \quad 5$$

که در آن  $a_{GS}$  معرف بهره دیفرانسیلی در مد GS می‌باشد. در این مقاله زمان گریز حرارتی الکترون‌ها از ES به RS و GS به ES به صورت زیر محاسبه شده است [12]:

$$\tau_{ES}^{esc} = 4\tau_{RS} \exp\left(\frac{E_{RS} - E_{ES}}{K_B T}\right) \quad 6$$

$$\tau_{GS}^{esc} = \frac{1}{2}\tau_{EG} \exp\left(\frac{E_{ES} - E_{GS}}{K_B T}\right) \quad 7$$

در روابط بالا،  $K_B$  ثابت بولتزمن،  $T$  دمای افزاره،  $E_{RS}-E_{ES}$  و  $E_{ES}-E_{GS}$  معرف اختلاف انرژی بین سطوح معین شده در زیرنویس‌ها می‌باشند. سایر پارامترهای استفاده شده در معادله‌های 1 تا 4 در جدول 1 معرفی شده‌اند [11-15].

### تئوری حاکم بر لیزرهای کوانتومی آبخاری

لیزر کوانتومی آبخاری مورد مطالعه در این مقاله ساختاری است که به عنوان منبع نوری برای تولید طول موج  $9 \mu\text{m}$  طراحی شده است [16، 17]. در این ساختار چاه‌ها از جنس GaAs و سدهای کوانتومی از ماده

فونونی به تراز پایین‌تر لیزر (تراز 1) واهلش می‌یابند. توجه داشته باشید در لیزرهای کوآنتومی آشباری با تابش در محدوده مادون قرمز میانی، پراکندگی الکترون-فونون مهمترین عامل واهلش غیرنوری الکترون‌ها محسوب می‌شود [19]. سیستم معادلات آهنگ برای تعداد الکترون‌های  $N_1$ ،  $N_2$  و  $N_3$  مربوط به ترازهای 3، 2 و 1، همچنین تعداد فوتون‌ها تولید شده  $S_2$  را می‌توان به صورت زیر بیان نمود [18-20]:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{I_T}{q} - \frac{N_3}{\tau_3} - \Gamma_C V_G \frac{\sigma_{32}}{V_{QC}} \times (N_3 - N_2) S_2 \quad 8$$

$$- \beta_{sp} \frac{N_3}{\tau_{sp}}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \Gamma_C V_G \frac{\sigma_{32}}{V_{QC}} (N_3 - N_2) S_2 \quad 9$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_1} \quad 10$$

$$\frac{dS_2}{dt} = \left( \Gamma_C V_G N \frac{\sigma_{32}}{V_{QC}} \times (N_3 - N_2) - \frac{1}{\tau_C} \right) S_2 \quad 11$$

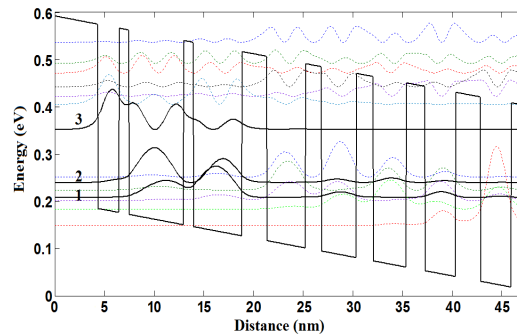
$$+ N \beta_{sp} \frac{N_3}{\tau_{sp}}$$

در معادله‌های بالا  $N$  تعداد طبقات،  $I_T$  جریان تزریق شده به تراز بالای لیزر،  $V_{QC}$  حجم ناحیه فعال یکی از طبقات،  $\Gamma_C$  ضریب محصورشدگی نوری،  $\sigma_{32}$  ضریب مؤثر بهره دیفرانسیلی می‌باشد. سایر پارامترها در جدول 2 معرفی شده‌اند [18-21].

### تحلیل تطبیقی نتایج و بحث

با استفاده از معادلات آهنگ ارائه شده برای هر دو لیزر و پارامترهای تعریف شده در جدول‌های 1 و 2 نتایج زیر حاصل شده است. شکل 3 منحنی مشخصه توان خروجی برحسب چگالی جریان تزریقی ( $L-J$ ) را برای هر دو لیزر نشان می‌دهد.

$\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$  با لبه باند انرژی 390 meV در نوار هدایت می‌باشند.



شکل 2. توزیع پتانسیل الکتریکی و مربع اندازه توابع موج محاسبه شده در یک طبقه از لیزر کوآنتومی آشباری مورد مطالعه در این مقاله با استفاده از حل خودسازگار معادلات شرودینگر پواسون. ضخامت لایه‌ها از سمت چپ به راست (برحسب نانومتر) به ترتیب: 3/2, 6/3/2/3, 2/1, 8/3, 4/1, 7/3, 8/2, 6/4, 8/1, 1/5, 4/1, 1/2/4, 5. لایه‌های تغلیظ شده با چگالی حجمی  $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  به صورت زیر-خط و سدهای کوآنتومی به صورت برجسته نشان داده شده‌اند. ترازهای 3 و 2 به ترتیب بیانگر تراز بالا و تراز پائین گذار نوری لیزر می‌باشند 1 به فاصله یک فونون طولی از سطح 2 انتخاب شده است که خروج سریع الکترون‌ها از سطح پائین لیزر و در نتیجه حصول وارونگی جمعیت در لیزر را تسهیل می‌کند.

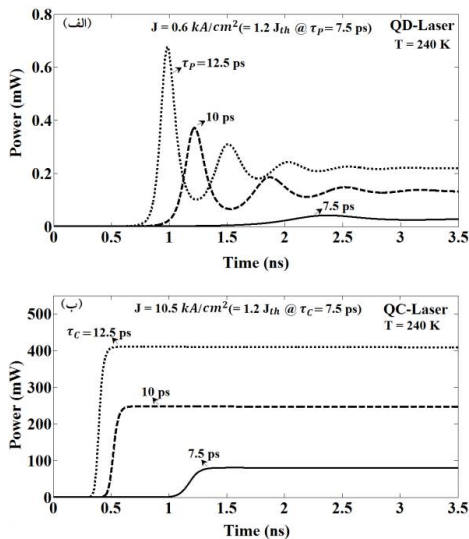
مهم‌ترین ویژگی این ساختار فاصله زیاد تراز بالای لیزر از ناحیه پیوستار می‌باشد که مانع از گریز الکترون‌های پر انرژی از تراز بالای لیزر به نواحی پیوستار می‌شود. برای محاسبه ساختار نوار انرژی، معادلات شرودینگر-پواسون با استفاده از روش تفاضل محدود و به صورت خودسازگار حل می‌شوند [18]. شکل 2 ساختار نوار انرژی و مربع توابع موج محاسبه شده مرتبط با لیزر کوآنتومی آشباری مورد مطالعه را نشان می‌دهد. با توجه به شکل 2 الکترون‌ها به تراز بالای ناحیه فعال لیزر (تراز 3) تزریق می‌شوند و پس از یک گذار نوری به تراز پایین لیزر (تراز 2) وارد می‌شوند (یا به صورت غیر نوری به تراز 2 واهلش می‌یابند)، سپس با یک تابش

می‌باشد. قابل ذکر است که در لیزرهای نیم‌رسانا جریان آستانه لیزر با زمان پراکندگی غیرنوری حامل‌ها رابطه عکس دارد. همان‌طور که نشان داده شده است، لیزرهای نقطه کوآنتومی از چگالی جریان آستانه پائین‌تری نسبت به لیزرهای کوآنتومی آبشاری برخوردار می‌باشند، زیرا در لیزرهای کوآنتومی آبشاری بخش عمده‌ای از حامل‌ها به‌صورت غیر نوری به تراز پائین لیزر (از طریق تابش خیلی سریع فونون) واهلش می‌یابند، اما در لیزرهای نقطه کوآنتومی حامل‌ها به‌طور عمده به‌صورت نوری بازترکیب می‌شوند و بخش کمتری از آنها به‌صورت غیرنوری (از طریق فرآیند اوژه) بازترکیب می‌شوند. اگر چه لیزرهای کوآنتومی آبشاری از چگالی جریان آستانه بالاتری نسبت به لیزرهای نقطه کوآنتومی برخوردارند، و این مهمترین مزیت لیزرهای نقطه کوآنتومی بر لیزرهای کوآنتومی آبشاری محسوب می‌شود، اما لیزرهای کوآنتومی آبشاری از بازده کوآنتومی (شیب منحنی مشخصه  $L-J$  بزرگتری برخوردارند که مهمترین مزیت آنها محسوب می‌شود. بازده کوآنتومی یک شاخص عملکردی در لیزرهای نیم‌رسانا محسوب می‌شود که معرف آهنگ افزایش تولید فوتون به‌ازای افزایش جریان تزریق شده به افزاره (حول یک نقطه کار) می‌باشد. بزرگتر بودن بازده کوآنتومی در لیزرهای کوآنتومی آبشاری را می‌توان به‌وجه آبشاری و تک قطبی آنها نسبت داد: زیرا (پس از غلبه بر آستانه) هر حامل پرنرژی پس از یک گذار فوتونی (بدون اینکه تلف شود) وارد تراز بالای لیزر در طبقه بعدی می‌شود و به‌همین ترتیب به تعداد طبقات فوتون آزاد می‌کند، اما

جدول 2. پارامترهای استفاده شده در شبیه‌سازی لیزر کوآنتومی آبشاری در دمای 240 کلونین [18-21].

نماد	تعریف	مقدار
$\tau_3$	طول عمر الکترون‌ها در تراز 3	1,4 ps
$\tau_{32}$	زمان واهلش فونونی از 3 به 2	2,2 ps
$\tau_{31}$	زمان واهلش فونونی از 3 به 1	3,9 ps
$\tau_{21}$	زمان واهلش فونونی از 2 به 1	0,2 ps
$\tau_1$	طول عمر الکترون‌ها در تراز 1	0,5 ps
$\tau_{sp}$	طول عمر تابش خودبه‌خودی در تراز 3	1 ns
$\beta_{sp}$	ضریب تابش خودبه‌خودی	$1 \times 10^{-4}$
$V_{QC}$	حجم ناحیه فعال	$138 \times 10^{-11} \text{ cm}^3$
$N$	تعداد طبقات	30
$\sigma_{32}$	ضریب مؤثر بهره دیفرانسیلی	$1,8 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$
$\tau_C$	طول عمر فوتون در داخل کاواک	7,33 ps
$v_G$	سرعت گروهی در مد تابشی	$9,09 \times 10^9 \text{ cm/s}$
$\Gamma_C$	ضریب محصورشدگی نوری	0,32
$\alpha_T$	مجموع تلفات داخلی و آینه‌ها	$15 \text{ cm}^{-1}$
$\lambda$	طول موج تابشی	9 $\mu\text{m}$

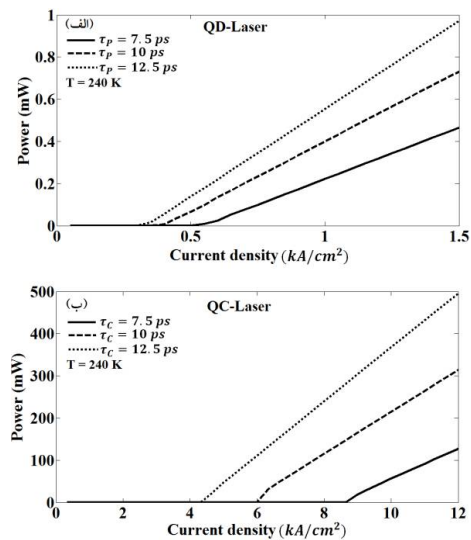
در شکل 3 الف منحنی مشخصه  $L-J$  برای لیزر نقطه کوآنتومی با طول  $L$  (500  $\mu\text{m}$ ) و عرض  $W$  (4  $\mu\text{m}$ ) به‌ازای طول عمرهای فوتونی متفاوت نشان داده شده است و شکل 3 ب منحنی مشخصه  $L-J$  را برای لیزر کوآنتومی آبشاری با طول  $L$  (1,5 mm) و عرض  $W$  ( $\mu\text{m}$ ) (20) به‌ازای طول عمرهای فوتونی متفاوت نشان می‌دهد. در لیزرهای نیم‌رسانا، طول عمر فوتون‌ها به‌صورت زیر تعریف می‌شود:  $\tau_i = (v_i \alpha_T)^{-1}$  که در آن  $v_i$  سرعت گروهی و  $\alpha_T$  تلفات کل (داخلی و آینه‌ها) می‌باشد. ملاحظه می‌شود که جریان آستانه و بازده کوآنتومی هر دو افزاره متأثر از طول عمر فوتون



شکل 4. تغییرات زمانی توان نوری خروجی در (الف): لیزر نقطه کوآنتومی و (ب): لیزر کوآنتومی آبخاری، به‌ازای مقادیر مختلف طول عمر فوتون.

نتایج حاصل از شبیه‌سازی حالت گذرای هر دو لیزر از تطابق بسیار بالایی با نتایج تجربی و تئوری انجام شده برخوردار است [۱۰، ۱۸]. در لیزرهای نیم‌رسانا زمان پاسخ دهی لیزر به جریان تزریق شده از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. در واقع فاصله بین لحظه تزریق جریان و زمان رسیدن توان نوری به ۱۰٪ از مقدار نهائی آن زمان تأخیر<sup>۶</sup> افزاره نامیده می‌شود [18]. نتایج گذرای حاصل از شبیه‌سازی نشان می‌دهند لیزرهای کوآنتومی آبخاری از زمان تأخیر پاسخ دهی کوتاه‌تری نسبت به لیزرهای نقطه کوآنتومی برخوردار هستند. با استناد به معادلات آهنگ ارائه شده در بخش قبلی، تفاوت تأخیرهای زمانی دو لیزر را می‌توان به‌شرح زیر توجیه نمود: در هر طبقه از لیزرهای کوآنتومی آبخاری یک ناحیه تزریق کننده (که نقش یک مخزن پر از الکترون را برای ناحیه فعال ایفا می‌نماید) حامل‌های پر انرژی را به‌طور مستقیم و بدون واسطه به تراز اصلی لیزر

در لیزرهای نقطه کوآنتومی هر زوج حامل الکترون-حفره‌ای فقط یک فوتون تولید می‌کنند و پس از آن نیز به‌خاطر ماهیت دو قطبی افزاره حامل‌ها تلف می‌شوند. در ادامه، شکل‌های 4الف و 4ب تغییرات زمانی توان نوری خروجی را به‌ازای طول عمرهای متفاوت فوتون‌های داخل کاواک در لیزرهای نقطه کوآنتومی و لیزرهای کوآنتومی آبخاری در پاسخ به یک پالس جریان (که بزرگتر از مقدار آستانه هر دو لیزر در شرایط طول عمر فوتونی 7/5ps انتخاب شده است) نشان می‌دهند.



شکل 3. منحنی توان خروجی برحسب چگالی جریان تزریقی در (الف): لیزر نقطه کوآنتومی با ابعاد  $W \times L = 0.2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$  و (ب): لیزر کوآنتومی آبخاری با ابعاد  $W \times L = 3 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ ، به‌ازای طول عمرهای فوتونی متفاوت.

<sup>6</sup> Delay-time

می‌یابد) و در نتیجه تعداد فوتون‌ها به شدت برای لحظه‌ای کوتاه افزایش می‌یابد و این روند (افزایش و کاهش‌های متوالی) تا زمانی که مقدار حامل‌ها و فوتون‌ها به حالت ماندگار خود می‌رسند ادامه دارد. در لیزرهای کوآنتومی آبخاری پس از تزریق یک پالس جریان، جمعیت زیادی (بالتر از متوسط) از الکترون‌های تراز بالای لیزر با تابش فوتون به تراز پائین لیزر (به صورت غیر نوری) واهلش می‌یابند و عدّه کمتری از آنها با تابش تحریک شده (به صورت نوری) ریزش می‌کنند، لذا الکترون‌های تراز بالای لیزر با شروع لیزردهی تغییر چندانی نمی‌کنند. به عبارت دیگر، تغییر الکترون‌ها به واسطه پراکندگی‌های غالب غیرنوری تعدیل<sup>7</sup> شده است، لذا هیچ گونه نوسانی در پاسخ نوری مشاهده نمی‌شود. در لیزرهای نقطه کوآنتومی و سایر لیزرهای دو قطبی وضعیت کاملاً متفاوت است، زیرا پراکندگی‌های نوری غالب هستند و باز ترکیب تابشی تحریک شده عامل اصلی ایجاد نوسان در پاسخ گذرای افزاره است [18].

علاوه بر پاسخ گذرا، پاسخ مدولاسیون نیز از مشخصه‌های پر اهمیت لیزرهای نیم‌رسانا محسوب می‌شود که بیانگر رفتار دینامیکی افزاره بوده و به طور مستقیم متأثر از دینامیک حامل‌ها و فوتون‌های درون افزاره است. در شکل‌های 5الف و 5ب به ترتیب پاسخ فرکانسی لیزرهای نقطه کوآنتومی و لیزرهای کوآنتومی آبخاری به ازای طول عمرهای مختلف ترسیم شده است. همان طوری که در شکل‌های 3الف و 3ب نشان

تزریق می‌نماید. به عبارت دیگر، الکترون‌های پر انرژی که از مخازن تأمین می‌شوند انرژی خود را بدون واسطه به صورت فوتونی یا فوتونی آزاد می‌کنند، بنابراین افزاره از سرعت پاسخ دهی مطلوبی برخوردار است. اما در لیزرهای نقطه کوآنتومی، حامل‌های پر انرژی ابتدا از اتصالات به RS و از آنجا به ES و سپس به تراز پایه (GS) که عمل لیزردهی را انجام می‌دهد می‌رسند، و در این مسیر پر تنش بخشی از انرژی خود را به صورت فوتون از دست می‌دهند و زمان طولانی‌تری را برای رسیدن به تراز پایه سپری می‌کنند. بنابراین، سطوح انرژی بالاتر که نقش واسطه را بین اتصالات و تراز پایه ایفا می‌نمایند، پاسخ دهی افزاره را محدود می‌کنند. از آنجائی که افزایش طول عمر فوتون متناظر با کاهش تلفات کل افزاره است، در شکل‌های 4الف و 4ب مشاهده می‌شود پاسخ دهی هر دو افزاره با افزایش طول عمر فوتون‌ها بهبود می‌یابد. ملاحظه می‌شود که پاسخ گذرای لیزر کوآنتومی آبخاری به صورت میرا و پاسخ گذرای لیزر نقطه کوآنتومی به صورت میرای نوسانی می‌باشد.

علت نوسانی و غیر نوسانی بودن پاسخ‌های گذرا را می‌توان به تقابل پراکندگی‌های نوری و غیر نوری (در هر دو افزاره) در پاسخ به پالس جریان تزریق شده نسبت داد. زمانی که یک پالس جریان با دامنه بالاتر از آستانه به یک لیزر نیم‌رسانا تزریق می‌شود، پس از مدتی کوتاه (زمان روشن شدن افزاره) و در پاسخ به این پالس تزریق شده، حامل‌ها به صورت تحریک شده ریزش می‌کنند (و آمار آنها به شدت در تراز اصلی کاهش



پاسخ فرکانسی لیزرهای نیم‌رسانا را می‌توان با اضافه نمودن یک سیگنال کوچک حول نقطه کار مناسب افزاره به صورت زیر به دست آورد:

$$I = I_0 + \Delta I \exp(j\omega t) \quad 12$$

$$S_i = S_i^0 + \Delta S_i \exp(j\omega t) \quad 13$$

$$N_k = N_k^0 + \Delta N_k \exp(j\omega t) \quad 14$$

که در آن  $S_i$  ( $i=1,2$ ) معرف چگالی فوتون‌های تولید شده در لیزر نقطه کوانتومی و لیزر کوانتومی آبخاری می‌باشد و  $N_k$  ( $k = RS, ES, GS, 3, 2, 1$ ) معرف چگالی حامل در تراز  $k$  می‌باشد. در روابط 12-14، جمله‌ها با اندیس صفر معرف مقادیر حالت ماندگار متغیر مربوطه می‌باشند،  $\omega$  و  $\Delta$  به ترتیب نمایانگر فرکانس زاویه‌ای و دامنه سیگنال کوچک متغیر مربوطه می‌باشند. با اعمال روابط 12-14 به معادله‌های 1 تا 4 و پس از ساده‌سازی و تغییر متغیرهای لازم، پاسخ فرکانسی لیزر نقطه کوانتومی به صورت زیر نوشته می‌شود [14]:

$$\frac{\Delta S_1}{\Delta I} \approx \left( \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \right) \left( \frac{\omega_{R0}^2}{\omega_{R0}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_0} \right) \quad 15$$

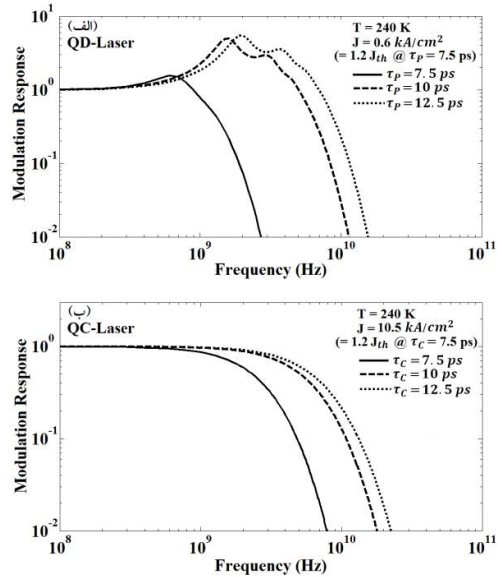
که در آن  $\omega_R$  و  $\omega_{R0}$  فرکانس‌های تشدید (لازم به ذکر است سیستم دارای دو دسته قطب مزدوج می‌باشد، بنابراین دارای دو فرکانس تشدید و دو ضریب میرایی متفاوت می‌باشد، در شکل 5 نیز دو قله رزونانسی مشاهده می‌شود،  $\gamma$  و  $\gamma_0$  ضرایب میرایی می‌باشند که به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\omega_R^2 = \frac{v_g a_{GS} S_1^0}{\tau_p} + \left[ \frac{\Gamma_P \beta_{spon} N_{GS}^0}{\tau_{GS}^{spon} S_1^0} \right] \times \left( \frac{\rho_{ES}^0}{\tau_{ES}^{esc}} + \frac{1 - \beta_{spon}}{\tau_{GS}} \right) + \frac{\beta_{spon}}{\tau_{GS}^{spon} \tau_p} \quad 16$$

$$\gamma = v_g a_{GS} S_1^0 + \frac{\rho_{ES}^0}{\tau_{ES}^{esc}} + \frac{1}{\tau_{GS}} + \frac{\Gamma_P \beta_{spon} N_{GS}^0}{\tau_{GS}^{spon} S_1^0} \quad 17$$

$$\omega_{R0}^2 = \left( \frac{\rho_{ES}^0}{\tau_{RE}} + \frac{1}{\tau_{RS}} \right) \left( \frac{\rho_{GS}^0}{\tau_{EG}} + \frac{1}{\tau_{ES}} \right) + \left( \frac{1}{\tau_{ES}^{esc}} \frac{1}{\tau_{RS}} \right) \quad 18$$

داده شد، چگالی جریان آستانه لیزرها متأثر از طول عمر فوتون می‌باشد.



شکل 5. پاسخ مدولاسیون (الف) لیزر نقطه کوانتومی و (ب) لیزر کوانتومی آبخاری، به‌ازای مقادیر مختلف طول عمر فوتون.

از آنجائی که چگالی جریان تزریقی به افزاره و میزان فاصله آن از چگالی جریان آستانه لیزر یکی از عوامل تأثیر گذار بر پهنای نوار فرکانسی است [22]، لذا به‌ازای یک جریان ثابت و طول عمرهای متفاوت فوتونی، پهنای نوار فرکانسی با افزایش طول عمر فوتون‌ها افزایش می‌یابد. نکته قابل تأمل در پاسخ‌های دینامیکی (پاسخ گذرا و پاسخ مدولاسیون) هر دو لیزر اینست که لیزر کوانتومی آبخاری هیچ‌گونه رزونانسی را در پاسخ مدولاسیون نشان نمی‌دهد، اما در پاسخ مدولاسیون لیزر نقطه کوانتومی رزونانس مشاهده می‌شوند. علت ظهور رزونانس در پاسخ فرکانسی (که نگاهی از فراجش در پاسخ زمانی می‌باشد) را باید از معادلات آهنگ مربوطه جستجو نمود.

$\Delta S_2/\Delta I$  را برای لیزرهای کوآنتومی آبخاری به شرح زیر تخمین زد [7]:

$$\frac{\Delta S_2}{\Delta I} (S = j\omega) \approx \frac{K_0^2}{S^2 + \left(\frac{1}{\tau_3} + \frac{1}{\tau_{St}}\right)S + \left(\frac{1}{\tau_{St}} \frac{1}{\tau_C}\right)} \quad 26$$

که در آن  $K_0$  یک مقدار ثابت و  $\tau_{St} = \frac{V_{QC}}{\Gamma_C V_G \sigma_{32} N_3^0 S_2^0}$  طول عمر تابش تحریک شده نامیده می شود. بنابراین موقعیت قطب های سیستم را می توان به صورت زیر محاسبه نمود [24]:

$$S_{p1,p2} = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_3} + \frac{1}{\tau_{St}} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{\tau_3} + \frac{1}{\tau_{St}} \right)^2 - \left( \frac{1}{\tau_C} \frac{1}{\tau_{St}} \right)} \quad 27$$

در لیزرهای کوآنتومی آبخاری همواره طول عمر حامل ها در تراز بالای لیزر ( $\tau_3$ ) کوچکتر از ۲ (ps) و طول عمر فوتون های داخل کاواک ( $\tau_C$ ) بزرگتر از ۵ (ps) می باشند، بنابراین به ازای تمام مقادیر مجاز طول عمر تابش تحریک شده ( $\tau_{St}$ ) عبارت زیر رادیکال در رابطه 27 همواره مثبت می باشد، در نتیجه قطب های سیستم حقیقی و منفی خواهند بود: لذا پاسخ های گذرا همواره بدون نوسان و رفتار فرکانسی صاف و بدون اعوجاج خواهند بود. این واقعیت در شکل های 4 و 5 به خوبی منعکس شده است و با نتایج تجربی گزارش شده در مرجع [24] و نتایج تئوری بیان شده در مراجع [23, 20, 18] مطابقت می کند.

### نتیجه گیری

در این مقاله، با استفاده از الگوی معادلات آهنگ سه سطحی مشخصه های ایستا و پویای لیزرهای نقطه کوآنتومی و لیزرهای کوآنتومی آبخاری به صورت تطبیقی تحلیل گردید. نتایج شبیه سازی نشان می دهند لیزرهای نقطه کوآنتومی به دلیل ماهیت کند

$$\gamma_0 = \frac{\rho_{ES}^0}{\tau_{RE}} + \frac{1}{\tau_{RS}} + \frac{\rho_{GS}^0}{\tau_{EG}} + \frac{1}{\tau_{ES}^{esc}} + \frac{1}{\tau_{ES}} \quad 19$$

که در آنها

$$\frac{1}{\tau_{RS}} = \frac{1}{\tau_{RS}^{Spon}} + \frac{1}{\tau_{RS}^n} \quad 20$$

$$\frac{1}{\tau_{ES}} = \frac{1}{\tau_{ES}^{Spon}} + \frac{1}{\tau_{ES}^{Aug}} \quad 21$$

$$\frac{1}{\tau_{GS}} = \frac{1}{\tau_{GS}^{Spon}} + \frac{1}{\tau_{GS}^{Aug}} \quad 22$$

به منظور درک بهتر مسئله رزونانس در لیزرهای نقطه کوآنتومی، تابع تبدیل به دست آمده در رابطه 15 را در فضای لاپلاس به صورت زیر بازنویسی می شوند:

$$\frac{\Delta S_1}{\Delta I} (S = j\omega) \approx \left( \frac{\omega_R^2}{S(\gamma + S) + \omega_R^2} \right) \times \left( \frac{\omega_{R0}^2}{S(\gamma_0 + S) + \omega_{R0}^2} \right) \quad 23$$

بنابراین سیستم دارای چهار قطب به صورت زیر است:

$$S_{p1,p2} = \frac{-\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - 4\omega_R^2}}{2} \quad 24$$

$$S_{p3,p3} = \frac{-\gamma_0 \pm \sqrt{\gamma_0^2 - 4\omega_{R0}^2}}{2} \quad 25$$

با استناد به معادله های 16-19، مشاهده می گردد  $\gamma^2 \gg 4\omega_R^2$  و  $\gamma_0^2 \gg 4\omega_{R0}^2$ ، بنابراین قطب ها همواره مزدوج مختلط می باشند که انعکاس آنها در پاسخ پله (پاسخ گذرا) به صورت ظهور نوسان و در فضای فرکانس به صورت ظهور قله های رزونانسی خواهد بود. با روشی مشابه برای لیزر کوآنتومی آبخاری، و صرف نظر از چگالی الکترون ها در ترازهای ۱ و ۲ (زیرا جریان الکتریکی بدون واسطه به تراز اصلی لیزر تزریق می شود و به راحتی می توان رابطه فوتون-جریان را محاسبه نمود، برخلاف لیزر نقطه کوآنتومی که نمی توان از ترازهای واسطه صرف نظر کرد)، می توان تابع تبدیل

## مرجع‌ها

- [1] M. Sugawara, *Self-Assembled InGaAs/GaAs Quantum Dots, Semiconductor and Semimetals*, Academic, New York, (vol. 60, 1999).
- [2] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures*, Wiley, New York, (1998).
- [3] G.T. Liu, A. Stintz, H. Li, K.J. Malloy, L.F. Lester, Extremely low room-temperature threshold current density diode lasers using InAs dots in  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  quantum well, *Electronics Letters* **35** (1999) 1163-1165.
- [4] H. Saito, K. Nishi, A. Kamei, S. Sugou, Low chirp observed in directly modulated quantum dot lasers, *IEEE Photonics Technology Letters* **12** (2000) 1298-1300.
- [5] م. صباثیان، س.آ. حسینی، م. شاهزاده، ا. کاظمی‌نژاد، بررسی اثر اندازه بر خواص گسیلندگی لیزرهای نقطه کوانتومی مخروطی-شکل  $\text{InGaAs/GaAs}$  مجله پژوهش سیستم‌های بس‌ذره‌ای **4** (1393)، 67-55.
- [5] M. Sabaeian, S.A. Hoseini, M. Shahzadeh, I. Kazeminezhad, Investigation of size effect on the emission properties of InAs/GaAs conical-shaped quantum dot lasers, *Journal of Research on Many-body Systems* **4** (2014) 55-67.
- [6] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho, Quantum Cascade Lasers, *Science* **264** (1994) 553-556.
- [7] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho, *Intersubband Transition in Quantum wells, Physics and Device, Application II*, Academic, New York, (2000).
- [8] R. Paiella, *Intersubband Transition in Quantum structures*, McGraw-Hill, (2005).

پراکندگی‌های غیرنوری حامل‌ها (پراکندگی اوژه) از جریان آستانه پائین‌تری نسبت به لیزرهای کوانتومی آبشاری (که در آنها پراکندگی‌های فوق سریع فونونی بخش زیادی از انرژی حامل‌ها را بدون تابش فوتون به شبکه منتقل می‌کند) برخوردار هستند. اگرچه لیزرهای کوانتومی آبشاری از جریان آستانه بالاتری برخوردارند، اما به دلیل ماهیت آبشاری آنها، از بازده کوانتومی بالاتری نسبت به لیزرهای نقطه کوانتومی برخوردار هستند. نتایج حاصل از تحلیل پویای افزارها این واقعیت را منعکس می‌کنند که لیزرهای کوانتومی آبشاری هیچ گونه فراجبهشی در پاسخ گذرا و هیچ گونه رزونانسی را در پاسخ مدولاسیون نشان نمی‌دهند، اما پاسخ گذرای لیزرهای نقطه کوانتومی به صورت نوسانی و پاسخ مدولاسیون آنها نیز کاملاً ناصاف است. علت پاسخ زمانی میرا و پاسخ مدولاسیون کاملاً صاف لیزرهای کوانتومی آبشاری را می‌توان از ماهیت فوق سریع پراکندگی‌های غیرنوری الکترون‌ها جستجو نمود که همانند یک تعدیل کننده مانع از افزایش و کاهش متوالی فوتون‌ها و الکترون‌ها (در تراز اصلی) در پاسخ به پالس جریان تزریق شده می‌شود.

علاوه‌براین، لیزرهای کوانتومی آبشاری از زمان روشن شدن سریع‌تری نسبت به لیزرهای نقطه کوانتومی برخوردار هستند، زیرا الکترون‌ها به‌طور مستقیم از مخزن‌های الکترونی به تراز اصلی لیزر تزریق می‌شوند، اما در لیزرهای نقطه کوانتومی حامل‌ها در تراز پایه به‌طور غیر مستقیم از طریق ترازهای بالاتر تأمین می‌شوند که پاسخ دهی لیزر را محدود می‌کنند.

## سپاسگزاری

مؤلف این مقاله از دانشگاه آزاد اسلامی واحد اسلامشهر به‌خاطر حمایت‌های مالی تقدیر و تشکر می‌نماید.

- [16] A.B. Krysa, D.G. Revin, J.P. Commin, C.N. Atkins, K. Kennedy, Y. Qiu, T. Walther, J.W. Cockburn, Room-temperature GaAs/AlGaAs quantum cascade lasers grown by metal-organic vapor phase epitaxy, *IEEE Photonics Technology Letters* **23** (2011) 774-776.
- [17] H. Page, C. Becker, A. Robertson, G. Glastre, V. Ortiz, C. Sirtori, 300 K operation of GaAs-based quantum-cascade laser at  $\lambda \sim 9 \mu\text{m}$ , *Applied Physics Letters* **78** (2001) 3529-3531.
- [18] H.R. Yousefvand, Modeling of mid-infrared quantum cascade lasers: the role of temperature and operating field strength on the laser performance, *Optics Communications* **395** (2017) 61-71.
- [19] A. Hamadou, J.L. Thobel, S. Lamari, Modelling of temperature effects on the characteristics of mid-infrared quantum cascade lasers, *Optics Communications* **281** (2008) 5385-5388.
- [20] H.R. Yousefvand, A versatile physics-based circuit model for mid-infrared quantum cascade lasers *Journal of Lightwave Technology* **34** (2016) 1031-1037.
- [21] C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho, Recent progress in quantum cascade lasers and applications, *Reports on Progress in Physics* **64** (2001) 1533-1601.
- [22] ی. یکتای کیا، ا. رجایی، ز. دانش، اثر تونل زنی تزریقی بر پاسخ مدولاسیون لیزرهای نقطه کوآتومی، مجله پژوهش فیزیک ایران **13** (1392)، 421-429.
- [23] H.R. Yousefvand, V. Ahmadi, Enhanced performance of quantum cascade Raman laser, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **69** (2015) 243-248.
- [24] R. Paiella, R. Martini, F. Capasso, C. Gmachl, H.Y. Hwang, D.L. Sivco, J.N.
- [9] L. Drzewietzki, G.A.P. The, M. Gioannini, S. Breuer, I. Montrosset, W. Elsaber, M. Hopkinson, M. Krakowski, Theoretical and experimental investigations of temperature dependent continuous wave lasing characteristics and the switch-on dynamics of an InAs/InGaAs quantum-dot semiconductor laser, *Optics Communications* **283** (2010) 5092-5098.
- [10] K. Ludge, M.J.P. Bormann, E. Malic, P. Hovel, M. Kuntz, D. Bimberg, A. Knorr, E. Scholl, Turn-on dynamics and modulation response in semiconductor quantum dot lasers, *Physical Review B* **78** (2008) 035316.
- [11] C. Wang, B. Lingnau, K. Ludge, J. Even, F. Grillot, Enhanced dynamic performance of quantum dot semiconductor lasers operating on the excited state, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **50** (2014) 723-731.
- [12] A. Markus, M. Rossetti, V. Calligari, D. Chek-Al-Kar, J.X. Chen, A. Fiore, R. Scollo, Two-state switching and dynamics in quantum dot two-section lasers, *Journal of Applied Physics* **100** (2006) 113104.
- [13] F. Grillot, K. Veselinov, M. Gioannini, I. Montrosset, J. Even, R. Piron, E. Homeyer, S. Loualiche, Spectral analysis of  $1.55 \mu\text{m}$  InAs-InP(113)B quantum-dot lasers based on a multipopulation rate equations model, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **45** (2009) 872-878.
- [14] F. Grillot, C. Wang, N.A. Naderi, J. Even, Modulation properties of self-injected quantum-dot semiconductor diode lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **19** (2013) 1900812-1900812.
- [15] S. Breuer, M. Rossetti, L. Drzewietzki, P. Bardella, I. Montrosset, W. Elsaber, Joint experimental and theoretical investigations of two-state mode locking in a strongly chirped reverse-biased monolithic quantum dot laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **47** (2011) 1320-1329.

cascade lasers, *Applied Physics Letters* **79**  
(2001) 2526-2528.

Baillargeon, A.Y. Cho, E.A. Whittaker, H.C  
Liu, High-frequency modulation without the  
relaxation oscillation resonance in quantum

## **Comparative analysis of the static and dynamic performances of quantum-dot lasers and quantum-cascade lasers using rate equations model**

**Hossein Reza Yousefvand \***

Department of Electrical Engineering, Environmental Sciences Research Center, Islamshahr Branch,  
Islamic Azad University, Islamshahr, Iran

Received: 30.03.2017    Final revised: 08.04.2018    Accepted: 07.05.2018

### **Abstract**

In this paper, the static and dynamic performances of quantum-dot (QD) semiconductor lasers and quantum cascade (QC) lasers are characterized and analyzed comparatively using the standard rate equations model. Using the presented model, the effect of photon lifetime on both the device's output characteristics is investigated. The results of simulation show that, due to the ultrafast nature of intersubband transitions (ISTs) in QC lasers that is dominantly induced by the longitudinal optical (LO) phonon emission with a picosecond time scale, the threshold current in QC lasers is much larger than is common for QD lasers, in which the intrinsic carrier lifetime is on the order of a few nanoseconds due to the nature of band-to-band Auger recombination process. Additionally, due to the ultrafast nature of LO-phonon scattering process in QC lasers, the transient oscillations of the emitted photons are over-damped, and no resonance appears in the frequency response. This is in contrast with the transient oscillations and frequency response of QD lasers. This unique feature makes QC lasers ideally suited for high-speed operation.

**Keywords:** Comparative analysis, Quantum-dot laser, Quantum cascade laser, Rate equation

---

\* Corresponding Author: Hossein@iiu.ac.ir