

شبیه‌سازی عددی عملکرد لیزر آبخار کوآنتومی تراهرتزی AlGaIn/GaN

علی اصغر خرمی^۱، اصغر عسگری^{۲،*}

پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره‌شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران^۱

دانشکده مهندسی الکترونیک، الکترونیک و کامپیوتر، دانشگاه استرالیای غربی، استرالیا^۲

چکیده

در این مقاله، مدل‌سازی تمام عددی برای بررسی اثرات دما روی طول عمر ترازهای لیزری، بهره‌آپتیکی و توان خروجی، در لیزر آبخار کوآنتومی آلایش شده AlGaIn/GaN ارائه می‌گردد. در محاسبات، کلبه اثرات فیزیکی از جمله: میدان‌های قطبش داخلی و مکانیسم‌های مختلف پراکندگی، با استفاده از حل عددی خودسازگار معادلات شرودینگر، پواسون و آهنگ لیزر، در نظر گرفته شده است. تجزیه و تحلیل نتایج به‌دست آمده، آشکارا نشان می‌دهد که لیزرهای آبخاری چاه کوآنتومی بر پایه مواد نیتزیدی، یکی از بهترین منابع همدوس برای تولید امواج تراهرتز هستند. همچنین اثرات دما بر چگالی جریان آستانه، بهره‌آپتیکی و توان خروجی بررسی شده است. مقایسه نتایج به‌دست آمده از این مدل‌سازی، حاکی از توافق خیلی خوب، با نتایج تجربی موجود در این زمینه است.

کلیدواژگان: لیزر چاه کوآنتومی، لیزر آبخاری، تراهرتز، AlGaIn/GaN

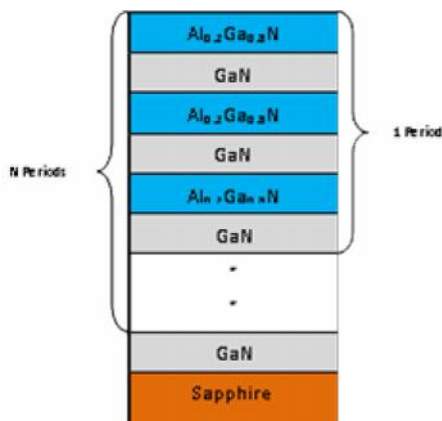
مقدمه

یکی از آن‌ها، ادوات فوتونیک مانند لیزرهای آبخار کوآنتومی است. لیزرهای آبخار کوآنتومی تراهرتزی، در مقایسه با دیگر تکنولوژی‌ها، منابع تابشی خیلی بهتری برای کاربردهای تجاری و علمی در آینده می‌باشند، زیرا بررسی ساختار آن‌ها نسبتاً ساده‌تر است و تنظیم‌پذیری بالاتری نسبت به دیگر منابع نیم‌رسانا دارند، هرچند فرآیند رشد و ساخت مشکل است [۶-]. [۳]. استفاده از لیزرهای آبخار کوآنتومی به‌عنوان نوسانگرهای موضعی، در طیف‌های هتروداین، برای سنجش از راه دور با تفکیک طیفی بالا، از دیگر کاربرد بالقوه آن است [۷و۸]. اسپکتروسکوپی هتروداین تراهرتزی، روش و تکنیک فنی قدرتمندی است، به‌طوری‌که مأموریت‌های فضایی و هواپرد با اسپکتروسکوپ‌های هتروداین تراهرتزی مجهز می‌شوند [۹و۱۰]. برای همه کاربردهای ذکر شده در

گستره فرکانس تراهرتز، تقریباً منطبق با فرکانس‌هایی از ۱۰۰ گیگاهرتز تا ۱۰ تراهرتز (۳ میلی‌متر تا ۳۰ میکرومتر)، توجهات زیادی در دهه اخیر به‌خود جلب کرده است زیرا کاربردهای وسیعی در پزشکی، تصویربرداری بیولوژیکی و صنعتی، ارتباطات باند پهن و ایمن، رادار و علوم فضایی دارد. به‌همین دلیل، علاقه زیادی در توسعه و گسترش منابع تراهرتزی، که قابل تنظیم، قابل حمل (سیار) و قابل ساخت به مقدار زیاد باشند، وجود دارد [۱و۲]. تکنولوژی‌های مختلفی برای استفاده از مواد نیم‌رسانا، به‌عنوان منابع تولید کننده امواج تراهرتز وجود دارد.

مدل‌سازی تئوری و شبیه‌سازی

برای مدل‌سازی افزاره، یک لیزر آبشار کوآنتومی با ناحیه فعال بر پایه سه چاه کوآنتومی $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ ، در نظر گرفته شده است. ساختار ناحیه فعال پیشنهادی در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱. ناحیه فعال پیشنهادی در لیزر آبشار کوآنتومی تراهرتزی بر پایه مواد نیتريدی III.

هر تناوب شامل سه چاه GaN و سه سد $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ است. برای به دست آوردن مقادیر دقیق انرژی فرمی، ترازهای انرژی کوانتیزه، زیرترازهای مختلف اشغال شده (پر)، ضرایب جفت‌شدگی بین زیرترازی^۲ و داخل هر زیرتراز^۳، و غلظت سطحی حامل‌ها، هر دو معادله شروودینگر و پواسون بایستی به‌طور خودسازگار حل شوند [۱۶]. با حل معادله شروودینگر و همزمان با آن حساب کردن پتانسیل الکترواستاتیکی از معادله پواسون و همچنین به دست آوردن پتانسیل تصویری و پتانسیل همبستگی-تبادل^۴ با استفاده از روش عددی نومیروو^۵، این کمیت‌ها به دست می‌آیند. در محاسبات خودسازگاری، چگالی حامل‌های سطحی (N_s) برای یک ساختار ترانزیستور

بالا، لیزرهای آبشار کوآنتومی که بر اساس گذار بین زیرترازی^۱ در چاه‌های کوآنتومی چندگانه کار می‌کنند، مزیت‌های بهتر و زیادتری دارند. خصوصاً، آن‌ها قابلیت تنظیم‌پذیری فرکانسی دارند، کوچک هستند و توان الکتریکی ورودی پایینی نیاز دارند [۱۱]. از طرف دیگر، مواد نیتريدی III، دارای گاف انرژی پهنی هستند که با توجه به خصوصیتی مانند پایداری گرمایی و مکانیکی بالا، ثابت پیزوالکتریک بزرگ، و حساسیت کم به تابش یونیزه، مواد قابل اعتمادی برای کاربرد در این ادوات در دماهای بالا هستند [۱۲ و ۱۳]. در این مقاله، با حل خودسازگار معادلات شروودینگر-پواسون-آهنگ لیزر، و با در نظر گرفتن اثرات قطبش خودبه‌خودی و پیزوالکتریک در مواد نیتريدی و همچنین اثرات دمایی، ناحیه فعال لیزر آبشار کوآنتومی تراهرتزی $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$ مدل‌سازی شده است. همچنین طول عمر ترازهای لیزری، بهره اپتیکی، چگالی جریان آستانه و توان خروجی برای این سیستم لیزری در دماهای مختلف به دست آورده شده است. لازم به ذکر است که مشابه این کار توسط مؤلفین برای ساختارهای نقاط کوآنتومی نیز قبلاً کار شده و چارچوب نوشتاری مقاله حاضر مشابه با کارهای قبلی می‌باشد [۱۴، ۱۵]. ولی در این مقاله ساختارهای چاه کوآنتومی در نظر گرفته شده است که در آن‌ها اثرات قطبش خودبه‌خودی و پیزوالکتریک در یک بعد (بر خلاف نقاط کوآنتومی) می‌باشد. همچنین مکانیسم پراکندگی حامل‌های و در نتیجه طول عمر آن‌ها در زیرباندهای مختلف، نحوه جذب و بهره نوری به خاطر وابسته بودن به جهت قطبش نور، احتمال تونل‌زنی از زیرباندی به زیرباند دیگر (در نقاط کوآنتومی از تراز به تراز دیگر) و ... کاملاً متفاوت با سیستم‌های با ساختار نقاط کوآنتومی می‌باشد.

است که در غیاب میدان الکتریکی خارجی اعمالی، برای حل خودسازگار معادلات شرودینگر-پواسون، چگالی حامل‌های سطحی N_s و انرژی فرمی E_f ، بایستی از معادلات ۱ و ۴ به دست آورده شوند.

با اعمال میدان الکتریکی خارجی (دمش الکتریکی)، دیگر معادله ۱ برای افزاره معتبر نیست. در این حالت، برای به دست آوردن انرژی شبه فرمی، زیرترازهای انرژی کوانتیزه، زیرترازهای مختلف اشغال شده، ضرایب جفت‌شدگی بین زیرترازی و داخل هر زیرتراز، و غلظت حامل‌ها در هر زیرتراز، باید معادلات شرودینگر-پواسون همزمان با معادلات آهنگ لیزر حل شوند، که در زیر آورده شده است [۱۸]:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{I_{in}}{e} - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{31}} - GS \quad 5$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + GS \quad 6$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{31}} + \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{out}} \quad 7$$

$$\frac{dS}{dt} = GS + S \left(\frac{N_3}{\tau_3} - \frac{S}{\tau_p} \right) \quad 8$$

به طوری که N_1 ، N_2 و N_3 به ترتیب نشان دهنده جمعیت حامل‌ها در زیرترازهای اول، دوم و سوم هستند. S تعداد کل فوتون‌های درون کاواک لیزری، جریان تزریقی به زیرتراز سوم است. زمان پراکندگی حامل‌ها میان تراز ۳ و ۲ با τ_{32} ، میان تراز ۳ و ۱ با τ_{31} ، و میان تراز ۲ و ۱ با τ_{21} نشان داده شده و بهره اپتیکی است. $N_{1/out}$ آهنگ تونل‌زنی حامل‌های از تراز ۱ به بالاترین تراز لیزری در تناوب بعدی است. طول عمر بالاترین تراز لیزری ۳ از رابطه $\tau_3^{-1} = \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1}$ به دست می‌آید. $N_3/3$ آهنگ گسیل خودبه‌خودی با ضریب گسیل خودبه‌خودی β ، و نهایتاً p طول عمر فوتون است.

بهره اپتیکی ناحیه فعال در لیزر آبشار کوانتومی را می‌توان با ضرب، ضریب بهره (g_0) در تفاضل چگالی

HEMT^۶ نیتزیدی غیر آلیش شده $Al_xGa_{1-x}N$ ، که همه اثرات قطبش در نظر گرفته شده است، از رابطه زیر به دست می‌آید [۱۷].

$$N_s = \frac{\dagger(x)}{e} - \left(\frac{V_0 V(x)}{d e^2} \right) \times \left[e \Phi_b + E_f(x) - \Delta E_c(x) \right] \quad 1$$

به طوری که $\epsilon(x)$ ثابت دی‌الکتریک، d ضخامت سد $AlGaN$ ، e سد شاکلی در فصل مشترک فلز و $AlGaN$ ، $E_f(x)$ انرژی فرمی نسبت به لبه باند رسانش GaN ، E_c اختلاف باند رسانش $AlGaN$ و GaN ، x کسری از مولار Al در ماده $Al_xGa_{1-x}N$ ، و $(x)/e$ چگالی بار القایی قطبش در فصل مشترک ساختار نامتجانس $Al_xGa_{1-x}N$ است. مجموعه معادلات خودسازگار برای افزاره‌ای که در جهت Z دارای محدودیت کوانتومی است به صورت زیر است [۱۶، ۱۷]:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{d}{dz} \right) - e\{V(z) + V_b(z)\} \right] t_i(z) = E_i t_i(z) \quad 2$$

$$\frac{d^2 W(z)}{dz^2} = -\frac{4f e}{V} \left(N_D(z) - N_A(z) - \sum_i N_i t_i^* t_i \right) \quad 3$$

$$N_s = \sum_i N_i = \sum_i \frac{m^* K T}{f \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_f - E_i}{K T} \right) \right) \quad 4$$

به طوری که $\hbar = h/2\pi$ و h ثابت پلانک، m^* جرم مؤثر الکترون، $V_b(z)$ پتانسیل داخلی ساختار نامتجانس، $e(z)$ پتانسیل الکترواستاتیکی، $t_i(z)$ تابع موج الکترون در زیرتراز i ام، $E_i(z)$ انرژی زیرتراز i ام، ثابت دی‌الکتریک، k ثابت بولتزمن، N_i تعداد کل الکترون‌ها در زیرتراز i ام، N_d چگالی آلیش دهنده، N_A چگالی آلیش پذیرنده، و T دما است. لازم به ذکر

سطحی حامل‌های ترازهای لیزری ν ، محاسبه کرد
 [۱۰ و ۱۹ و ۲۰]:

$$g_0^{i,j} = \frac{e^2 E_{ij} |Z_{ij}|^2}{2\hbar c \nu_0 n_{eff} L_p} \frac{x_{ij}}{(E_j - E_i - \hbar \tilde{S})^2 + x_{ij}^2 / 4}$$
 ۹

$$G(\hbar \tilde{S}, N_j - N_i) = g_0^{i,j} \times (N_j - N_i)$$
 ۱۰

به طوری که i و j به ترتیب حالت‌های اولیه و نهایی هستند، E_{ij} اختلاف میان ترازهای i و j ، Z_{ij} عنصر ماتریس دوقطبی، L_p طول یک تناوب، i, j ضریب پهن‌شدگی، انرژی فوتون گسیلی است. توجه شود که معادلات بالا برای یک تناوب از ناحیه فعال از یک سیستم لیزری سه ترازه، در نظر گرفته شده است. مدت زمان تونل‌زنی حامل‌ها در معادله ν ، می‌تواند با استفاده از تقریب WKB به صورت زیر به دست آید [۵ و ۹]:

$$\dagger_{out} = \frac{2L_w^2 m^*}{f \hbar} \exp\left[\frac{2L_{ex} \sqrt{2m_b^*}}{\hbar}\right]$$
 ۱۱

به طوری که L_w ضخامت چاه، m_b^* جرم مؤثر الکترون در سد، L_{ex} ضخامت سد خروجی، و H_i ارتفاع پتانسیل برای الکترون‌ها در زیرتراز i برای تونل‌زنی است. طول عمر فوتون p متناسب با اتلاف ذاتی (i) و اتلاف آینه‌های (m) درون کاواک است [۲۱]:

$$\dagger_p = \frac{n_{eff}}{c} \frac{1}{\Gamma_i + \Gamma_m}$$
 ۱۲

به طوری که n_{eff} ضریب شکست مؤثر ماده، c سرعت نور در خلأ و $\Gamma_m = \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) / (2L)$ و R_1 و R_2 به ترتیب ضریب انعکاس از سطوح ۱ و ۲ در دو طرف کاواک هستند. L طول کاواک لیزری است.

برای در نظر گرفتن اثرات میدان‌های قطبشی، باید میدان قطبشی به پتانسیل الکترواستاتیکی اضافه گردد:

$$E_j = \frac{\sum_k \frac{I_k P_k}{V_k} - P_j \sum_k \frac{I_k}{V_k}}{V_j \sum_k \frac{I_k}{V_k}}$$
 ۱۳

جمع (سیگما) روی تمام لایه‌های چاه‌های کوآنتومی چندگانه است. I_k ضخامت لایه k ، P_k مجموع قطبش پیزوالکتریک و قطبش خودبه‌خودی لایه k ، و $E(k)$ ثابت دی‌الکتریک لایه k است. توجه شود که در رابطه بالا علامت میدان در سد مخالف علامت میدان در چاه است.

برای حل معادلات آهنگ لیزر، ما نیاز به به دست آوردن طول عمر حامل‌های در زیرترازهای مختلف داریم. طول عمر حامل‌ها در زیرترازها عمدتاً با محاسبه مکانیزم‌های مختلف پراکندگی مانند: پراکندگی الکترون-فونون اپتیکی، پراکندگی الکترون-فونون اکوستیکی، پراکندگی الکترون-الکترون، پراکندگی ناهم‌واری فصل مشترک، پراکندگی ناخالصی و جابجاشدگی به دست می‌آید. در دماهای بالا، پراکندگی الکترون-فونون اپتیکی نسبت به بقیه مکانیزم‌های پراکندگی، پر اهمیت‌تر است که در این مقاله بررسی شده است [۷ و ۱۸ و ۲۳]. با به دست آوردن طول عمرها، ما می‌توانیم معادلات آهنگ لیزر را حل کنیم و در نتیجه چگالی حامل‌ها را به دست آوریم و بنابراین می‌توانیم معادلات شرودینگر و پواسون به صورت خودسازگار حل کنیم. پس به صورت زیر عمل می‌کنیم:

ابتدا فرض می‌کنیم $\psi(z) = 0$ و با استفاده از روش عددی، معادله شرودینگر (معادله ۲) حل می‌کنیم و توابع موج و ترازهای انرژی ساختار را به دست

می‌رسد. به طوری که: $(75)=0.81$ ، $(100)=0.88$ و $(200)=0.97$ [۲۵]. در این مقاله برای مواد نیتزیدی $=0.5$ در نظر گرفته شده است.

بازده جفت‌شدگی توان خروجی ۰ و بازده تابشی (T)، به صورت زیر هستند:

$$y_0 = \frac{1}{1 + \frac{(1-R_1)\sqrt{R_1}}{(1-R_2)\sqrt{R_2}}} \frac{r_m}{r_m + r_w} \quad ۱۶$$

$$y_r(T) = y - \frac{1}{1 + \ddagger_3 \left(\frac{\ddagger_{32} - \ddagger_{21}}{\ddagger_{21}\ddagger_{32}} \right)} \quad ۱۷$$

به طوری که بازده تزریق به بالاترین تراز لیزری است.

بحث و نتیجه‌گیری

نتایج این مقاله، خواص اپتیکی لیزر آبشار کوآنتومی بر پایه مواد نیتزیدی را توصیف می‌کنند. ناحیه فعال لیزر آبشار کوآنتومی، شامل N تناوب از چاه‌های کوآنتومی سه‌گانه، بررسی شده است. هر تناوب از چاه‌های کوآنتومی سه‌گانه، شامل سه چاه کوآنتومی GaN و سه سد AlGaIn با ضخامت $29/36/29/22/18/22 \text{ \AA}$ هستند (شکل ۱)، ضخامت مربوط به چاه‌ها پررنگ‌تر نوشته شده است.

با حل خودسازگار معادلات شرودینگر-پواسون-آهنگ لیزر برای یک تناوب از ناحیه فعال لیزر آبشار کوآنتومی، توانستیم پروفایل باند رسانش، توابع موج و انرژی زیرترازها را به دست آوریم (شکل ۲). همان‌طور که در شکل ۲ مشخص شده است، ساختار سه زیرتراز دارد که زیرتراز سوم و زیرتراز دوم به ترتیب بالاترین و پایین‌ترین ترازهای لیزری هستند. با تزریق الکترون‌ها به زیرتراز سوم، و بعد از یک گذار لیزری به تراز انرژی پایین‌تر (زیرتراز دوم)، الکترون‌ها به زیرتراز اول واهلش می‌کنند که این زیرتراز در حالت تشدید با زیرتراز سوم تناوب بعدی

می‌آوریم. سپس طول عمر ترازهای لیزری محاسبه می‌شوند. در این مرحله، معادلات آهنگ لیزر با استفاده از روش عددی رانگ-کوتا مرتبه چهارم قابل حل است. با حل معادلات آهنگ لیزر، چگالی حامل‌ها به دست می‌آید و با جای‌گذاری چگالی حامل‌ها در معادله ۴، انرژی شبه فرمی به دست می‌آوریم. بنابراین می‌توانیم معادله پواسون (معادله ۳) را حل کنیم و (z) را به دست آوریم. مرحله بعد، با جای‌گذاری (z) به دست آمده در معادله شرودینگر شروع می‌شود. این فرآیند را تا زمانی که چگالی حامل‌ها همگرا شوند، ادامه می‌دهیم.

بعد از به دست آوردن پروفایل باند رسانش، ترازهای انرژی، و طول عمر ترازها، می‌توانیم کمیت‌هایی مانند بهره اپتیکی، توان خروجی، و چگالی جریان آستانه در سیستم لیزری را محاسبه کنیم. توان خروجی در یک لیزر آبشار کوآنتومی با ناحیه فعال شامل N تناوب، از رابطه زیر به دست می‌آید [۱۱]:

$$P_{out}(T) = y_0 y_r(T) \frac{\hbar S}{e} N (I_{in} - I_{th}(T)) \quad ۱۴$$

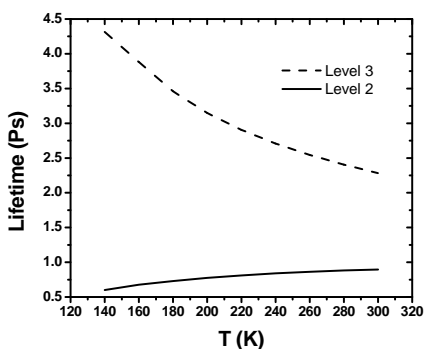
به طوری که $I_{th}(T) = W_L J_{th}(T)$ جریان آستانه و $J_{th}(T)$ چگالی جریان آستانه وابسته به دما می‌باشد. W و L به ترتیب پهنا و طول کاواک لیزری است.

چگالی جریان آستانه از رابطه زیر محاسبه می‌گردد [۱۱و۲۴]:

$$J_{th}(T) = \frac{v_0 n_{eff} \} L_p}{4f e Z_{32}^2} \frac{r_w + r_m}{\Gamma} \times \frac{2\chi_{32}}{\ddagger_3 \left(\left(1 - \frac{\ddagger_{21}}{\ddagger_{32}} \right) y - (1-y) \frac{\ddagger_{21}}{\ddagger_3} \right)} \quad ۱۵$$

به طوری که ضریب محدودیت است. ضریب محدودیت تقریباً به طور خطی با تعداد تناوب‌ها افزایش می‌یابد و برای N 30 داریم: $(=0.49)$ و برای Nهای بزرگتر تقریباً به یک مقدار اشباع

سریع پایین‌ترین تراز لیزری می‌شود و در نتیجه طول عمر پایین‌ترین تراز لیزری ۲ کاهش می‌یابد. از طرف دیگر، اختلاف انرژی بزرگ میان زیرتراز ۳ و زیرتراز ۱، طول عمر طولانی‌تری را برای بالاترین تراز لیزری، ۳، تضمین می‌کند.

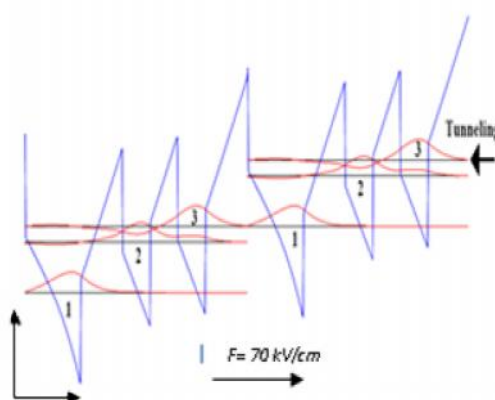


شکل ۳. طول عمر بالاترین و پایین‌ترین تراز لیزری، با در نظر گرفتن همه مکانیزم‌های پراکندگی، به صورت تابعی از دما.

تغییرات چگالی حامل‌های ترازهای لیزری در زمان‌های مختلف در شکل (۴a) نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌کنید، چگالی حامل‌های تراز ۳ بیشتر از تراز ۲ است. بنابراین امکان وارونگی جمعیت و لیزرزایی فراهم شده است. همچنین تغییرات چگالی فوتون‌ها به صورت تابعی از زمان در شکل (۴b) رسم شده است و می‌بینیم که بعد از حدود ۷ ps سیستم به حالت پایدار می‌رسد و مانند یک لیزر پیوسته کار می‌کند. میدان الکتریکی اعمالی روی ساختار ۷۰ kV/cm است.

در شکل ۵ تغییرات ضریب بهره در دماهای مختلف رسم شده است. واضح است که ضریب بهره بزرگتر در دماهای پایین‌تر به دست می‌آید. لازم به ذکر است که ساختار، رفتار پیچیده‌ای برای طیف بهره در ولتاژهای اعمالی مختلف نشان می‌دهد و ما فقط روی طیف ۳/۸ THz تمرکز می‌کنیم. پس امکان تولید بهره در کل گستره طیفی تراهرتز وجود دارد، علاوه بر این،

است. بنابراین الکترون‌ها با استفاده از تونل‌زنی تشدید می‌شوند به زیرتراز سوم در تناوب بعدی منتقل می‌شوند و به همین صورت، این روند در کلیه تناوب‌ها ادامه می‌یابد. پارامترهای استفاده شده در این محاسبات به صورت $W=250 \mu\text{m}$ ، $L=2\text{mm}$ ، $\epsilon=1$ ، $N=100$ ، $i=12\text{cm}^{-1}$ ، $w=50\text{cm}^{-1}$ ، $\epsilon_{32}=2.6\text{meV}$ ، [۱۲ و ۲۱ و ۲۲].

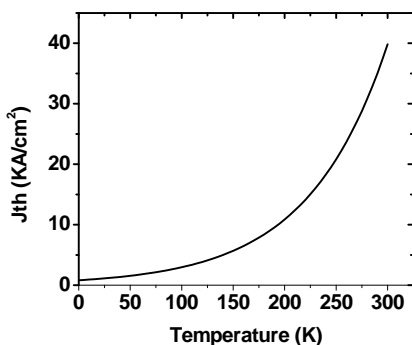


شکل ۲. دیاگرام پروفایل باند رسانش، حالت‌های انرژی و توابع موج، از ناحیه فعال دو تناوب از ساختار آبشاری تراهرتزی (محور افقی و عمودی، به ترتیب، نشان‌دهنده جهت رشد برحسب نانومتر و انرژی برحسب الکترون ولت هستند).

همان‌طور که در بخش قبل اشاره شد، طول عمر زیرترازها نقش مهمی در سیستم‌های لیزر آبشار کوآنتومی ایفا می‌کنند. به همین دلیل، طول عمر بالاترین و پایین‌ترین تراز لیزری، با در نظر گرفتن همه مکانیزم‌های پراکندگی محاسبه شده است [۱۷]. طول عمر بالاترین و پایین‌ترین زیرتراز لیزری با در نظر گرفتن پراکندگی زیرترازها، با استفاده از قاعده طلایی فرمی، به صورت $3^{-1} = 32^{-1} + 31^{-1}$ و $2^{-1} = 23^{-1} + 21^{-1}$ نشان داده شده است.

فرکانس لیزر ۳/۸ THz است. همچنین $E_{21} = 92/7 \text{ meV}$ که فقط کمی بزرگتر از انرژی فونون اپتیکی موضعی (۹۱ meV) است، به طوری که موجب تخلیه

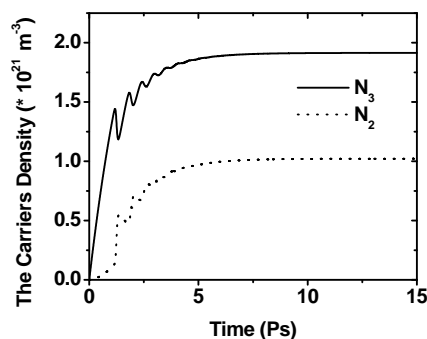
وابستگی دمایی چگالی جریان آستانه در شکل ۶ نشان داده شده است. در دماهای پایین‌تر، بلافاصله بعد از اینکه ساختار باندی شکل گرفت، افزارها به آستانه لیزر زایی می‌رسند. چگالی جریان آستانه لیزر در دماهای مختلف، با توجه به وابستگی دمایی پارامترهای گذار، مانند طول عمر بالاترین و پایین‌ترین تراز لیزری، و بازده تزریق (که در شکل ۳ نشان داده شده است) به دست می‌آید. و با افزایش دما چگالی جریان آستانه سریعاً افزایش می‌یابد زیرا با افزایش دما، طول عمر کل الکترون‌ها در بالاترین تراز لیزری کاهش می‌یابد. همچنین شکل ۶ نشان می‌دهد که در دماهای کاری بالاتر، لیزر آبشار کوآتومی نیتريد III توانایی کار کردن در چگالی‌های جریان بالاتر را دارند، بدون اینکه انطباق ساختار باندی مناسب‌شان از دست بدهند.



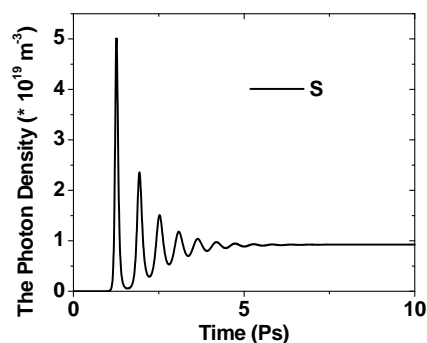
شکل ۶. چگالی جریان آستانه بر حسب دما برای مدل‌سازی افزارها با بهره آستانه در 50/cm.

در شکل ۷، تغییرات توان خروجی بر حسب جریان تزریقی در دماهای مختلف نشان داده شده است. توان خروجی به‌طور خطی با جریان تزریق شده تغییر می‌کند و وابستگی شدیدی به دما دارد، و همچنین وقتی دما را افزایش می‌دهیم، یک افزایش قابل ملاحظه‌ای در جریان آستانه اتفاق می‌افتد.

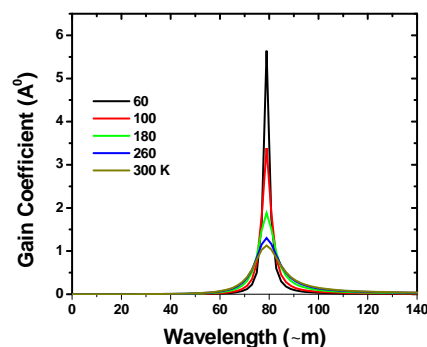
قابلیت تنظیم طول موج‌ها، در جایی که بهره با تغییرات بایاس اعمالی افزایش می‌یابد، وجود دارد.



شکل (۴a). تغییرات چگالی حامل‌های در بالاترین و پایین‌ترین تراز لیزری نسبت به زمان.



شکل (۴b). چگالی فوتون‌ها در زمان‌های مختلف، برای ساختار ارائه شده لیزر آبشار کوآتومی بر پایه مواد نیتريد III.



شکل ۵. ضریب بهره ساختار لیزر آبشار کوآتومی تره‌تری بر پایه مواد نیتريد III در دماهای مختلف.

همچنین، توان خروجی به‌صورت خطی با جریان تزریقی تغییر می‌کند و وابستگی شدیدی به دما دارد.

مراجع

[1] J. Darmo, V. Tamosiunas, G. Fasching, J. Kröll, K. Unterrainer, M. Beck, M. Giovannini, J. Faist, C. Kremser, P. Debbage, Imaging with a Terahertz quantum cascade laser, *Optics Express* 12 (2004) 1879.

[2] H. Richter, M. Greiner-Bär, S.G. Pavlov, A.D. Semenov, M. Wienold, L. Schrottke, M. Gehler, R. Hey, H.T. Grahn, and H.-W. Hübers, A compact, continuous-wave terahertz source based on a quantum-cascade laser and a miniature cryocoolers, *Optics Express* 18 (2010) 10177.

[3] S. Martens, B. Gompf, M. Dressel, Characterization of continuous-wave terahertz sources: laser mixing versus backward-wave oscillators, *Applied Optics* 48 (2009) 5490.

[4] Y. Hao, L.A. Yang, J.C. Zhang, GaN-based Semiconductor Devices for Terahertz Technology, *Terahertz Science and Technology* 1 (2008) 51-64.

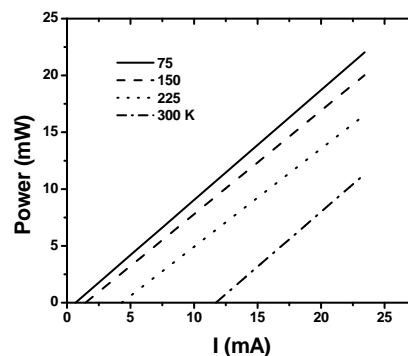
[5] Q. K. Yang, A.Z. Li, Theoretical estimates of optimal parameters for quantum cascade lasers, *Physica E* 4 (1999) 239-245.

[6] S.C. Lee, A. Wacker, Theoretical analysis of spectral gain in a terahertz quantum-cascade laser: Prospects for gain at 1 THz, *Applied Physics Letters* 83 (2003) 2506-8.

[7] R. Ferreira, G. Bastard, Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures, *Physical Review B* 40 (1989) 1074-1086.

[8] S. M. Goodnick, P. Lugli, Effect of electron-electron scattering in nonequilibrium transport in quantum well systems, *Physical Review B* 37 (1988) 2578-2588.

به‌طور کلی، نتایج به‌دست آمده از این روش، در توافق خیلی خوبی با داده‌های چاپ شده در این زمینه هستند. برای این منظور، ما نتایج مان را با داده‌های موجود در مراجع [۲۸ و ۲۷] و منطبق با ساختار و پارامترهای فیزیکی موجود در آن‌ها، مقایسه کردیم. که حاکی از توافق خوب فرکانس ترانزیت خروجی بود.



شکل ۷. توان خروجی لیزر آبشار کوانتومی ترانزیتی ارائه شده بر حسب جریان در دماهای مختلف.

نتیجه‌گیری

در این مقاله ما یک محاسبه تمام عددی برای بررسی خواص لیزرهای آبشار کوانتومی AlGaIn/GaN و به‌دست آوردن ساختار بهینه جدیدی در گستره ترانزیت، ارائه کرده‌ایم. با توجه به خواص مواد نیتريدی، آن‌ها یکی از بهترین کاندیداها برای توسعه لیزرهای آبشار کوانتومی ترانزیتی هستند. برای بررسی کارکرد این نوع لیزرها نیازمند روشی با دقت بالا هستیم به‌همین منظور در محاسبات خود، با در نظر گرفتن همه اثرات مواد نیتريدی و اثرات دمایی، معادلات شرودینگر، پواسون و آهنگ لیزر را به‌صورت خودسازگار حل کردیم تا کمیت‌هایی مانند ترازهای انرژی، توابع موج، طول عمر زیرترازها و پارامترهای لیزری، را به‌دست آوریم. نتایج محاسبات نشان می‌دهد که با افزایش دما، چگالی جریان آستانه افزایش می‌یابد اما بهره اپتیکی کاهش می‌یابد.

- or Quantum Dots, *THE IEEE Journal of Quantum Electronics* 37 (2001) 1356-1362.
- [19] A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, A.V. Ikonnikov, K.V. Maremyanin, A.A. Lastovkin, S.V. Morozov, D.V. Ushakov, Yu.G. Sadofyev, N. Samal, Emission spectra of terahertz quantum cascade laser, *Radiophysics and Quantum Electronics* 52 (2009) 1356.
- [20] M. A. Belkin, Q.J. Wang, C. Pflügl, A. Belyanin, S.P. Khanna, A.G. Davies, E.H. Linfield, F. Capasso, High-Temperature Operation of Terahertz Quantum Cascade Laser Sources, *IEEE Journal of selected topics in quantumelectronics* 15 (2009) 952.
- [21] L.W. Shi, Y.H. Che, B. Xu, Z.C. Wang, Z.G. Wang, Effect of inter-level relaxation and cavity length on double-state lasing performance of quantum dot lasers, *physica E* 39 (2007) 203-208.
- [22] F. Bernardini, V. Fiorentini, Spontaneous versus piezoelectric polarization in III-V nitrides, *Physica Status Solidi* 216 (1999) 391-398.
- [23] A. Asgari, S. Bagbanejad, L. Faraone, Electron mobility, Hall scattering factor, and sheet conductivity in AlGaIn/GaN heterostructures, *Journal of Applied Physics* 110 (2011) 113713.
- [24] S. Kumar, C.W.I. Chan, Q.Hu, J.L. Reno, Two-well terahertz quantum-cascade laser with direct intrawell-phonon Depopulation, *Applied Physics Letters* 95 (2009) 141110.
- [25] C. Gmachl, Federico Capasso, Alessandro Tredicucci, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, Albert L. Hutchinson, Alfred Y. Cho, High power and tunable single-mode quantum cascade lasers, *Materials Science and Engineering B* 75 (2000) 93-99.
- [26] G.S. Huang, T.C. Lu, H.H. Yao, H.C. Kuo, S.C. Wang, G. Sun, C.W. Lin, L. Chang, R.A. Soref, GaN/AlGaIn active regions for terahertz quantum cascade lasers grown by low-pressure
- [9] A. Rostami, H. Baghban Asghari Nejad, H. Rasooli Saghai, M. Noori, Linear frequency-doubling in dual Mid-IR-wavelength quantum cascade laser active region, *Superlattices and Microstructures* 45 (2009) 134-142.
- [10] L. Ajili, G. Scalari, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist, InGaAs–AlInAs/InP terahertz quantum cascade laser, *Applied Physics Letters* 87 (2005) 141107.
- [11] 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.
- [12] A. Asgari, S. Razi, High performances III-Nitride Quantum Dot infrared photodetector operating at room temperature, *Optics Express* 18 (2010) 14604-14615.
- [13] A. Asgari, L. Faraone, SiN passivation layer effects on un-gated two-dimensional electron gas density in AlGaIn/AlN/GaN field-effect transistors, *Applied Physics Letters* 100 (2012) 122106.
- [14] A. Asgari, A.A. Khorami, Temperature dependence of the threshold current density of a GaN based quantum dot laser *Physica Status Solidi C* 8 (2011) 2915–2918.
- [15] A. Asgari, A.A. Khorami, Modelling of GaN quantum dot terahertz cascade laser, *Opto-Electronics Review* 21 1 (2013) 147-152.
- [16] M. Kalafi, A. Asgari, Intersubband and intrasubband overlap integrals in AlGaIn/GaN single-well heterostructures, *Physics Letters A* 309 (2003) 306-310.
- [17] A. Asgari, M. Kalafi, L. Faraone, The effects of partially occupied sub-bands on two-dimensional electron mobility in Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures, *Journal of Applied Physics* 95 (2004) 1185.
- [18] A. Kastalsky, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.L. Zerova, E.Towe, A Dual-Color Injection Laser Based on Intra- and Inter-Band Carrier Transitions in Semiconductor Quantum Wells

metal organic vapor deposition, *Crystal Growth* 298 (2007) 687-690.

[27] G. Sun, R.A. Sore, J.B. Khurginl, Active region design of a terahertz GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N quantum cascade laser, *Superlattices and Microstructures* 37 (2005) 107-113

[28] E. Bellotti, K. Driscoll, T.D. Moustakas, R. Paiella, Monte carlo study of GaN versus GaAs terahertz quanrum cascade structures, *Applied Physics Letters* 92 (2008) 101112.