

ارتقاء عامل پارسل نانوانتن‌های پایونی پلاسمونیک برای گسیلنده‌های نقطه کوانتومی InGaN/GaN در باند سبز

محمد صبائیان^{*}، نرگس عجم‌گرد، مهدی حیدری

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران

چکیده

در این مقاله، نانوانتن‌های پلاسمونیک پایونی (به صورت دو منشور مقابل هم) برای ارتقاء میدان الکتریکی و عامل پارسل گسیلنده‌های نقطه کوانتومی InGaN/GaN در منطقه سبز طراحی شدند. برای این کار، ابتدا فلزات طلا، نقره، مس و آلومینیوم بررسی شدند. نتایج اولیه نشان دادند که نانو پایون‌های آلومینیومی برای برانگیختگی‌های با طول موج نزدیک باند سبز مناسب‌تر هستند. سپس، اثر اندازه، گاف و زیرلایه نانو پایون‌های آلومینیومی بررسی شدند. نتایج نشان دادند که نانوانتن‌های پایونی آلومینیومی با طول منشورهای ۶۳/۶ نانومتر، ضخامت ۳۰ نانومتر، زاویه رأس ۳۰ درجه و گاف ۲۰ نانومتر، وقتی روی زیرلایه گالیوم‌نیتراید-شیشه رشد داده شوند، عامل پارسل برابری با ۸۱ در طول موج ۵۳۵ نانومتر دارند. اگر به جای گالیوم‌نیتراید-شیشه از زیرلایه آلومینیوم‌نیتراید-شیشه استفاده شود، عامل پارسل به ۸۶٫۳ و طول موج تشدید به ۴۹۵ نانومتر می‌رسد.

کلیدواژگان: پلاسمونیک، نانوانتن، کاواک نوری، اثر پارسل

مقدمه

آهنگ نشر خودبه‌خودی نسبت مستقیمی با چگالی حالت‌های نوری جای‌گزیده^۲ (LDOS) دارد [۱۶]. با توجه به وابستگی شدید چگالی حالت نوری جای‌گزیده به خصوصیات محیط اطراف گسیلنده، با تغییر ویژگی‌های محیط می‌توان نشر خودبه‌خودی را کنترل کرد. یک کاواک اپتیکی محیطی را ایجاد می‌کند که در آن چگالی حالت‌های نوری جای‌گزیده می‌تواند به شدت افزایش یابد. این اتفاق موجب افزایش نشر خودبه‌خودی گسیلنده می‌شود. افزایش نشر

ساختارهایی با ابعاد نانومتر از جنس نیم‌رسانا که می‌توانند زوج الکترون-حفره‌ها را در سه بعد محدود کنند، نقطه کوانتومی نامیده می‌شود. در فرکانس‌های مشخصی که توسط جنس و ابعاد ماده تعیین می‌شوند، بیشتر گسیل نقاط کوانتومی به صورت خودبه‌خودی است [۱]. امروزه به دلیل کاربردهای گسترده نقاط کوانتومی در منابع تک‌فوتونی [۲،۳]، آشکارسازها [۴،۵]، لیزرها [۶،۷]، دیودهای نورگسیل [۸،۹]، سلول‌های خورشیدی [۱۰،۱۱] و اطلاعات و ارتباطات کوانتومی [۱۲،۱۳]، کنترل نشر خودبه‌خودی آن‌ها که می‌تواند بازده را در این وسایل افزایش دهد، مورد توجه قرار گرفته است [۱۴،۱۵]. مطابق با قانون طلایی فرمی^۱،

^{*} نویسنده مسئول: sabaian@scu.ac.ir

^۱ Fermi's Golden Rule

^۲ Local Density of Optical States

است که عامل پارسل را برای یک بازه کوچک طول‌موجی در حدود ۰٫۱ تا ۰٫۰۱ نانومتر افزایش می‌دهند. این بدان معناست که فقط برای بازه کوچکی از طول‌موج‌ها، گسیل خودبه‌خودی افزایش می‌یابد. در حالی که معمولاً گسیلنده‌های نوری در دمای اتاق دارای یک طیف نشری پهن از مرتبه چند ده نانومتری می‌باشند. در مقابل، نانو ساختارهای پلاسمونیک با کاهش حجم مودی مؤثر، عامل پارسل گسیلنده‌ها را افزایش می‌دهند. پلاریتون-پلاسمون‌های سطحی^۲ (SPP) در فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک و پلاسمون‌های سطحی جای‌گزیده^۳ (LSP) در نانوذرات فلزی، در اثر جفت‌شدگی میدان الکترومغناطیسی با الکترون‌های لایه رسانش فلز به‌وجود می‌آیند. این مدهای پلاسمونیک با محدود کردن میدان الکترومغناطیسی در حجمی کوچکتر از حد پراش $(\lambda/2n)^3$ ، عامل پارسل را برای یک محدوده طول‌موجی پهن در حدود چند ده نانومتر، افزایش می‌دهند. با این وجود، نقطه ضعف نانو ساختارهای پلاسمونیک، پایین بودن عامل کیفیت به‌دلیل افت اهمی آن‌هاست [۲۴]. آکیموف^۴ و همکاران [۲۵] به‌صورت تجربی افزایش ۲٫۵ برابری نشر تک نقطه کوانتومی را برای مود SPP نانو سیم‌های نقره نشان دادند. کوهن^۵ و همکاران [۲۶] با قرار دادن یک تک مولکول در مود LSP نانوذره کروی طلا، افزایش ۲۰ برابری نشر خودبه‌خودی را گزارش دادند. تلاش‌های بیشتر برای توسعه طراحی‌ها، موجب بهبود عامل پارسل شد. برای

خودبه‌خودی گسیلنده درون کاواک (که به اثر پارسل شناخته می‌شود) با عامل پارسل^۱ محاسبه می‌شود [۱۷]:

$$F_p = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3 \quad ۱$$

که در آن Q عامل کیفیت کاواک (که متناسب است با طول‌عمر فوتون در کاواک)، V حجم مودی مؤثر (که نشان دهنده توزیع فضایی میدان درون کاواک است)، n ضریب شکست محیط کاواک و λ طول موج تابشی است. تاکنون کاواک‌های نوری زیادی برای محدود کردن فضایی و زمانی نور مدل‌سازی یا ساخته شده‌اند که به‌طور کلی می‌توان آن‌ها را به دو دسته تقسیم کرد: دسته اول، کاواک‌های دی‌الکتریک در ابعاد میکرومتر یا نانومتر هستند که با هدف افزایش عامل کیفیت طراحی می‌شوند. دسته دوم، نانو ساختارهای پلاسمونیک هستند که با هدف کاهش حجم مودی طراحی می‌شوند. از جمله کاواک‌های دی‌الکتریک می‌توان به میکرو دیسک‌ها [۱۸]، میکرو کره‌ها [۱۹]، میکرو چنبرها [۲۰]، میکرو استوانه‌ها [۲۱] و کاواک بلور فوتونی [۲۲] اشاره کرد. در این بین، میکرو کره‌ها دارای بیشترین عامل کیفیت ($Q = 8 \times 10^9$) [۱۹] و کاواک بلور فوتونی (در ابعاد نانومتر) دارای کمترین حجم مودی نسبت به سایر میکرو کاواک‌های دی‌الکتریک هستند. برای مثال، کاواک بلور فوتونی دوبعدی تیغه‌ای با عامل کیفیت ۶۰۰۰ و حجم مودی $(\lambda/n)^3$ در طول موج ۱۱۸۲ نانومتر، عامل پارسلی برابر با ۴۴۱ دارد [۲۳]. با این وجود، نقطه ضعف کاواک‌های دی‌الکتریک این

^۱ Purcell factor

^۲ Surface Plasmon Polariton

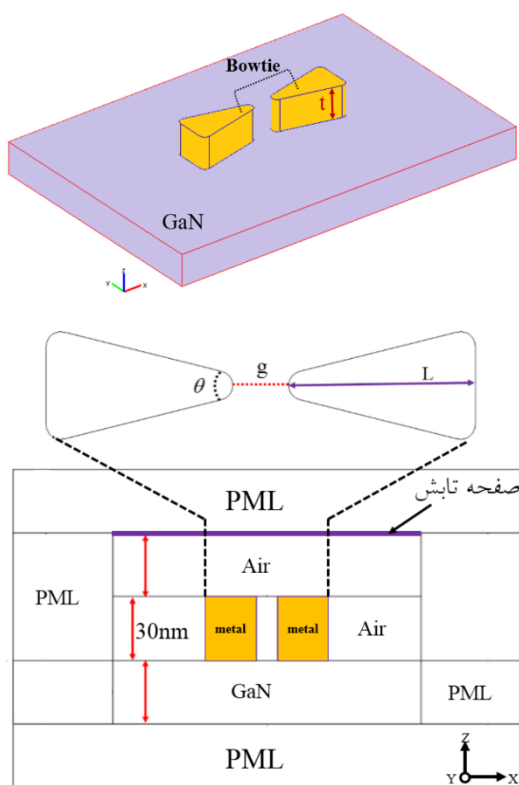
^۳ Localized Surface Plasmon

^۴ Akimov

^۵ Kühn

محدود و با استفاده از نرم افزار کامسول مالتی فیزیک انجام می‌شوند.

مبانی نظری



شکل ۱. نانوانتِن پاپیونی تشکیل شده از نانوذرات منشوری با طول L ، زاویه رأس θ ، ضخامت t و گاف g روی زیرلایه‌ای از گالیوم نیتراید.

شکل ۱ نانساختار پلاسمونیک مورد نظر در این کار را نشان می‌دهد. نانوپایون‌های فلزی که از مقابل هم قرارگرفتن منشورهای متساوی‌الساقین تشکیل می‌شوند، با چهار پارامتر طول (L)، زاویه رأس (θ)، گاف (g) و ضخامت (t) مشخص می‌شوند. گوشه‌های منشورهای مثلثی به دلیل نزدیکی بیشتر به نمونه‌های تجربی، با شعاع ۵ نانومتر گرد شده‌اند. زیرلایه نانوانتِن‌ها، از جنس گالیوم نیتراید انتخاب شده

مثال کوچکی^۱ و همکاران [۲۷] عامل پارسل یک نانوآستوانه از جنس $Ag/SiO_2/Ag$ را مقدار ۲۰۰۰ پیش‌بینی کردند. عامل کیفیت این کاواک ۳۲ و حجم مودی آن $0.0026(\lambda/2n)^3$ گزارش شده است. وسر^۲ و همکاران [۲۸] با ایجاد یک شیار V شکل درون یک مکعب طلا، نانوکاوکی با عامل کیفیت ۱۰ تا ۵۰ و حجم مودی $0.006(\lambda/2n)^3$ را طراحی کردند. عامل پارسل این نانوکاوک پلاسمونیکی بیش از ۲۰۰۰ پیش‌بینی شد. کینخاب‌والاس^۳ و همکاران [۲۹] به صورت تجربی افزایش ۱۳۴۰ برابری تابش فلوئورسانس مولکول‌های آلی را درون سامانه‌ای شامل نانوانتِن‌های پاپیونی طلا گزارش دادند. روگوبت^۴ و همکاران [۳۰] به صورت نظری، برای یک گسیلنده در مرکز نانوانتِن‌های پاپیونی طلا، افزایش نشر تابشی را در طول موج ۸۷۰ نانومتری مقدار ۱۷۰۰ پیش‌بینی کردند. محمدی و همکاران [۳۱] تأثیر شکل و اندازه نانوانتِن‌های طلا را بر مقدار عامل پارسل و طول موج پلاسمون‌ها بررسی کردند.

در این کار، تلاش می‌شود عامل پارسل نانوکاوک‌های متشکل از نانو پایون‌های فلزی، متناسب با گسیل نقطه‌های کوآنتومی InGaN/GaN در منطقه سبز افزایش یابد. برای این کار، ابتدا فلزات طلا، نقره، مس و آلومینیوم بررسی می‌شوند. سپس با انتخاب بهترین فلز، ابعاد پایون‌ها تغییر داده می‌شوند تا طول موج کاواک، به طول موج سبز گسیل نقطه‌های کوآنتومی نزدیک شود. در نهایت، با تغییر جنس زیر لایه، اثرات تغییر طول موج کاواک و عامل پارسل بررسی می‌شود. محاسبات به صورت عددی و بر اساس روش عناصر

³ Kinkhabwalas

⁴ Rogobete

¹ Kuttge

² Vesseur

کرد. در روابط ۲ و ۳، E بردار شدت میدان الکتریکی، n ضریب شکست محیط و k_0 بردار موج در خلأ است. در تحلیل ویژه فرکانسی، $\lambda = -i\omega + \delta$ فرکانس زاویه‌ای مختلط است که در آن δ آهنگ اتلاف انرژی مود کاواک و ω فرکانس زاویه‌ای مد می‌باشد. عامل کیفیت از طریق رابطه زیر محاسبه می‌شود [۳۷، ۳۸]:

$$Q = \frac{\omega}{2|\delta|} \quad ۴$$

حجم مودی نیز با استفاده از رابطه زیر به دست می‌آید [۲۸]:

$$V_{\text{mode}}(\vec{r}_e, \omega) = \frac{\int W(\vec{r}, \omega) dv}{W(\vec{r}_e, \omega)} \quad ۵$$

که $W(\vec{r}, \omega)$ چگالی انرژی الکترومغناطیسی است و به صورت $(\epsilon_0 / 2)(n^2 + 2\omega nk / \Gamma) |\vec{E}(\vec{r}, \omega)|^2$ است. $\epsilon(\vec{r})$ ثابت دی‌الکتریک و \vec{r}_e موقعیت گسیلنده است که در نقطه مرکزی گاف در نظر گرفته می‌شود. برای ثابت دی‌الکتریک نانوذررات فلزی، از مدل نوسانگر با فرکانس اتلاف Γ استفاده می‌کنیم که در آن $\epsilon(\vec{r}, \omega) = (n^2 + 2\omega nk / \Gamma)$ است [۲۸]. k و n به ترتیب قسمت‌های حقیقی و موهومی ضریب شکست فلز هستند که در این کار از داده‌های تجربی جانسون و کریستی استفاده می‌شود [۳۹]. انتگرال چگالی انرژی میدان الکترومغناطیسی روی کل فضا به جز نواحی PML گرفته شده است. انتگرال، روی قسمت‌های فلزی و غیر فلزی به صورت مجزا محاسبه شده است و سپس نتایج جمع زده می‌شود. میزان ارتقاء میدان

است که ضریب شکست آن با طول موج تغییر می‌کند [۳۲]. انتخاب این نوع زیرلایه، ساختار مورد نظر را برای کنترل نشر خودبه‌خودی نقاط کوانتومی خودسامان یافته InGaN/GaN مناسب می‌کند. این نقاط کوانتومی، دارای طول موج تابشی در محدوده طول موج سبز-آبی یا سبز هستند [۳۳-۳۵]. نقاط کوانتومی در فاصله بین دو نانو منشور و در وسط گاف پایون قرار می‌گیرند. میدان تابشی، موج تختی با قطبش دایروی با جهت انتشار Z است که از صفحه بالایی تابانده می‌شود [۳۶]. مطابق شکل ۱، در اطراف ساختار، لایه انطباق کامل (PML) برای جلوگیری از بازتاب پرتوهای خروجی، در نظر گرفته شده است. از نقطه نظر محاسبات عددی، این شرط فضای بینهایت را برای پراکندگی امواج برآورده می‌کند. برای محاسبه میدان محدود شده درون کاواک و طول موج آن، پاسخ معادله موج الکترومغناطیسی زیر را ابتدا در تحلیل ویژه مودی به روش عناصر محدود با استفاده از نرم افزار کامسول مالتی فیزیک نسخه ۳/۵ به دست می‌آوریم:

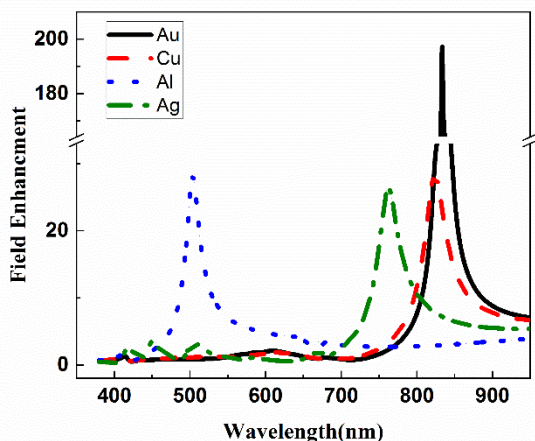
$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} - n^2 k_0^2 \vec{E} = 0 \quad ۲$$

سپس برای مد یافت شده، پاسخ معادله ۲ را در تحلیل ویژه فرکانسی به دست می‌آوریم، که در آن میدان اولیه به صورت زیر فرض می‌شود:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E} \vec{r} e^{i\omega t} \quad ۳$$

با این کار، ابتدا مد ویژه کاواک را در یک طول موج دلخواه محاسبه کرده و سپس فرکانس‌های مختلف این مود را به دست می‌آوریم. در تحلیل ویژه فرکانسی، می‌توان افت کاواک و در نتیجه عامل کیفیت را محاسبه

¹ Perfectly Match Layer



شکل ۲. ارتقاء میدان الکتریکی برحسب طول موج برای نانوانت‌های طلا، نقره، مس و آلومینیوم.

جدول ۱. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در طول موج تشدید برای نانوانت‌های طلا، نقره، مس و آلومینیوم.

جنس نانوذره	طلا	نقره	مس	آلومینیوم
λ_{\max} (nm)	۸۳۴	۷۶۲	۸۲۴	۵۰۴
Q	۱۳	۵/۸	۹/۹	۱۲
$V/(\lambda/2n)^3$	۰٫۰۰۴۷	۰٫۰۱۰۳	۰٫۰۱۱۰	۰٫۰۸۹۷
F_p	۱۶۸۳	۳۴۲	۵۴۷	۸۱

بنابراین، از این به بعد، تمرکز خود را روی نانوانت‌های آلومینیومی معطوف می‌کنیم. شکل ۳ ارتقاء میدان الکتریکی را برحسب طول موج برای نانوانت آلومینیوم در سه طول مختلف ۶۳/۵ نانومتر، ۸۳/۵ نانومتر و ۱۰۰ نانومتر نشان می‌دهد. طول موج تشدید برای این نانوانت‌ها به ترتیب در ۵۰۴ نانومتر، ۵۸۰ نانومتر و ۶۴۵ نانومتر رخ می‌دهند. با افزایش طول نانوذرات، طول موج تشدید نیز افزایش می‌یابد. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در فرکانس تشدید برای این نانوانت‌ها در جدول ۲ آمده است.

فرودی^۱ در وسط گاف، با استفاده از رابطه زیر محاسبه می‌شود [۳۶، ۲۹]:

$$E_{enh.} = \frac{\sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2}}{E_i} \quad 6$$

که در آن E_i دامنه میدان الکتریکی اولیه و E_x ، E_y و E_z به ترتیب مؤلفه‌های میدان الکتریکی در مرکز گاف $E_i = 1$ مقدار هستند. $(x = y = 0, z = 15 \text{ nm})$

در نظر گرفته می‌شود.

نتایج

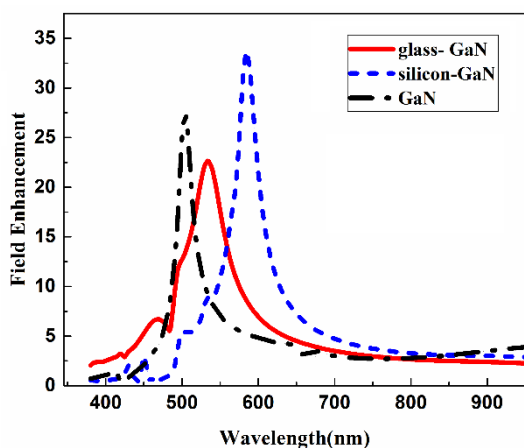
شکل ۲ ارتقاء میدان الکتریکی برحسب طول موج را

برای نانوانت‌های پاپیونی طلا، نقره، مس و آلومینیوم نشان می‌دهد. طول نانوذره‌های منشوری (L) ۶۳/۵ نانومتر، زاویه رأس (θ) ۳۰ درجه، گاف (g) ۲۰ نانومتر و ضخامت (t) ۳۰ نانومتر است. طول موج تشدید برای نانوانت‌های طلا، نقره، مس و آلومینیوم به ترتیب ۸۳۴ نانومتر، ۷۶۲ نانومتر، ۸۲۴ نانومتر و ۵۰۴ نانومتر هستند. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در طول موج تشدید، برای این نانوانت‌ها در

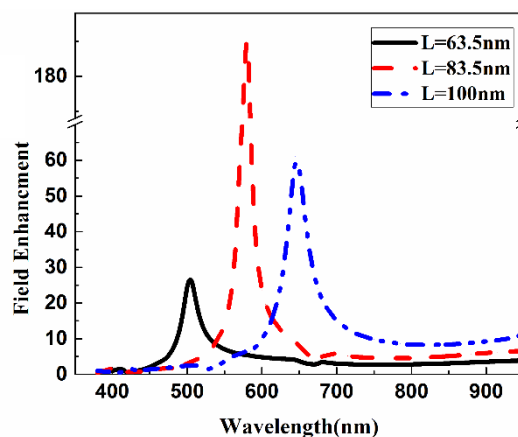
جدول ۱ آمده است. مطابق جدول، نانوانت طلا دارای بیشترین ارتقاء میدان الکتریکی در وسط گاف و به دنبال آن بیشترین مقدار عامل پارسل ($F_p = 1683$) است. اما با توجه به طول موج تابش نقاط کوانتومی خودسامان یافته InGaN/GaN که در منطقه سبز است، نانوانت‌های آلومینیوم، بهترین گزینه برای افزایش نشر خودبه‌خودی این نقاط کوانتومی در باند سبز هستند.

¹ Field Enhancement

[۴۰]. طول موج تشدید برای حالت با زیرلایه گالیوم‌نیتراید، گالیوم‌نیتراید-شیشه و گالیوم‌نیتراید-سیلیکون به ترتیب برابر ۵۰۵ نانومتر، ۵۳۵ نانومتر و ۵۸۵ نانومتر هستند. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل برای این نانوانت‌ن‌ها در جدول ۳ آمده‌اند. ضریب شکست شیشه ۱/۵ و ضریب شکست سیلیکون متغییر با طول موج در نظر گرفته شده است [۳۲]. با توجه به کمتر بودن ضریب شکست شیشه نسبت به سیلیکون، طول موج تشدید نیز کوچک‌تر است. مطابق جدول ۳، عامل پارسل نانوانت‌ن روی زیرلایه گالیوم‌نیتراید-سیلیکون، بیشترین عامل پارسل را دارد. با این وجود، با توجه به طول موج تابشی نقاط کوانتومی InGaN/GaN، که در محدوده سبز قرار دارند، زیرلایه گالیوم‌نیتراید-شیشه مناسب‌تر است. علاوه بر این، به دلیل قیمت پایین و فراوانی بیشتر شیشه و علاقه‌مندی به استفاده از این ماده، در ادامه امکان افزایش عامل پارسل نقطه‌های کوانتومی روی شیشه بررسی می‌شود.



شکل ۴. ارتقاء میدان الکتریکی برای نانوانت‌ن‌های آلومینیوم با سه زیرلایه مختلف گالیوم‌نیتراید، گالیوم‌نیتراید-سیلیکون و گالیوم‌نیتراید-شیشه.



شکل ۳. ارتقاء میدان الکتریکی برای نانوانت‌ن آلومینیوم با سه طول مختلف ۶۳/۵ نانومتر، ۸۳/۵ نانومتر و ۱۰۰ نانومتر.

جدول ۲. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در طول موج تشدید (λ_{max}) برای نانوانت‌ن آلومینیوم با سه طول مختلف ۶۳/۵ نانومتر، ۸۳/۵ نانومتر و ۱۰۰ نانومتر.

طول نانوذره (نانومتر)	۶۳/۵	۸۳/۵	۱۰۰
λ_{max} (nm)	۵۰۴	۵۸۰	۶۴۵
Q	۱۲	۲۷	۱۵
$V/(\lambda/2n)^3$	۰/۰۸۹۷	۰/۰۴۵۶	۰/۰۳۷۳
F_p	۸۱	۳۶۰	۲۴۴

مطابق جدول ۲، نانوانت‌ن‌های با طول ۸۳/۵ نانومتر بیشترین عامل پارسل را دارند. با این وجود، نانوانت‌ن‌های با طول ۶۳/۵ نانومتر را انتخاب می‌کنیم؛ زیرا نزدیکترین طول موج تشدید را به باند سبز دارند.

جهت بررسی اثر زیرلایه روی ارتقاء میدان و طول موج تشدید، در شکل ۴ ارتقاء میدان الکتریکی را برحسب طول موج برای نانوانت‌ن‌های آلومینیومی با سه زیرلایه مختلف گالیوم‌نیتراید روی شیشه، گالیوم‌نیتراید روی سیلیکون و تماماً گالیوم‌نیتراید محاسبه کرده‌ایم. ضخامت گالیوم‌نیتراید، شیشه و سیلیکون را ۳۰ نانومتر در نظر گرفته‌ایم. این زیرلایه‌های مختلف برای نزدیک کردن مدل ما به چیدمان‌های تجربی انتخاب شده‌اند.

جدول ۴. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در طول موج تشدید (λ_{max}) برای نانواتن آلومینیوم با سه گاف مختلف ۲۰ نانومتر، ۲۵ نانومتر و ۳۰ نانومتر.

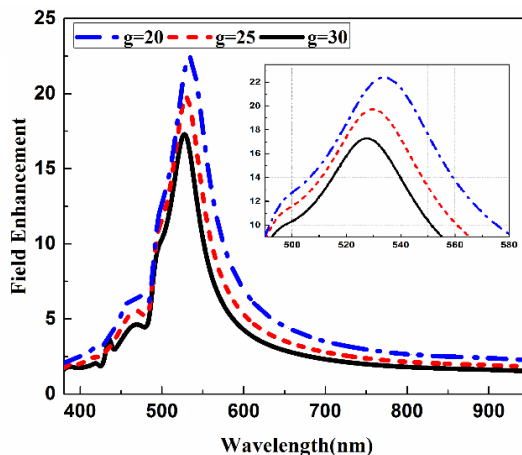
g (nm)	۲۰	۲۵	۳۰
λ (nm)	۵۳۵	۵۳۰	۵۲۵
Q	۱۲	۹,۲۱	۹,۲۴
$V/(\lambda/2n)^3$	۰,۰۸۹۷	۰,۰۹۵۸	۰,۱۲۹
F_p	۸۱	۵۸,۵	۴۳,۵

برای بررسی بیشتر، این بار به جای گالیوم‌نیتراید از آلومینیوم‌نیتراید برای زیرلایه استفاده می‌کنیم. با توجه به امکان رشد نقاط کوآنتومی ایندیوم گالیوم‌نیتراید روی آلومینیوم‌نیتراید، این ماده می‌تواند به‌عنوان لایه زیرین نانواتن‌ها به کار رود. ضریب شکست آلومینیوم‌نیتراید با طول موج تغییر می‌کند [۳۲]. شکل ۶، ارتقاء میدان الکتریکی را برحسب طول موج برای نانواتن آلومینیوم قرار گرفته روی آلومینیوم‌نیتراید-شیشه و گالیوم‌نیتراید-شیشه نشان می‌دهد. طول نانوذره‌های منشوری ۶۳/۵ نانومتر، زاویه رأس ۳۰ درجه، گاف ۲۰ نانومتر و ضخامت ۳۰ نانومتر است. با توجه به اینکه، ضریب شکست آلومینیوم‌نیتراید کمتر از گالیوم‌نیتراید است، (ضریب شکست آلومینیوم‌نیتراید و گالیوم‌نیتراید در طول موج ۵۵۰ نانومتر به ترتیب ۲/۱۶ و ۲/۴ است) طول موج تشدید از ۵۳۵ نانومتر به ۴۹۵ نانومتر کاهش می‌یابد. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در طول موج تشدید برای این نانواتن‌ها در جدول ۵ آمده است.

جدول ۳. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در طول موج‌های تشدید (λ_{max}) برای نانواتن‌های آلومینیوم با سه زیرلایه مختلف گالیوم‌نیتراید، گالیوم‌نیتراید-سیلیکون و گالیوم‌نیتراید-شیشه.

جنس زیرلایه	گالیوم‌نیتراید	سیلیکون	شیشه
λ (nm)	۵۰۵	۵۸۵	۵۳۵
Q	۱۲	۱۹	۸,۳۲
$V/(\lambda/2n)^3$	۰,۰۸۹۷	۰,۰۳۹۳	۰,۰۵۸۱
F_p	۸۱	۲۹۴	۸۷

شکل ۵، ارتقاء میدان الکتریکی را برحسب طول موج برای نانواتن‌های آلومینیومی که روی زیرلایه گالیوم‌نیتراید-شیشه رشد داده شده‌اند را با سه گاف مختلف ۲۰ نانومتر، ۲۵ نانومتر و ۳۰ نانومتر نشان می‌دهد. طول نانوذره‌های منشوری ۶۳/۵ نانومتر، زاویه رأس آنها ۳۰ درجه و ضخامت آلومینیوم ۳۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در طول موج تشدید برای این نانواتن‌ها در جدول ۴ آمده است. مطابق با جدول، با افزایش فاصله نانواتن‌های پایینی از هم (گاف)، میدان کاهش می‌یابد. همچنین با افزایش گاف، حجم مودی افزایش و در نتیجه عامل پارسل کاهش می‌یابد. بنابراین، افزایش گاف برای کار ما مناسب نیست.

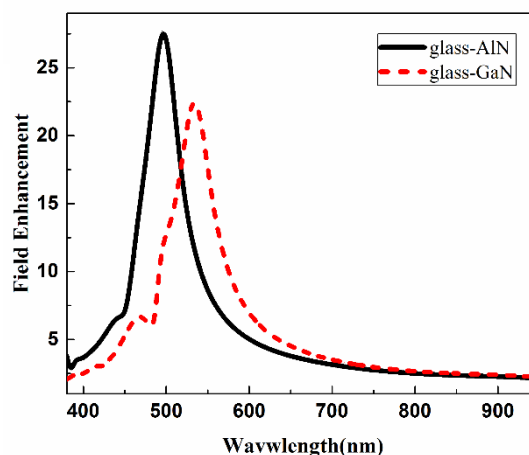


شکل ۵. ارتقاء میدان الکتریکی برای نانواتن آلومینیوم با سه گاف مختلف ۲۰ نانومتر، ۲۵ نانومتر و ۳۰ نانومتر.

وجود دارد، اما با توجه به طول‌موج تابشی نقاط کوآنتومی InGaN/GaN که در منطقه سبز است، بهترین انتخاب، نانوانت‌های آلومینیومی هستند. با افزایش طول نانوذرات، می‌توان عامل پارسل را افزایش داد. در این شرایط، طول‌موج تشدید نیز افزایش می‌یابد و از منطقه طول‌موجی مد نظر (منطقه سبز) دور می‌شود. با افزایش ۵ نانومتری اندازه گاف نانوانت‌های پایبونی، حجم مودی افزایش و در نتیجه عامل پارسل کاهش می‌یابد؛ طول‌موج تشدید نیز کاهش ۵ نانومتری دارد. با تغییر زیرلایه نانوانت‌ها، می‌توان طول موج تشدید و عامل پارسل را کنترل کرد که بهترین حالت برای نقاط کوآنتومی InGaN/GaN، زیرلایه آلومینیوم‌نیتراید-شیشه است که در این حالت نانوانت‌های پایبونی آلومینیومی دارای طول موج تشدید ۴۹۵ نانومتر و عامل پارسل ۸۶٫۳ هستند.

مرجع‌ها

- [1] S.V. Gaponenko, Introduction to nanophotonics, Cambridge University Press, (2010).
- [2] S. Kako, C. Santori, K. Hoshino, S. Götzinger, Y. Yamamoto, Y. Arakawa, A gallium nitride single-photon source operating at 200 K, *Nature Materials* 5 (2006) 887-892.
- [3] J. Claudon, J. Bleuse, N.S. Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne, J.-M. Gérard, A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire, *Nature Photonics* 4 (2010) 174-177.
- [4] G. Konstantatos, E.H. Sargent, Nanostructured materials for photon detection, *Nature Nanotechnology* 5 (2010) 391-400.



شکل ۶. ارتقاء میدان الکتریکی برای نانوانت‌های آلومینیوم با دو زیرلایه مختلف گالیوم‌نیتراید-شیشه و آلومینیوم‌نیتراید-شیشه.

جدول ۵. عامل کیفیت، حجم مود و عامل پارسل در طول‌موج تشدید (λ_{max}) برای نانوانت‌های آلومینیوم با دو زیرلایه مختلف گالیوم‌نیتراید-شیشه و آلومینیوم‌نیتراید-شیشه.

جنس لایه زیرین نانوانت	گالیوم نیتراید	آلومینیوم نیتراید
λ (nm)	۵۳۵	۴۹۵
Q	۱۲	۸٫۵
$V/(\lambda/2n)^3$	۰٫۰۸۹۷	۰٫۰۵۹۸
F_p	۸۱	۸۶٫۳

مطابق جدول ۵، عامل پارسل آلومینیوم‌نیتراید بیشتر از گالیوم‌نیتراید است و طول‌موج تشدید نیز به سمت طول‌موج‌های کوچکتر میل می‌کند. این نتیجه، مطلوب ماست.

نتیجه‌گیری

در این کار با استفاده از تحلیل ویژه‌مودی و ویژه‌فرکانسی، تأثیر جنس، اندازه، نوع زیرلایه و اندازه گاف نانوانت‌های پایبونی فلزی بر عامل پارسل و طول‌موج تشدید بررسی شدند. نتایج نشان می‌دهند که اگرچه بیشترین عامل پارسل برای نانوانت‌های طلا

- [14] H.A. Atwater, A. Polman, Plasmonics for improved photovoltaic devices, *Nature Materials* 9 (2010) 205-213.
- [15] W.-H. Chang, W.-Y. Chen, H.-S. Chang, T.-P. Hsieh, J.-I. Chyi, T.-M. Hsu, Efficient single-photon sources based on low-density quantum dots in photonic-crystal nanocavities, *Physical Review Letters* 96 (2006) 117401.
- [16] E. Fermi, Quantum theory of radiation, *Reviews of Modern Physics* 4 (1932) 87-132.
- [17] E.M. Purcell, Spontaneous emission probabilities at radio frequencies, *Physical Review* 69 (1946) 681.
- [18] K. Srinivasan, M. Borselli, O. Painter, A. Stintz, S. Krishna, Cavity Q, mode volume, and lasing threshold in small diameter AlGaAs microdisks with embedded quantum dots, *Optics Express* 14 (2006) 1094-1105.
- [19] D. Vernooy, V.S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. Streed, H. Kimble, High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared, *Optics Letters* 23 (1998) 247-249.
- [20] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane, K. Vahala, Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip, *Nature* 421 (2003) 925-928.
- [21] K.J. Vahala, Optical microcavities, *Nature* 424 (2003) 839-846.
- [22] P. Lodahl, A.F. Van Driel, I.S. Nikolaev, A. Irman, K. Overgaag, D. Vanmaekelbergh, W.L. Vos, Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals, *Nature* 430.7000 (2004) 654-657.
- [23] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. Shchekin, D. Deppe, Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity, *Nature* 432 (2004) 200-203.
- [5] J.P. Clifford, G. Konstantatos, K.W. Johnston, S. Hoogland, L. Levina, E.H. Sargent, Fast, sensitive and spectrally tuneable colloidal-quantum-dot photodetectors, *Nature Nanotechnology* 4 (2009) 40-44.
- [6] M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Ota, Y. Arakawa, Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot-nanocavity system, *Nature Physics* 6 (2010) 279-283.
- [7] K. Tachibana, T. Someya, Y. Arakawa, Growth of InGaN self-assembled quantum dots and their application to lasers, *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* (2000) 475-481.
- [8] L. Ji, Y.-K. Su, S.-J. Chang, S. Tsai, S. Hung, R. Chuang, T. Fang, T. Tsai, Growth of InGaN self-assembled quantum dots and their application to photodiodes, *Journal of Vacuum Science & Technology A* 22 (2004) 792-795.
- [9] L. Sun, J.J. Choi, D. Stachnik, A.C. Bartnik, B.-R. Hyun, G.G. Malliaras, T. Hanrath, F.W. Wise, Bright infrared quantum-dot light-emitting diodes through inter-dot spacing control, *Nature Nanotechnology* 7 (2012) 369-373.
- [10] V.M. Aroutiounian, S. Petrosyan, A. Khachatryan, K.J. Touryan, Quantum dot solar cells, in: International Symposium on Optical Science and Technology, *International Society for Optics and Photonics* (2001) 38-45.
- [11] E.H. Sargent, Colloidal quantum dot solar cells, *Nature Photonics* 6 (2012) 133-135.
- [12] D. Loss, D.P. DiVincenzo, Quantum computation with quantum dots, *Physical Review* 57.1 (1998) p 120.
- [13] A. Imamog, D.D. Awschalom, G. Burkard, D.P. DiVincenzo, D. Loss, M. Sherwin, A. Small, Quantum information processing using quantum dot spins and cavity QED, *Physical Review Letters* 83 (1999) 4204.

- [33] C. Adelmann, J. Simon, G. Feuillet, N. Pelekanos, B. Daudin, G. Fishman, Self-assembled InGaN quantum dots grown by molecular-beam epitaxy, *Applied Physics Letters* 76 (2000) 1570-1572.
- [34] Y.-K. Ee, H. Zhao, R.A. Arif, M. Jamil, N. Tansu, Self-assembled InGaN quantum dots on GaN emitting at 520nm grown by metalorganic vapor-phase epitaxy, *Journal of Crystal Growth* 310 (2008) 2320-2325.
- [35] J. Zhang, M. Hao, P. Li, S. Chua, InGaN self-assembled quantum dots grown by metalorganic chemical-vapor deposition with indium as the antisurfactant, *Applied Physics Letters* 80 (2002) 485-487.
- [36] R. Mohammadi, A. Unger, H. Elmers, G. Schönhense, M. Shushtari, M. Kreiter, Manipulating near field polarization beyond the diffraction limit, *Applied Physics B* 104 (2011) 65-71.
- [37] A.M. Khasraghi, S. Shojaei, A.S. Vala, M. Kalafi, Coupling effects in a photonic crystal microcavity with embedded semiconductor quantum dot, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 47 (2013) 17-24.
- [38] O. Painter, J. Vučkovič, A. Scherer, Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab, *Journal of the Optical Society of America B* 16 (1999) 275-285.
- [39] P.B. Johnson, R.-W. Christy, Optical constants of the noble metals, *Physical Review B* 6 (1972) 4370.
- [40] J.H. Choi, A. Zoukarniev, S.I. Kim, C.W. Baik, M.H. Yang, S.S. Park, H. Suh, U.J. Kim, H.B. Son, J.S. Lee, Nearly single-crystalline GaN light-emitting diodes on amorphous glass substrates, *Nature Photonics* 5 (2011) 763-769.
- [24] M. Tame, K. McEnery, Ş. Özdemir, J. Lee, S. Maier, M. Kim, Quantum plasmonics, *Nature Physics* 9 (2013) 329-340.
- [25] A. Akimov, A. Mukherjee, C. Yu, D. Chang, A. Zibrov, P. Hemmer, H. Park, M. Lukin, Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots, *Nature* 450 (2007) 402-406.
- [26] S. Kühn, U. Håkanson, L. Rogobete, V. Sandoghdar, Enhancement of single-molecule fluorescence using a gold nanoparticle as an optical nanoantenna, *Physical Review Letters* 97 (2006) 017402.
- [27] M. Kuttge, F.J. García de Abajo, A. Polman, Ultrasmall mode volume plasmonic nanodisk resonators, *Nano Letters* 10 (2009) 1537-1541.
- [28] E.J.R. Vesseur, F.J.G. de Abajo, A. Polman, Broadband Purcell enhancement in plasmonic ring cavities, *Physical Review B* 82 (2010) 165419.
- [29] A. Kinkhabwala, Z. Yu, S. Fan, Y. Avlasevich, K. Müllen, W. Moerner, Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bowtie nanoantenna, *Nature Photonics* 3 (2009) 654-657.
- [30] L. Rogobete, F. Kaminski, M. Agio, V. Sandoghdar, Design of plasmonic nanoantennae for enhancing spontaneous emission, *Optics Letters* 32 (2007) 1623-1625.
- [31] A. Mohammadi, V. Sandoghdar, M. Agio, Gold nanorods and nanospheroids for enhancing spontaneous emission, *New Journal of Physics* 10 (2008) 105015.
- [32] S. Adachi, Optical constants of crystalline and amorphous semiconductors: numerical data and graphical information, *Springer Science & Business Media*, 1999.