

طراحی موجبر پلاسمونیکی برای کنترل آهنگ نشر خودبه‌خودی نقاط کوآنتومی کلئیدی

نرگس عجم‌گرد، محمد صباان*، مهدی حیدری

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

چکیده

در این مقاله، موجبرهای پلاسمونیکی با هدف کنترل آهنگ نشر خودبه‌خودی نقاط کوآنتومی کلئیدی طراحی شده‌اند. برای این کار، با در نظر گرفتن موجبرهایی از جنس نقره و آلومینیوم، وابستگی آهنگ نشر (γ_{pl} / γ_0) نقطه‌های کوآنتومی به ابعاد موجبر، جنس موجبر و مکان نقطه کوآنتومی بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که نقطه کوآنتومی‌ای که در فاصله ۵ نانومتری از لبه موجبر نقره با ضخامت (h) ۲۰ نانومتر و عرض گاف (w) ۳۰ نانومتر قرار دارد، ارتقاء آهنگ نشر پلاسمونیکی آن برابر با ۲۰۹ در طول موج ۴۸۰ نانومتر است. این مقدار برای موجبر آلومینیومی برابر با ۳۰ است. این موجبر برای نقاط کوآنتومی کلئیدی ZnCdS/ZnS که در محدوده طول‌موج فیروزه‌ای تابش دارند، مناسب است.

کلیدواژگان: موجبر پلاسمونیکی، نقاط کوآنتومی کلئیدی، نشر خودبه‌خودی و آهنگ نشر پلاسمونیکی.

مقدمه

نورگسیل آلی [۴]، کاهش آستانه لیزری شدن [۵]، تولید منابع مناسب برای محاسبات و ارتباطات کوآنتومی [۶]، تولید منبع تک فوتون [۷] و بهبود عملکرد سلول خورشیدی اشاره کرد. تاکنون میکروکاوک‌های دی‌الکتریک متنوعی برای کنترل آهنگ نشر خودبه‌خودی طراحی و ساخته شده‌اند که از آن جمله می‌توان میکرودیسک [۸،۹]، میکروکره [۱۰]، میکروچنبر [۱۱]، میکرواستوانه [۱۲،۱۳] و کاواک بلور فوتونی [۱۴،۱۵] را نام برد. علاوه بر این، نانو ساختارهای فلزی با تولید پلاریتون پلاسمون‌های سطحی^۳ (SPP) در فصل مشترک فلز دی‌الکتریک و پلاسمون‌های سطحی جایگزیده^۴ (LSP) در نانوذرات فلزی می‌توانند محیطی مناسب برای کنترل آهنگ نشر

با ظهور الکتروپلاسمونیک کوآنتومی، نشان داده شد که نشر خودبه‌خودی ویژگی ذاتی گسیلنده‌ها نیست؛ بلکه آهنگ نشر خودبه‌خودی نسبت مستقیمی با چگالی حالت‌های نوری جایگزیده^۱ (LDOS) دارد [۱]. با افزایش چگالی حالت‌های نوری جایگزیده، آهنگ نشر خودبه‌خودی سامانه‌های کوآنتومی افزایش می‌یابد. کنترل آهنگ نشر خودبه‌خودی سامانه‌های کوآنتومی یکی از موضوعات اصلی اپتیک کوآنتومی درون کاواکی^۲ در بحث برهم‌کنش نور و ماده است که در دهه اخیر در جهت بهبود گسیل وسایل اپتیکی مورد توجه قرار گرفته است [۲]. از جمله کاربردهای اپتیک کوآنتومی درون کاواکی می‌توان به افزایش بازده منابع تولید فوتون مانند دیوهای نورگسیل [۳]، دیوهای

* نویسنده مسئول: sabaieian@scu.ac.ir

^۱ Local density of optical states

^۲ Cavity quantum electrodynamics

^۳ Surface plasmon polaritons

^۴ Localized Surface Plasmon

دادند. اگرچه نانوساختارهای پلاسمونیک دارای افت اهمی زیادی هستند، اما با توجه به توانایی این ساختارها در محدود کردن میدان الکترومغناطیسی در حجمی کوچکتر از طول موج، در سال‌های اخیر جهت یکپارچه‌سازی و کوچک‌سازی ابزارهای اپتیکی بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند [۲۲، ۲۳]. فدییل^۷ [۲۴] و همکاران افزایش شدت میدان نانوذررات کروی نقره با قطر ۱۰۰ نانومتر که روی زیرلایه GaN قرار گرفته‌اند، را در طول موج ۵۳۸ نانومتر حدوداً ۲ برابر به دست آورده‌اند. تانگ^۸ [۲۵] و همکاران نانوآنتن‌های شامل نانومکعب‌های نقره به طول ۷۵ نانومتر که در فاصله چند نانومتری از یک فیلم طلا قرار دارد را طراحی کردند. آنها توانستند با بهینه‌سازی طول نانومکعب‌ها آهنگ نشر خودبه‌خودی نقاط کوآنتومی کلونیدی CdSe/ZnS را ۸۸۰ برابر ارتقاء دهند. یکی دیگر از نانوساختارهای فلزی مورد توجه، موجبرهای پلاسمونیک هستند. یک موجبر فلز دی‌الکتریک - فلز، متشکل از یک لایه نازک دی‌الکتریک (با ضخامت در حدود چند ده نانومتری) که بین دو صفحه فلزی قرار دارد، با تولید پلاریتون پلاسمون‌های سطحی، محیطی مناسب برای کنترل نشر خودبه‌خودی نقاط کوآنتومی فراهم می‌کند. سه مسیر مختلف برای نشر خودبه‌خودی نقطه کوآنتومی در مجاورت موجبر پلاسمونیک وجود دارد: نشر تابشی درون فضای آزاد با آهنگ γ_{rad} ، نشر غیرتابشی با آهنگ γ_{nonrad} و نشر تابشی در مود پلاسمونیک با آهنگ γ_{pl} که مهمترین مسیر است. آهنگ نشر خودبه‌خودی کل، از جمع این سه به دست می‌آید: $\gamma_{total} = \gamma_{rad} + \gamma_{nonrad} + \gamma_{pl}$. جان^۹ و

خودبه‌خودی نقاط کوآنتومی ایجاد کنند. این مودهای پلاسمونیک در اثر برخورد نور در فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک و جفت‌شدگی الکترون‌های لایه رسانش با میدان الکترومغناطیسی فرودی، به وجود می‌آیند. آکیموف^۱ و همکاران [۱۶] به صورت تجربی، افزایش ۲/۵ برابری آهنگ نشر تک نقطه کوآنتومی را برای مود SPP نانوسیم‌های نقره نشان دادند. کوهن^۲ و همکاران [۱۷]، با قرار دادن یک تک ملکول در مود LSP نانوذره کروی طلا، افزایش ۲۰ برابری آهنگ نشر خودبه‌خودی را گزارش دادند. تلاش‌های بیشتر برای توسعه طراحی‌ها، موجب افزایش بیشتر آهنگ نشر خودبه‌خودی شد. برای مثال، کوتج^۳ و همکاران [۱۸] افزایش آهنگ نشر خودبه‌خودی یک گسیلنده در مجاورت یک نانوآستوانه از جنس Ag/SiO₂/Ag را مقدار ۲۰۰۰ پیش‌بینی کردند. چودھاری^۴ و همکاران [۱۹]، با استفاده از روش FDTD، چگونگی تغییر نشر فلوئورسانس یک گسیلنده را بین دو نانوذره نقره مورد بررسی قرار دادند. آنها پیش‌بینی کردند که توان تابشی کل ۵۰۰۰ برابر افزایش می‌یابد. ادوارد^۵ و همکاران [۲۰]، افزایش آهنگ نشر تابشی یک گسیلنده درون یک نانوگاف پلاسمونیک تشکیل شده از یک نانوذره و صفحه نقره‌ای را گزارش دادند. آنها برای حالتی که قطر نانوذره ۱۰۰ نانومتر، ضخامت صفحه نقره‌ای ۱۰۰ نانومتر و فاصله بین نانوذره و صفحه ۲۸ نانومتر بود، افزایش آهنگ نشر خودبه‌خودی را در طول موج ۵۷۰ نانومتر بیش از ۱۰۰ برابر گزارش دادند. کینخاب والاس^۶ و همکاران [۲۱]، به صورت تجربی افزایش ۱۳۴۰ برابری تابش فلوئورسانس مولکول‌های آلی را درون سامانه‌ای شامل نانوآنتن‌های پایبونی طلا گزارش

^۶ Kinkhabwalas^۷ Fadil^۸ Thang^۹ Jun^۱ Akimov^۲ Kühn^۳ Kuttge^۴ Chowdhary^۵ Edwards

کوآنتومی کلونیدی $ZnCdS/ZnS$ است. این طول موج در منطقه آبی-بنفش قرار دارد که برای مقاصد روشن کردن (روشنایی محیط) مناسب است. در اصل این نقاط کوآنتومی در محدوده طول موج فیروزه‌ای ($470-510$ نانومتر) تابش دارند و از آنها در ساخت ابزارهای نورگسیل با تابش قابل تنظیم در محدوده طیف مرئی و یا دیویدهای نورگسیل نور آبی-بنفش استفاده می‌شود [۳۰،۳۱]. افزایش آهنگ گسیل تابش کننده‌ها، باعث افزایش بازده نوری منابع نوری می‌شود که یکی از چالش‌های تولید منابع تولید نور است. در این مقاله، با انتخاب موجبر پلاسمونیکی تشکیل شده از دو نوار به ضخامت h و عرض گاف w ، تأثیر جنس فلز و تغییر ضخامت بر طول انتشار و ثابت انتشار مود پلاسمونیکی و آهنگ نشر تابشی در مود پلاسمونیکی را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

مبانی نظری

شکل الف موجبر پلاسمونیکی مورد نظر در این کار را نشان می‌دهد. موجبر از دو نوار فلزی با ضخامت h که در فاصله w (عرض گاف) مقابل هم قرار گرفتند، تشکیل می‌شود. محل نقطه کوآنتومی در ارتفاع d از لبه یکی از تیغه‌ها در نظر گرفته شده است (شکل اب). با در نظر گرفتن موجبر با طول بی‌نهایت بلند، احتمال جفت‌شدگی نقاط کوآنتومی با پلاسمون‌های بازتاب شده از انتهای موجبر ناچیز خواهد بود؛ بنابراین با حذف محور y در محاسبات، موجبر را در دو بعد x و z شبیه‌سازی می‌کنیم (شکل اب). در این شبیه‌سازی، ابتدا مود پلاسمونیکی و پارامترهای مربوط به آن را به دست می‌آوریم. مطابق شکل اب، در اطراف ساختار، نواحی $PMLE$ برای جلوگیری از بازتاب پرتوهای خروجی، در نظر گرفته شده است. لایه انطباق کامل

همکاران [۲۶] به صورت تجربی افزایش آهنگ نشر خودبه‌خودی نقاط کوآنتومی کلونیدی $CdZn/ZnS$ در مجاورت موجبر پلاسمونیکی را در طول موج 610 نانومتر گزارش دادند. آنها از موجبری با صفحات نقره‌ای که روی زیرلایه‌ای از جنس کوارتز شفاف قرار داشت، استفاده کردند. چن^۱ و همکاران [۲۲] یک نانوسیم طلا را برای کنترل آهنگ نشر خودبه‌خودی نقاط کوآنتومی کلونیدی در طول موج 1 میکرومتر مورد بررسی قرار دادند. چن و همکاران [۲۷] موجبر طلا با زیرلایه‌ای از جنس گالیوم‌آرسناید مناسب برای نقاط کوآنتومی خودسامان یافته $InAs/GaAs$ طراحی کردند. آنها افزایش آهنگ نشر خودبه‌خودی نقطه کوآنتومی در مرکز موجبر با عرض گاف و ضخامت 40 نانومتر را مقدار 20 به دست آوردند. ضریب شکست زیرلایه و محیط اطراف نقطه کوآنتومی به ترتیب 3.5 و 1.5 است. پرا^۲ و همکاران [۲۸] با طراحی یک موجبر با صفحات از جنس طلا، افزایش آهنگ نشر خودبه‌خودی نقاط کوآنتومی را در فاصله 5 نانومتری از لبه موجبر در طول موج 633 نانومتر مورد بررسی قرار دادند. آنها یک بار موجبر را در محیط دی‌الکتریک با ضریب شکست 1 و در حالت دیگر روی زیرلایه شیشه‌ای با ضریب شکست 1.5 قرار دادند. ورونیس^۳ و همکاران [۲۹] موجبرهای پلاسمونیکی با ساختارهای مختلف را مورد مطالعه قرار دادند. آنها مودهای پلاسمونیکی را در موجبرهای متقارن و نامتقارن نیز بررسی کردند.

هدف ما در این مقاله، طراحی موجبر پلاسمونیکی برای کنترل آهنگ نشر تابشی نقاط کوآنتومی کلونیدی در مود پلاسمونیکی در طول موج 480 نانومتر است. طول موج 480 نانومتر، در بازه طول موجی گسیل نقاط

^۳ veronis

^۴ Perfectly matched layer

^۱ Chen

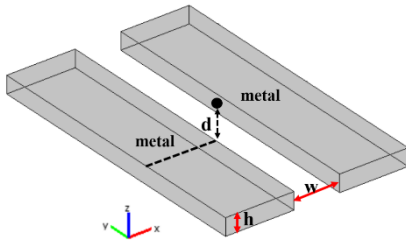
^۲ Perera

میدان نزدیک بسیار قوی در مجاورت موجبرهای فلزی هستیم با بررسی مودهای مربوط به ثابت‌های انتشار متفاوت مود اصلی را انتخاب می‌کنیم. با انتخاب مود اصلی با ثابت انتشار (و ضریب شکست) مشخص و با فرض قرار گرفتن دوقطبی گسیلنده در راستای محور y ، ارتقاء آهنگ نشر پلاسمونیک به صورت زیر محاسبه می‌شود [۲۲]:

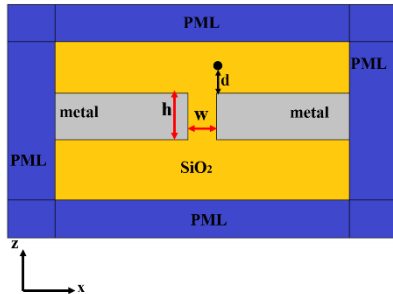
$$\frac{\gamma_{pl}}{\gamma_0}(x_{QD}, y_{QD}) = \frac{3\pi c \epsilon_0 |E_y(x_{QD}, y_{QD})|^2}{k_0^2 \int_A (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \hat{z} dA} \quad ۳$$

که در آن (x_{QD}, y_{QD}) مکان نقطه کوآنتومی، ϵ_0 ثابت گذردهی خلاء، \hat{z} بردار واحد در راستای z ، A عنصر سطحی در عرض موجبر (صفحه $X-Z$) و γ_0 آهنگ نشر خودبه‌خودی نقطه کوآنتومی در خلاء است. طول انتشار مود پلاسمونیک به صورت $L_p = 1/\delta_z$ تعریف می‌شود.

الف)



ب)



شکل الف. موجبر پلاسمونیک تشکیل شده از دو نوار فلزی با ضخامت h که در فاصله w مقابل هم قرار گرفته‌اند. نقطه کوآنتومی در فاصله d از لبه موجبر قرار دارد. ب. شرایط مرزی اعمال شده.

(PML) در واقع محیطی با جذب بالاست که مانع بازتاب نور هنگام پراکندگی می‌شود. از نقطه نظر محاسبات عددی، این شرط فضای بینهایت را برای پراکندگی امواج برآورده می‌کند. دی‌الکتریک اطراف صفحات فلزی از جنس SiO_2 با ضریب شکست 1.47 در نظر گرفته شده است. ضریب شکست نقره و آلومینیوم در طول موج 480 نانومتر به ترتیب برابر با $n_{Al} = 0.704 + 5.838i$ و $n_{Ag} = 0.051 + 2.947i$ است [۳۲]. موج تابشی به صورت عمود بر صفحه $X-Z$ تابیده می‌شود. بردار میدان در راستای محور y است. برای محاسبه میدان الکتریکی مود پلاسمونیک تشکیل شده در موجبر، پاسخ معادله موج الکترومغناطیسی زیر را در تحلیل ویژه مودی به روش عناصر محدود با استفاده از نرم‌افزار کامسول مالتی فیزیک نسخه ۳.۵ - دست می‌آوریم:

$$\nabla \times \nabla \times E - n^2 k_0^2 E = 0 \quad ۱$$

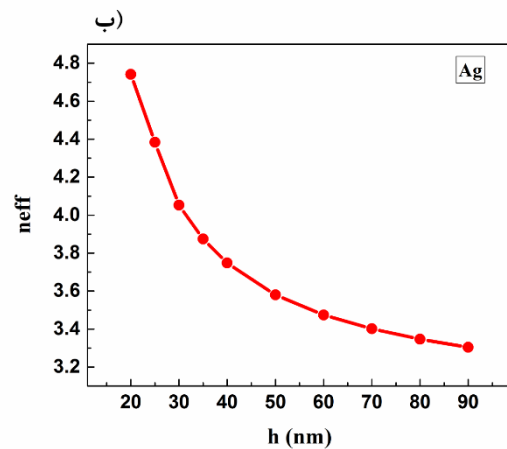
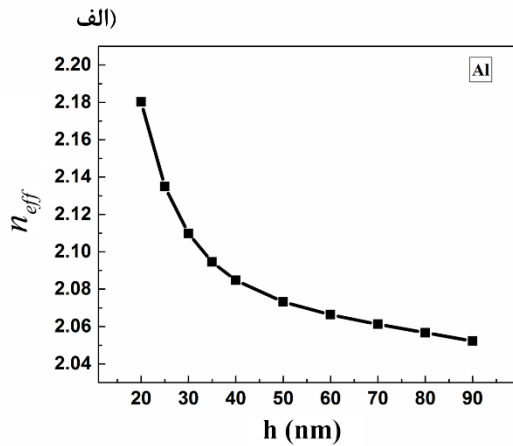
که در آن n ضریب شکست محیط دی‌الکتریک و k_0 عدد موج در خلاء است. در حالتی که میدان تابشی به صورت عمود بر صفحه $X-Z$ وارد موجبر شود (روش امواج عمود) در پاسخ معادله ۱، جوابی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$E(\vec{r}) = e(\vec{r})e^{\lambda z} \quad ۲$$

که در آن $e(\vec{r})$ توزیع مکانی مود در موجبر و $\lambda = -i\beta - \delta_z$ ثابت انتشار مختلط است که در آن δ_z اتلاف در راستای انتشار و β ثابت انتشار است. با این کار توزیع میدان الکتریکی را در یک طول موج دلخواه با ثابت‌های انتشار متفاوت به دست می‌آوریم. ثابت انتشار به صورت $\beta = n_{eff} (2\pi/\lambda)$ تعریف می‌شود که n_{eff} ضریب شکست مؤثر است. مودهای مختلفی با ثابت‌های انتشار (ضریب شکست‌های مؤثر) متفاوت در موجبر تشکیل می‌شوند. از آنجایی که ما به دنبال برانگیختگی مودهای پلاسمونیک و استفاده از

نتایج

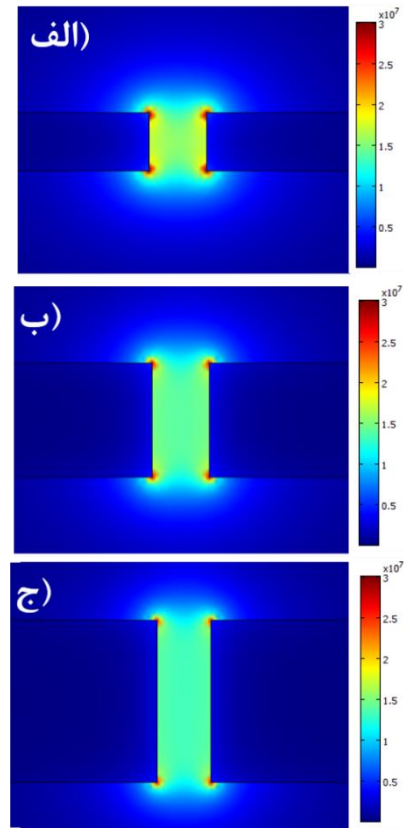
نوارها، مقدار ضریب شکست مؤثر کاهش می‌یابد و انتظار داریم ثابت انتشار نیز کاهش یابد. مقایسه دو شکل ۳ الف و ۳ ب، نشان می‌دهد که ضرایب شکست مؤثر مود اصلی در موجبر نقره که در محیطی از جنس SiO_2 قرار دارد، بیشتر از موجبر آلومینیومی است.



شکل ۳. ضریب شکست مؤثر مود اصلی تشکیل شده در موجبر با عرض گاف ۳۰ نانومتر و از جنس الف) آلومینیوم و ب) نقره، برحسب تغییرات ضخامت.

شکل ۴ طول انتشار (L_p) مربوط به مود اصلی تشکیل شده در موجبر با $w=30$ nm را برحسب تغییرات ضخامت نوارها برای دو موجبر با نوارهایی از جنس نقره و آلومینیوم نشان می‌دهد. نمودار دایروی مربوط به موجبر با نوارهایی از جنس نقره و نمودار مربعی مربوط به موجبر با نوارهای آلومینیومی است. با افزایش ضخامت نوارها، طول انتشار مود پلاسمونیک

شکل ۲ (الف، ب و ج) میدان الکتریکی بهنجار مود اصلی تشکیل شده در موجبر آلومینیومی را با عرض گاف ۳۰ نانومتر و ضخامت به ترتیب h ۳۰ نانومتر، ۶۰ نانومتر و ۹۰ نانومتر نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل مشخص است، با افزایش ضخامت نوارها اندازه میدان الکتریکی کمتر و توزیع مکانی آن گسترده‌تر می‌شود.

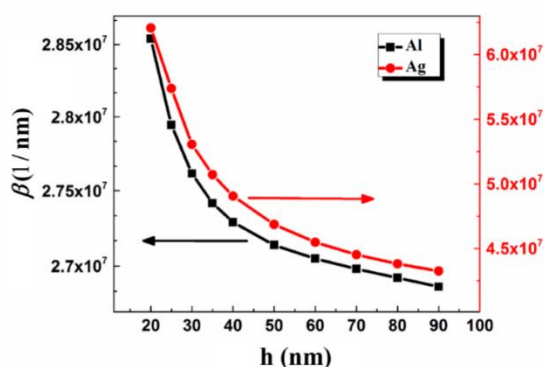


شکل ۲. میدان الکتریکی بهنجار مود اصلی تشکیل شده در موجبر آلومینیومی با $w=30$ nm و الف) $h=30$ nm، ب) $h=60$ nm و ج) $h=90$ nm

شکل ۳ الف و ۳ ب ضریب شکست مؤثر مربوط به مود اصلی تشکیل شده در موجبر آلومینیومی (۳ الف) و نقره‌ای (۳ ب) را برحسب تغییرات ضخامت نوارها نشان می‌دهد. با افزایش ضخامت

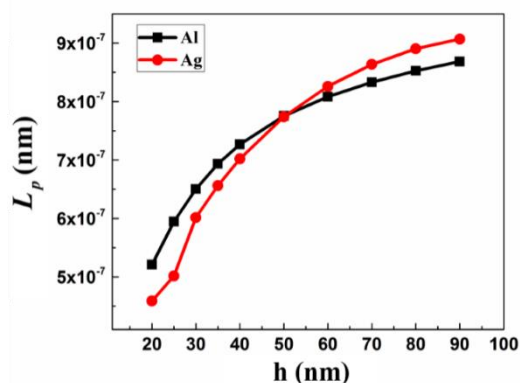
چگالی حالت‌ها، آهنگ نشر پلاسمونیک نقطه کوآتومی نیز کاهش یابد.

شکل ۶ الف ارتقاء آهنگ نشر پلاسمونیک مود اصلی برای نقطه کوآتومی در فاصله ۵ نانومتر ($d=5\text{nm}$) از لبه موجبر را برحسب تغییرات ضخامت نوارها برای دو موجبر با جنس نقره و آلومینیوم نشان می‌دهد. مطابق شکل ۶ الف ارتقاء آهنگ نشر پلاسمونیک موجبر با نوارهای نقره بیش از ۶ برابر ارتقاء آهنگ نشر پلاسمونیک موجبر آلومینیومی است. برای مثال مقدار ارتقاء آهنگ نشر پلاسمونیک نقطه کوآتومی در فاصله ۵ نانومتری از موجبر از جنس نقره و با ضخامت ۲۰ نانومتر و عرض گاف ۳۰ نانومتر در طول موج ۴۸۰ نانومتر، برابر با ۲۰۹ است. این مقدار برای موجبر آلومینیومی برابر با ۳۰ است. همچنین مطابق شکل ۶ الف با افزایش ضخامت نوارها و با کاهش ثابت انتشار مقدار γ_{pl}/γ_0 کاهش می‌یابد، بنابراین موجبر با ضخامت کوچکتر (ثابت انتشار بزرگتر)، بیشترین مقدار γ_{pl}/γ_0 را دارد. این نتایج کاملاً منطبق با پیش‌بینی قبلی است.



شکل ۵. ثابت انتشار مود اصلی موجبر پلاسمونیک با عرض گاف (w) ۳۰ نانومتر، برحسب تغییرات ضخامت نوارها (h) در طول موج ۴۸۰ نانومتر. نمودار دایروی و مربعی به ترتیب نشان دهنده موجبر با نوارهایی از جنس نقره و آلومینیوم است.

افزایش می‌یابد. همان‌طور که در شکل مشخص است برای ضخامت‌های کمتر از ۵۰ نانومتر، طول انتشار نوارهای نقره کمتر از آلومینیوم است. این ویژگی برای ضخامت‌های بیشتر از ۵۰ نانومتر عکس است.



شکل ۴. طول انتشار مود اصلی موجبر پلاسمونیک با عرض گاف (w) ۳۰ نانومتر، برحسب تغییرات ضخامت نوارها در طول موج ۴۸۰ نانومتر (h). نمودار دایروی و مربعی به ترتیب نشان‌دهنده موجبر با نوارهایی از جنس نقره و آلومینیوم است.

شکل ۵ ثابت انتشار (β) مربوط به مود اصلی تشکیل شده در موجبر با $w=30\text{nm}$ را برحسب تغییرات ضخامت نوارها برای دو موجبر از جنس نقره و آلومینیوم نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل ۵ مشخص است، ثابت انتشار مربوط به موجبر با نوارهایی از جنس نقره بزرگتر از ثابت انتشار موجبر آلومینیومی است. ثابت انتشار بزرگتر، نشان دهنده سرعت گروه کوچکتر و در نتیجه چگالی حالت‌های نوری جایگزیده بزرگتر است. با افزایش ضخامت نوارها ثابت انتشار کاهش می‌یابد که نشان دهنده کاهش چگالی حالت‌های نوری جایگزیده است. مطابق شکل ۵ موجبر با نوارهایی از جنس نقره نسبت به آلومینیوم دارای ثابت انتشار بزرگتر و در نتیجه، چگالی حالت‌های نوری بزرگتر است. با توجه به رابطه مستقیم بین چگالی حالت‌های نوری جایگزیده و آهنگ نشر پلاسمونیک خودبه‌خودی، انتظار داریم با کاهش

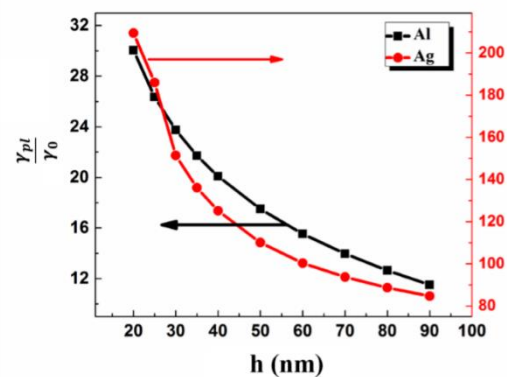
بحث و نتیجه‌گیری

در این کار با استفاده از تحلیل ویژه مودی و در روش تابش عمود، تأثیر جنس صفحات فلزی و ابعاد موجبر بر ثابت انتشار، طول انتشار و آهنگ نشر پلاسمونیک در طول موج ۴۸۰ نانومتر بررسی شدند. این موجبر برای نقاط کوآنتومی کلئیدی ZnCdS/ZnS که در محدوده طول موج فیروزه‌ای (۴۷۰-۵۱۰ نانومتر) تابش دارند مناسب است. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش ارتفاع گاف موجبر، ثابت انتشار و در نتیجه ارتفاع آهنگ نشر پلاسمونیک کاهش می‌یابد. همچنین با مقایسه دو موجبر از جنس نقره و آلومینیوم مشخص شد که مود پلاسمونیک تولید شده توسط موجبر با صفحات از جنس نقره دارای ثابت انتشار و آهنگ نشر پلاسمونیک بزرگتر نسبت به موجبر با صفحات آلومینیومی است.

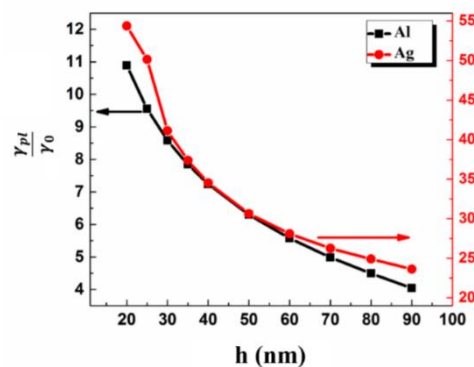
مراجع

- [1] E. Fermi, Quantum theory of radiation, *Reviews of modern physics*, 4 (1932) 87-132.
- [2] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, J. Vučković, Controlling the spontaneous emission rate of single quantum dots in a two-dimensional photonic crystal, *Physical review letters*, 95 (2005) 013904.
- [3] M. Fujita, K. Ishihara, T. Ueno, T. Asano, S. Noda, H. Ohata, T. Tsuji, H. Nakada, N. Shimoji, Optical and electrical characteristics of organic light-emitting diodes with two-dimensional photonic crystals in organic/electrode layers, *Japanese journal of applied physics*, 44 (2005) 3669.
- [4] K.Y. Yang, K.C. Choi, C.W. Ahn, Surface plasmon-enhanced spontaneous emission rate in an organic light-emitting device structure: Cathode structure for plasmonic application, *Applied Physics Letters*, 94 (2009) 173301.
- [5] H.-G. Park, S.-H. Kim, S.-H. Kwon, Y.-G. Ju, J.-K. Yang, J.-H. Baek, S.-B. Kim, Y.-H. Lee, Electrically driven single-cell photonic crystal laser, *Science*, 305 (2004) 1444-1447.

شکل ۶ ارتفاع آهنگ نشر پلاسمونیک مود اصلی برای نقطه کوآنتومی در فاصله ۱۰ نانومتر ($d=10\text{nm}$) از لبه موجبر را بر حسب تغییرات ضخامت نوارها برای دو موجبر با جنس نقره و آلومینیوم نشان می‌دهد. مقایسه شکل ۶ الف و ۶ ب نشان می‌دهد که با فاصله گرفتن از موجبر، احتمال جفت‌شدگی مود پلاسمونیک و نقطه کوآنتومی و در نتیجه مقدار γ_{pl}/γ_0 کاهش می‌یابد.



شکل ۶ الف. ارتفاع آهنگ نشر پلاسمونیک نقطه کوآنتومی در فاصله ۵ نانومتری ($d=5\text{nm}$) از لبه موجبر با عرض گاف ۳۰ نانومتر بر حسب تغییرات ضخامت نوارها در طول موج ۴۸۰ نانومتر. نمودار دایروی و مربعی به ترتیب نشان‌دهنده موجبر با صفحات از جنس نقره و آلومینیوم است.



شکل ۶ ب. ارتفاع آهنگ نشر پلاسمونیک نقطه کوآنتومی در فاصله ۱۰ نانومتری ($d=10\text{nm}$) از لبه موجبر با عرض گاف ۳۰ نانومتر بر حسب تغییرات ضخامت نوارها در طول موج ۴۸۰ نانومتر. نمودار دایروی و مربعی به ترتیب نشان‌دهنده موجبر با صفحات از جنس نقره و آلومینیوم است.

- [17] 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.
- [18] M. Kuttge, F.J. García de Abajo, A. Polman, Ultrasmall mode volume plasmonic nanodisk resonators, *Nano letters*, 10 (2009) 1537-1541.
- [19] M.H. Chowdhury, J. Pond, S.K. Gray, J.R. Lakowicz, Systematic computational study of the effect of silver nanoparticle dimers on the coupled emission from nearby fluorophores, *The Journal of Physical Chemistry C*, 112 (2008) 11236-11249.
- [20] A.P. Edwards, A.M. Adawi, Plasmonic nanogaps for broadband and large spontaneous emission rate enhancement, *Journal of Applied Physics*, 115 (2014) 053101.
- [21] 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.
- [22] Y. Chen, T.R. Nielsen, N. Gregersen, P. Lodahl, J. Mørk, Finite-element modeling of spontaneous emission of a quantum emitter at nanoscale proximity to plasmonic waveguides, *Physical Review B*, 81 (2010) 125431.
- [23] M. Tame, K. McEnery, Ş. Özdemir, J. Lee, S. Maier, M. Kim, Quantum plasmonics, *Nature Physics*, 9 (2013) 329-340.
- [24] A. Fadil, D. Iida, Y. Chen, J. Ma, Y. Ou, P.M. Petersen, H. Ou, Surface plasmon coupling dynamics in InGaN/GaN quantum-well structures and radiative efficiency improvement, *Scientific reports*, 4 (2014).
- [25] T. Hoang, G. Akselrod, C. Argyropoulos, J. Huang, D. Smith, M. Mikkelsen, Controlling spontaneous emission rates of quantum dots with plasmonic nanopatch antennas, in: APS March Meeting Abstracts, (2015) 8011.
- [26] Y.C. Jun, R. Pala, M.L. Brongersma, Strong modification of quantum dot spontaneous emission via gap plasmon coupling in metal nanoslits†, *The Journal of Physical Chemistry C*, 114 (2009) 7269-7273.
- [27] Y. Chen, N. Gregersen, T.R. Nielsen, J. Mørk, P. Lodahl, Spontaneous decay of a single
- [6] Y. Gong, J. Vučković, Design of plasmon cavities for solid-state cavity quantum electrodynamics applications, *Applied physics letters*, 90 (2007) 033113.
- [7] M. Toishi, D. Englund, A. Faraon, J. Vučković, High-brightness single photon source from a quantum dot in a directional-emission nanocavity, *Optics express*, 17 (2009) 14618-14626.
- [8] 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.
- [9] K. Srinivasan, O. Painter, Linear and nonlinear optical spectroscopy of a strongly coupled microdisk–quantum dot system, *Nature*, 450 (2007) 862-865.
- [10] 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.
- [11] D. Armani, T. Kippenberg, S. Spillane, K. Vahala, Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip, *Nature*, 421 (2003) 925-928.
- [12] K.J. Vahala, Optical microcavities, *Nature*, 424 (2003) 839-846.
- [13] V. Loo, C. Arnold, O. Gazzano, A. Lemaitre, I. Sagnes, O. Krebs, P. Voisin, P. Senellart, L. Lanco, Optical nonlinearity for few-photon pulses on a quantum dot-pillar cavity device, *Physical review letters*, 109 (2012) 166806.
- [14] 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 (2004) 6.۶۵۷-۵۴
- [15] R. Ohta, Y. Ota, M. Nomura, N. Kumagai, S. Ishida, S. Iwamoto, Y. Arakawa, Strong coupling between a photonic crystal nanobeam cavity and a single quantum dot, *Applied Physics Letters*, 98 (2011) 173104-173104-173103.
- [16] 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.

with electroluminescence tunable over the entire visible spectrum, *Nano letters*, 9 (2009) 2532-2536.

[31] H. Shen, W. Cao, N.T. Shewmon, C. Yang, L.S. Li, J. Xue, High-efficiency, low turn-on voltage blue-violet quantum-dot-based light-emitting diodes, *Nano letters*, 15 (2015) 1211-1216.

[32] P.B. Johnson, R.-W. Christy, Optical constants of the noble metals, *Physical Review B*, 6 (1972) 4370.

quantum dot coupled to a metallic slot waveguide in the presence of leaky plasmonic modes, *Optics express*, 18 (2010) 12489-12498.

[28] C.S. Perera, K.C. Vernon, A. Mcleod, Simulations of the spontaneous emission of a quantum dot near a gap plasmon waveguide, *Journal of Applied Physics*, 115 (2014) 054314.

[29] G. Veronis, S. Fan, Modes of subwavelength plasmonic slot waveguides, *Journal of Lightwave Technology*, 25 (2007) 2511-2521.

[30] P.O. Anikeeva, J.E. Halpert, M.G. Bawendi, V. Bulovic, Quantum dot light-emitting devices

Designing a plasmonic waveguide for controlling spontaneous emission rate of colloidal quantum dots

Narges Ajamgard, Mohammad Sabaeian*, Mehdi Heydari

Department of Physics, Faculty of Science, University of Shahid Chamran, Ahvaz, Iran

Abstract

In this article, plasmonic waveguides, aiming to control the colloidal quantum dot spontaneous emission rate, have been designed. To this end, by considering aluminum and silver waveguides, the dependence of plasmonic emission rate to the dimension, material, and the place of quantum dots have been investigated. The results show that for a quantum dot with a distance of 5 nm from the edge of a silver waveguide with a gap of 20 nm and a width of 30 nm, the plasmonic emission rate enhancement reaches 209 at the wavelength of 480 nm. This value for aluminum is 30. This waveguide is appropriate for ZnCdS/ZnS colloidal quantum dot with a photoluminescence peak at cyan wavelength.

Keywords: plasmonic, waveguide, quantum dots.

* Corresponding Author: sabaeian@gmail.com