

بهبود عملکرد آشکارساز مادون قرمز لایه نازک با استفاده از نانو ساختار پلاسمونیک و لنزهای حلقه‌ای

محمد بشیرپور^{۱*} و سعید خان کلانتری^۲

چکیده	اطلاعات مقاله
<p>امروزه آشکارسازهای مادون قرمز با توجه به کاربردهای فراوان در صنایع نظامی و صنعتی مورد توجه دانشمندان و محققین قرار گرفته‌است. در این مقاله، یک ساختار فلز-نیمه‌هادی -فلز جدید با استفاده از ترکیب لنزهای نوری حلقه‌ای و آرایه نانو ساختارهای فلزی جهت افزایش میزان جذب و بهبود عملکرد آشکارساز مادون قرمز طراحی شده و مورد بررسی قرار گرفته‌است. برهمکنش نور با طول موج ۱٫۱ الی ۱٫۷ میکرومتر با ساختار آشکارساز طراحی شده بر روی زیرلایه ایندیوم-گالیوم-آرسناید توسط روش عددی تفاضل محدود حوزه زمان مورد مطالعه قرار گرفته‌است. استفاده از لنزهای حلقه‌ای سبب متمرکز شدن نور لیزر در سطح آشکارساز شده و میزان میدان الکتریکی مؤثر بر نانو ساختارهای فلزی در سطح را افزایش می‌دهد. حضور نانو ساختارهای فلزی در سطح سبب تحریک امواج پلاسمون و افزایش میزان جذب در داخل ساختار شده و در نتیجه جریان نوری گذرا را افزایش می‌دهد. با توجه به نتایج شبیه‌سازی، ساختار طراحی شده سبب افزایش ۱۰۵٪ میزان جذب و ۱۴۰٪ جریان نوری در مقایسه با ساختار آشکارساز ساده می‌شود.</p>	<p>دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۰۹/۰۸ پذیرش مقاله: ۱۴۰۰/۰۶/۲۴</p> <p>واژگان کلیدی: آشکارساز مادون قرمز نانو ساختار، پلاسمونیک، لنز نوری، ایندیوم-گالیوم-آرسناید.</p>

۱-مقدمه

آشکارساز مادون قرمز سبب کاهش هزینه ساخت و کاهش پیچیدگی فرایند لایه‌نشانی مواد با کیفیت می‌شود [۷]. علاوه بر آن، استفاده از آشکارسازهای مبتنی بر لایه نازک جریان تاریکی را تا حد فراوانی کم می‌کند. آشکارسازهای لایه نازک را می‌توان بر روی زیرلایه‌های انعطاف‌پذیر ساخت که سبب وسیع‌تر شدن دامنه کاربرد این نوع از آشکارسازها می‌شود. آشکارسازهای مادون قرمز لایه نازک با وجود تمامی مزیت‌های بیان شده، دارای میزان جذب نور پایین به دلیل کوتاه‌بودن مسیر نوری موج وارد شده به ناحیه حساس به نور هستند. در نتیجه، مطالعه بر روی مکانیزم جذب نور در داخل ماده حساس به نور و استفاده از روش‌های افزایش بازده کوانتومی جهت بهبود عملکرد این نوع آشکارسازها حیاتی است [۸]. روش‌های مختلفی جهت

امروزه، آشکارسازهای مادون قرمز در باندهای فرکانسی دور، میانی و نزدیک به دلیل کاربرد در تصویربرداری‌های حرارتی دید در شب، مانیتورینگ محیط، طیف‌سنجی‌های پزشکی و رهگیری‌های نظامی بسیار مورد توجه دانشمندان و صنایع قرار گرفته‌اند [۱ و ۲].

آشکارسازهای مادون قرمز متداول بر روی زیرلایه‌های ضخیم مواد حساس به نور از قبیل ایندیوم-آنتیموناید، ایندیوم-گالیوم-آرسناید، ایندیوم فسفاید، ایندیوم آرسناید و مرکوری-کادمیوم-تلوراید ساخته می‌شوند [۳-۶]. ضخامت زیاد زیرلایه در آشکارسازهای معمولی سبب مشکلاتی مانند تنش مکانیکی زیاد بین لایه‌ها و هزینه بالای ساخت می‌شود. استفاده از لایه نازک جهت تولید

* پست الکترونیک نویسنده مسئول: m.bashirpour@urmia.ac.ir

۱. استادیار، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه ارومیه

۲. دکتری، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه صنعتی اصفهان

نانوساختارهای پلاسمونیک سبب افزایش میزان جذب در نیمه هادی شده و جریان نوری را افزایش می‌دهد. لنزهای حلقه‌ای بر روی آشکارساز قرار داده شده‌اند تا میزان نور را در شکاف الکترودهای آشکارساز متمرکز کنند و میزان بازدهی کوانتومی آن را افزایش دهند.

۲- طراحی ساختار و شبیه‌سازی

شماتیک ساختار آشکارساز طراحی شده در این مقاله در شکل شماره (۱) نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، ساختار شامل ۰٫۵ میکرومتر لایه ایندیوم-گالیوم-آرسناید به عنوان ماده حساس به نور است. الکترودهای طلا به ضخامت ۲۰۰ نانومتر بر روی لایه ایندیوم-گالیوم-آرسناید و آرایه نانودیسک‌های طلا بین دو الکتروده قرار داده شده‌اند. یک لایه ضد انعکاس از جنس سیلیکون نیتراید به ضخامت ۲۰۰ نانومتر بر روی ساختار قرار داده شده است تا میزان انعکاس نور مادون قرمز از سطح به حداقل برسد. در نهایت، حلقه‌هایی هم‌مرکز از جنس کروم به عنوان لنزهای متمرکز کننده نور بر روی لایه سیلیکون نیتراید نشانده شده‌اند.

از روش تفاضل محدود حوزه زمان (FDTD) جهت بررسی برهمکنش نور مادون قرمز و ساختار طراحی شده استفاده شده است. در فرایند شبیه سازی ابتدا پاسخ نوری توسط حل معادلات ماکسول محاسبه می‌شود:

$$\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times \vec{E}) - k_0^2 (\epsilon_r - \frac{j\lambda\sigma}{2\pi c \epsilon_0}) \vec{E} = 0 \quad (1)$$

پس از آن، توزیع میدان الکتریکی در هر نقطه ناحیه شبیه‌سازی شده به وسیله حل معادله ۱ به دست می‌آید. چگالی شار توان به وسیله معادلات ۲ الی ۴ محاسبه می‌شود:

$$P_{ox}(x, y, z) = \frac{1}{2\eta} \operatorname{Re}(|E_y|^2 - |E_z|^2) \quad (2)$$

$$P_{oy}(x, y, z) = \frac{1}{2\eta} \operatorname{Re}(|E_z|^2 - |E_x|^2) \quad (3)$$

$$P_{oz}(x, y, z) = \frac{1}{2\eta} \operatorname{Re}(|E_x|^2 - |E_y|^2) \quad (4)$$

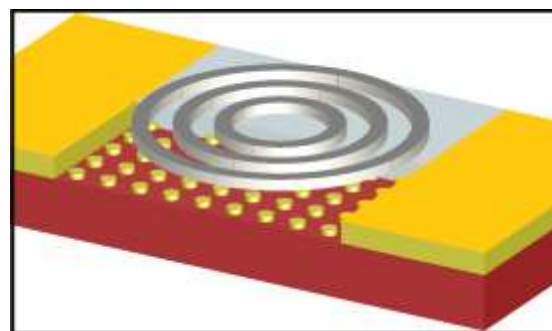
در این روابط η امپدانس مختلط موج وابسته به ماده است. چگالی شار توان کل را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد:

$$P_s(x, y, z) = \left(\begin{array}{l} |P_{ox}(x, y, z)|^2 \\ + |P_{oy}(x, y, z)|^2 \\ + |P_{oz}(x, y, z)|^2 \end{array} \right) \quad (5)$$

با داشتن چگالی شار توان کل می‌توان نرخ تولید زوج

افزایش میزان جذب نور در آشکارسازهای مادون قرمز مورد استفاده قرار گرفته است. از جمله این پژوهش‌ها می‌توان به تحریک امواج پلاسمونیک با استفاده از لایه دوبعدی گرافین [۹ و ۱۰]، آشکارساز مبتنی بر نانولوله‌های کربنی [۱۱]، ساختار کوانتومی آبشاری چند لایه [۱۲ و ۱۳]، نوسان کویتی فابری پیروت (Fabray Perot) [۱۴]، استفاده از کریستال‌های فوتونیک دی‌الکتریک [۱۵]، استفاده از ساختار منعکس کننده برگ در زیر لایه حساس به نور [۱۶] و تحریک پلاسمون‌های سطحی اشاره کرد [۱۷ و ۱۸].

نوسان امواج پلاسمونیک سطحی (SPP) بین سطح فلزات نجیب و ماده دی‌الکتریک سبب ایجاد میدان الکتریکی محلی قوی و نقاط داغ الکتریکی در داخل ماده حساس به نور شده و این فناوری را روشی کارآمد در برهمکنش نور و ماده در ابعاد کوچک‌تر از طول موج نور برخوردی می‌نماید. میدان‌های الکتریکی محلی قوی سبب ایجاد حامل‌های نوری بیشتر و در نتیجه افزایش جریان نوری در آشکارساز مادون قرمز می‌شوند [۱۹ و ۲۰]. با توجه به پیشرفت فناوری ساخت ادوات نانوالکترونیکی، انواع نانوساختارهای فلزی جهت کاربرد در ادوات مختلف از جمله سلول‌های خورشیدی، منابع نوررسانشی تراهرتز، آشکارسازهای فوتونی و ... مورد استفاده قرار گرفته است [۲۱ و ۲۲]. عمده این ادوات نوسان امواج پلاسمونیک را در محدوده طیف مرئی مورد بررسی قرار داده‌اند که نیاز به مطالعه نانوساختارهای پلاسمونیک در محدوده طیف مادون قرمز را بیش از پیش مهم می‌سازد [۲۳ و ۲۴].



شکل ۱- ساختار شماتیک آشکارساز مادون قرمز طراحی شده.

در این مقاله، آشکارساز فلز-نیمه‌هادی-فلز لایه نازک مبتنی بر زیرلایه ایندیوم-گالیوم-آرسناید طراحی شده و عملکرد آن با استفاده از نانوساختارهای پلاسمونیک و لنزهای حلقه‌ای بهبود داده شده است. استفاده از

در روابط ۱۲ الی ۱۴، چگالی حامل‌های ذاتی، τ_p و τ_n طول عمر متوسط الکترون‌ها و حفره‌ها، μ_{p0} و μ_{n0} موبیلیتی الکترون‌ها و حفره‌ها بدون اعمال میدان الکتریکی و $v_{p,sat}$ و $v_{n,sat}$ سرعت اشباع الکترون‌ها و حفره‌ها هستند. پارامترهای مربوط به شبیه‌سازی در جدول شماره (۱) بیان شده‌است. جهت افزایش دقت شبیه‌سازی، مقادیر به‌دست آمده نتایج تجربی برای ضریب شکست مواد مختلف مانند طلا، ایندیوم-گالیوم-آرسناید و سیلیکون نیتراید استفاده شده‌است [۲۵].

۳- نتایج و بحث

برهمکنش فوتون‌های پرتو نوری با الکترون‌های بین سطح فلز-دی‌الکتریک پلاسما پلاریتون سطحی نامیده شده و سبب میدان‌های محلی بسیار قوی در ابعاد کوچک‌تر از طول موج نور برخوردی می‌شود. دو نوع پلاسما پلاریتون وجود دارد: (۱) پلاسما پلاریتون localized و (۲) پلاسما پلاریتون انتشاری. امواج پلاسماونیک سطحی می‌توانند تا چندین میکرومتر در امتداد سطح بین فلز-دی-الکتریک منتشر شوند. اصل بقای انرژی و ممنتوم در برخورد پرتو نوری با سطح فلزی جهت تحریک امواج پلاسماونیک باید ارضا شود [۲۶ و ۲۷].

$$k_{SPP} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (15)$$

در این رابطه k_0 بردار موج پرتو برخوردی، ϵ_m گذردهی فلز، ϵ_d گذردهی دی‌الکتریک و k_{SPP} بردار موج پلاسماون پلاریتون‌های سطحی است. همان‌طور که از معادله ۱۵ قابل استنباط است، نیاز به یک نانو ساختار میانی جهت تطبیق بردار موج پرتو برخوردی با پلاسماون پلاریتون‌های سطحی ضروری است.

$$k_{SPP} = k_0 \sin \theta \pm m k_g \quad (16)$$

$$k_g = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (17)$$

$$p = \alpha \lambda \left(\sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \right)^{-1} \quad (18)$$

در معادلات ۱۶ الی ۱۸، k_g بردار موج نانو ساختار پلاسماونیک، θ زاویه پرتو برخوردی با سطح و p دوره تناوب نانو ساختار پلاسماونیک است.

الکترون-حفره وابسته به زمان را از رابطه شماره ۶ به‌دست آورد:

$$G(x, y, z, t) = (4\pi k_{PC} / hc) P_s(x, y, z) * \exp\left(4 \ln(0.5) \frac{(t-t_0)^2}{D_t^2}\right) \quad (6)$$

در رابطه ۶، k_{PC} بخش موهومی ضریب شکست، c سرعت نور، D_t عرض پالس نور برخوردی و \hbar ثابت پلانک است. در مرحله بعد، جریان نوری گذرا که نتیجه تابش نور تابشی بر لایه ایندیوم-گالیوم-آرسناید است با استفاده از ترکیب نرخ تولید وابسته به زمان با روابط نیمه‌هادی گذرا (معادلات پیوستگی، پواسون و دریفت-دیفیوژن) محاسبه می‌شود. مدل فیزیکی استفاده شده در معادلات ۷ الی ۱۱ نمایش داده شده‌است:

$$q \frac{\partial n(\vec{r})}{\partial t} = \nabla \cdot J_n(\vec{r}) + q(G - R) \quad (7)$$

$$q \frac{\partial p(\vec{r})}{\partial t} = -\nabla \cdot J_p(\vec{r}) + q(G - R) \quad (8)$$

$$J_n(\vec{r}) = q \mu_n n(E_{DC}(\vec{r}) + E(\vec{r})) + q D_n \nabla n(r) \quad (9)$$

$$J_p(\vec{r}) = q \mu_p p(E_{DC}(\vec{r}) + E(\vec{r})) + q D_p \nabla p(r) \quad (10)$$

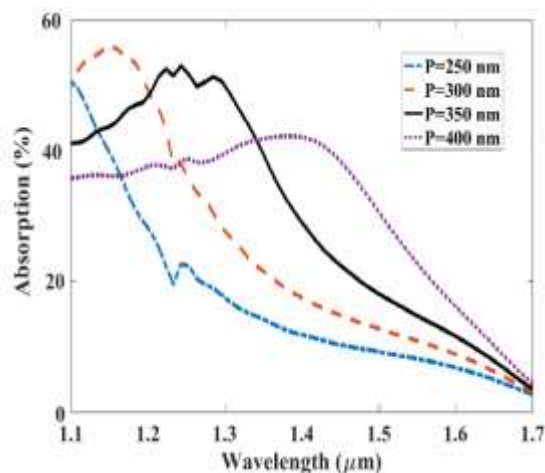
$$J(\vec{r}) = J_n(\vec{r}) + J_p(\vec{r}) \quad (11)$$

در روابط ۷ الی ۱۱، n و p چگالی الکترون‌ها و حفره‌ها، نرخ باز ترکیب، $J_n(r)$ و $J_p(r)$ چگالی جریان الکترون‌ها و حفره‌ها، μ_p و μ_n موبیلیتی الکترون و حفره و D_p و D_n ضرایب نفوذ هستند. ضرایب نفوذ توسط رابطه انیشتین به موبیلیتی الکترون و حفره بستگی دارند. برای اینکه محاسبات دقیق‌تر باشد، از رابطه باز ترکیب شاکلی-رید-هال برای محاسبه نرخ باز ترکیب استفاده شده‌است. علاوه بر آن، مقدار موبیلیتی وابسته میدان الکتریکی در نظر گرفته شده‌است:

$$R(\vec{r}, t) = \frac{n(\vec{r}, t) \cdot p(\vec{r}, t) - n_i^2(\vec{r})}{n(\vec{r}, t) \cdot \tau_p + p(\vec{r}, t) \cdot \tau_n} \quad (12)$$

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0}}{\sqrt{1 + (\mu_{n0}(E + E_{DC}) / v_{n,sat})^2}} \quad (13)$$

$$\mu_p = \frac{\mu_{p0}}{\sqrt{1 + (\mu_{p0}(E + E_{DC}) / v_{p,sat})^2}} \quad (14)$$



شکل ۳- نمودار میزان جذب نور در آشکارساز با نانودیسک‌های فلزی با قطر ۲۰۰ نانومتر و ارتفاع ۱۰۰ نانومتر برای دوره تناوب ۲۵۰، ۳۰۰، ۳۵۰ و ۴۰۰ نانومتر

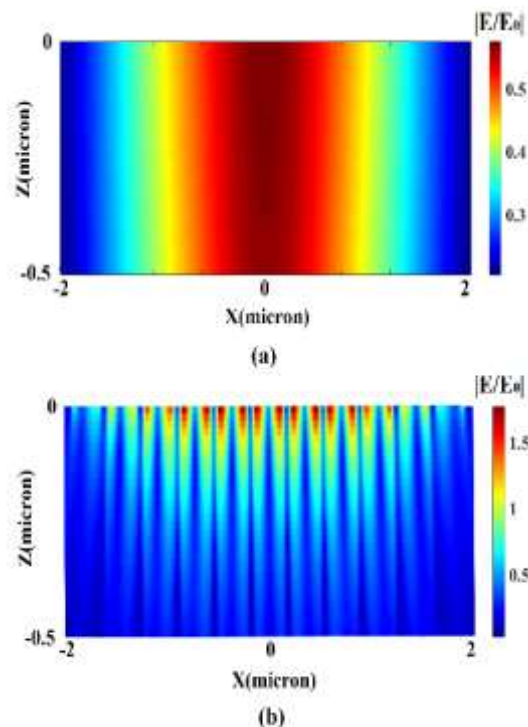
در ساختارهای فلز-نیمه‌هادی-فلز، عمده‌ترین تأثیر در تولید جریان نوری را حامل‌های نوری جذب شده در ۱۵۰ نانومتر نزدیک سطح دارند. زیرا با افزایش فاصله از سطح، تأثیر میدان DC اعمالی بین الکترودها در پدیده رانش حامل‌های بار نوری تولید شده به شدت کاهش پیدا می‌کند. جهت دستیابی به حداکثر میزان جذب، ابعاد دوره تناوب نانودیسک‌های به ازای ارتفاع ۱۰۰ نانومتر و قطر ۲۰۰ نانومتر بهینه شده‌است.

در شکل شماره (۳) میزان جذب برای دوره‌های تناوب ۲۵۰، ۳۰۰، ۳۵۰ و ۴۰۰ نانومتر در طول موج‌های ۱،۱ میکرومتر الی ۱،۷ میکرومتر نشان داده شده‌است. این بازه از امواج مادون قرمز به مادون قرمز نزدیک (Near Infrared) معروف است. همانطور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود، حداکثر مقدار جذب نوری برای ساختار با دوره تناوب ۲۵۰ نانومتر با ۵۰٪ در طول موج ۱ میکرومتر، برای ساختار با دوره تناوب ۳۰۰ نانومتر برابر با ۵۵٪ در طول موج ۱،۱۵ میکرومتر، برای ساختار با دوره تناوب ۳۵۰ نانومتر برابر با ۵۳٪ در طول موج ۱،۳ میکرومتر و برای ساختار با دوره تناوب ۴۰۰ نانومتر برابر با ۴۲٪ در طول موج ۱،۴ میکرومتر است. با افزایش دوره تناوب P در آرایه نانودیسک‌های طلا، با توجه به رابطه ۱۸، طول موج مربوط به بقای ممنوع و انرژی (طول موج جذب حداکثر) برای ساختار به طول موج‌های بالا شیف‌ت پیدا می‌کند. آشکارساز طراحی شده در دوره تناوب ۳۵۰ نانومتر حداکثر جذب ۵۳٪ را در طول موج ۱،۳ میکرومتر دارد.

جدول ۱- پارامترهای شبیه‌سازی روش تفاضل محدود حوزه

زمان	
Min mesh step (nm)	0.25
Time step (fs)	0.075
Stability factor	0.99
Simulation Time (fs)	1000
Spatial cell size (d_x)	10
Spatial cell size (d_y)	10
Spatial cell size (d_z)	10

در این مقاله، ابعاد نانودیسک‌های طلا به گونه‌ای بهینه شده است، تا در طیف مادون قرمز نزدیک بین ۱،۱ الی ۱،۷ میکرومتر سبب تحریک پلاسمون پلاریتون‌های سطحی شود. توزیع میدان الکتریکی برای آشکارساز مادون قرمز معمولی و ساختار بهبود یافته با نانودیسک‌های طلا به ترتیب در شکل‌های (۲-الف) و (۲-ب) قابل مشاهده‌است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، استفاده از نانودیسک‌های با ابعاد بهینه سبب ایجاد میدان‌های الکتریکی محلی تا ۳ برابر بزرگ‌تر از میدان الکتریکی ساختار ساده می‌شود. تحریک پلاسمون‌های سطحی سبب بهبود کوپلینگ موج مادون قرمز به لایه حساس به نور آشکارساز شده و میزان جذب را افزایش می‌دهد. افزایش میزان جذب ناشی از افزایش تولید حامل‌های نوری در داخل ماده حساس به نور است که در نهایت میزان جریان نوری را افزایش می‌دهد.

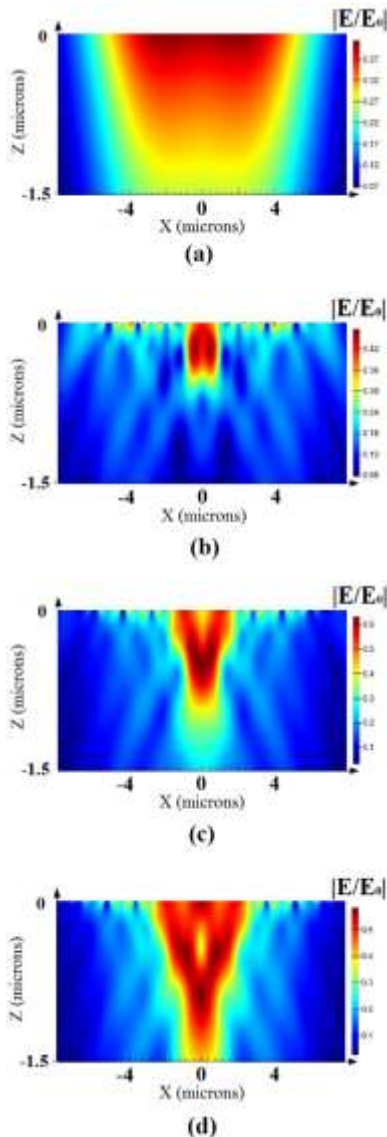


شکل ۲- توزیع میدان الکتریکی (الف) ساختار ساده (ب) ساختار با نانودیسک‌های بهینه شده (تحریک پلاسمون‌های سطحی).

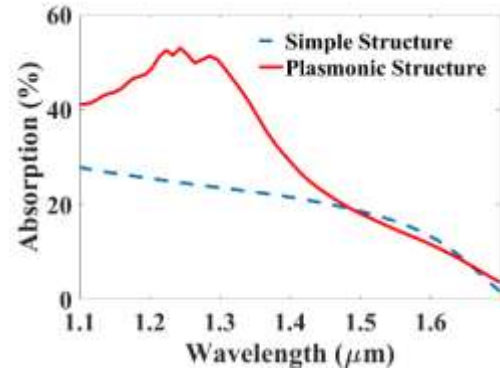
در این مقاله یک لنز FPZ برای آشکارساز مادون قرمز نزدیک با ابعاد سطح ۲ میکرومتر*۲ میکرومتر طراحی شده است. لنز FPZ شامل ناحیه‌های هم صفحه‌ای است که توسط حلقه‌هایی با شعاع r_n از هم جدا شده‌اند.

$$r_n = n\lambda_1(f_1 + n\lambda_1/4) \quad (19)$$

در این رابطه λ_1 طول موج میانی پرتو برخوردی، f_1 فاصله کانونی لنز است. ناحیه‌ها همان‌طور که در شکل (۵) نشان داده شده‌است، در طول موج مورد نظر به ترتیب شفاف و تیره هستند.



شکل ۶- توزیع میدان الکتریکی ناشی از متمرکز شدن نور برخوردی توسط لنزهای حلقه‌ای FPZ برای (a) ساختار بدون (b) لنز حلقه‌ای FPZ با فاصله بین حلقه ۲۰۰ نانومتر (c) لنز حلقه‌ای FPZ با فاصله حلقه ۳۰۰ نانومتر و (d) لنز حلقه‌ای FPZ با فاصله حلقه‌ای ۴۰۰ نانومتر

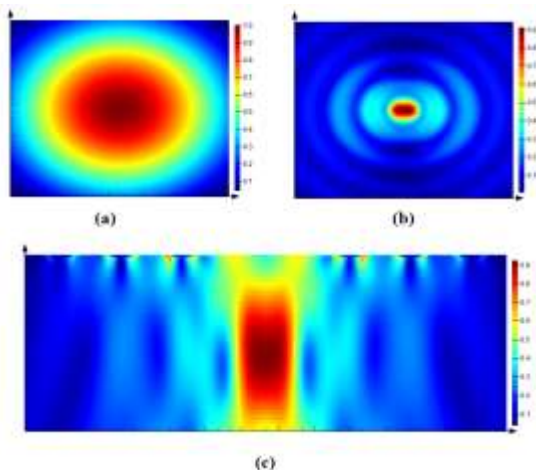


شکل ۴- مقایسه میزان جذب نور لایه ایندیوم-گالیوم-آرسناید در ساختار ساده و ساختار پلاسمونیک.

میزان جذب نور در ماده حساس به نور برای ساختار بهینه-شده با ساختار ساده در شکل (۴) مقایسه شده‌است. طبق نتایج شبیه‌سازی، استفاده از نانودیسک‌های طلا سبب افزایش ۱۰۵٪ میزان جذب در طول موج ۱٫۳ میکرومتر می‌شود. افزایش میزان جذب نرخ تولید حامل‌های نوری را بیشتر کرده و منتج به جریان نوری بزرگ‌تر می‌شود. میزان انعکاس نور در طول موج ۱٫۳ میکرومتر برای ساختار نانودیسک به زیر ۱٪ کاهش پیدا می‌کند. در نتیجه، ابعاد نانودیسک‌های با دوره تناوب ۳۵۰ نانومتر، ارتفاع ۱۰۰ نانومتر و قطر ۲۰۰ نانومتر بهترین انتخاب جهت به حداقل رساندن انعکاس و حداکثر کردن میزان جذب نوری است. در ساخت آشکارسازهای مادون قرمز آرایه‌ای جهت کاربردهای تصویربرداری جهت افزایش رزولوشن و بهبود کیفیت تصاویر حرارتی فناوری آرایه به سمت کوچک‌تر کردن ابعاد پیکسل‌های آشکارساز آرایه حرکت می‌کند. یکی از عمده مشکلات کوچک‌سازی پیکسل‌های آشکارسازها کاهش سطح جذب و ایجاد نویز cross talk بین دو پیکسل کناری است. در این پژوهش از فناوری پلاسمونیک جهت افزایش میزان جذب و از لنزهای حلقه‌ای FPZ جهت متمرکز کردن موج مادون قرمز برخوردی به آشکارسنج در شکاف بین الکترودهای آشکارسنج استفاده شده‌است.



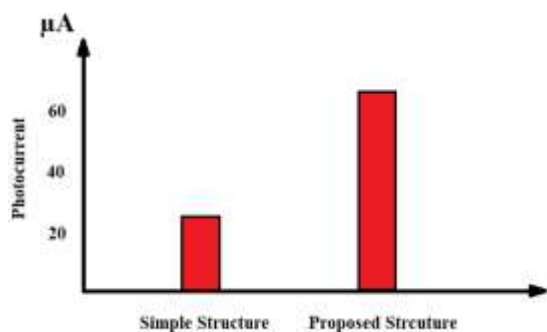
شکل ۵- ساختار لنز حلقه‌ای طراحی شده



شکل ۸. تابع توزیع میدان (a) موج برخوردی (b) موج متمرکز شده (c) موج متمرکز شده در امتداد انتشار

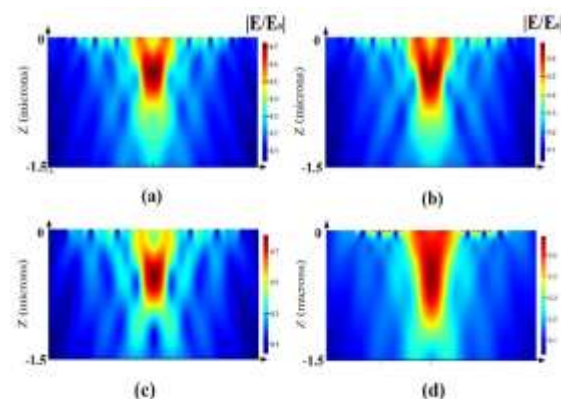
با مقایسه توزیع میدان مشاهده می‌شود که استفاده از لنز حلقه‌ای سبب افزایش نسبت میدان حداکثر به میدان موج برخوردی از برای ساختار بدون لنز ۰,۳۹ به ۰,۹ برای ساختار با لنز متمرکز کننده بهینه شده می‌شود. سطح مقطع توزیع میدان موج مادون قرمز برخوردی به سطح در طول موج ۱,۳ میکرومتر و در عمق تمرکز برای ساختار بهینه شده در شکل (۸) نشان داده شده است. میزان پهنای پالس از ۸ میکرومتر به ۲ میکرومتر کاهش پیدا کرده و مقدار جذب در سطح $2\mu m \times 2\mu m$ برای هر دو حالت تقریباً یکسان است.

در نهایت کل ساختار طراحی شده که در شکل (۱) قابل مشاهده است شبیه سازی شده و جریان نوری آشکارساز برای پالس ورودی با طول موج بین ۱,۱ میکرومتر الی ۱,۷ میکرومتر و توان ۵ میلی وات محاسبه شده است. همان طور که در شکل ۹ قابل مشاهده است، ساختار طراحی شده در این مقاله سبب افزایش ۱۴۰ درصدی جریان نوری پیک در مقایسه با ساختار ساده می‌شود.



شکل ۹- مقایسه جریان نوری ساختار طراحی شده و ساختار معمولی

ساختار لنز حلقه‌ای شامل حلقه‌های هم مرکز از جنس کروم که بین حلقه‌ها توسط هوا پر شده است. ضخامت این حلقه‌ها ۲۰۰ نانومتر و پهنای آن‌ها ۲۰۰ نانومتر است. لنزهای حلقه‌ای باید به گونه‌ای طراحی شوند که پرتو موج مادون قرمز برخوردی را دقیقاً در شکاف بین دو الکتروود و بر روی نانودیسک‌های پلاسمونیک متمرکز کنند. این کار سبب افزایش بیش از پیش برهمکنش موج و نانوساختار پلاسمونیک می‌شود و با ایجاد میدان‌های محلی قوی سبب افزایش میزان تولید حامل نوری می‌شود. تابع توزیع میدان الکتریکی برای ساختار بدون لنز و ساختار با لنزهای حلقه‌ای با فاصله بین حلقه‌های ۲۰۰ الی ۴۰۰ نانومتر در شکل (۶) نشان داده شده است. استفاده از حلقه‌های کروم سبب متمرکز شدن موج مادون قرمز می‌شود. پرتو موج برخوردی با افزایش فاصله بین حلقه‌های لنز در فاصله دورتری از سطح متمرکز می‌شود. همان طور که مشاهده می‌شود، محل تمرکز برای لنز با فاصله بین حلقه ۲۰۰ نانومتر برابر با ۳۰۰ نانومتر، برای لنز با فاصله بین حلقه ۳۰۰ نانومتر برابر با ۵۰۰ نانومتر و برای لنز با فاصله بین حلقه ۴۰۰ نانومتر تقریباً ۱ میکرومتر است. جهت بررسی تاثیر پهنای حلقه‌ها در عمق تمرکز موج مادون قرمز، فاصله لنزها ۳۰۰ نانومتر قرار داده شده و پهنای حلقه‌ها از ۱۵۰ نانومتر تا ۳۵۰ نانومتر جاروب شده است. همان طور که در شکل (۷) مشاهده می‌شود، با افزایش پهنای حلقه‌ها عمق تمرکز کاهش پیدا می‌کند و موج برخوردی در فاصله کمتری از سطح برخورد متمرکز می‌شود. عمق تمرکز برای پهنای ۳۰۰، ۲۵۰، ۲۰۰ و ۱۵۰ نانومتر به ترتیب برابر با ۳۰۰، ۴۰۰، ۵۰۰ و ۷۰۰ نانومتر است.



شکل ۷- توزیع میدان الکتریکی ساختار لنز حلقه‌ای با پهنای (a) ۳۰۰ نانومتر (b) ۲۵۰ نانومتر (c) ۲۰۰ نانومتر (d) ۱۵۰ نانومتر

۴- نتیجه گیری

ایندیدیوم-گالیوم-آرسناید، میدان‌های محلی قوی تا ۳ برابر بزرگتر از ساختار ساده تشکیل می‌شود. ساختار طراحی شده سبب افزایش ۱۰۵٪ میزان جذب موج مادون قرمز در طول موج ۱٫۳ میکرومتر و افزایش ۱۴۰٪ جریان نوری آشکارساز می‌شود. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که آشکارساز طراحی شده می‌تواند یک جایگزین خوب برای آشکارسازهای موجود باشد و در آشکارسازهای مادون قرمز آرایه‌ای مورد استفاده قرار گیرد.

در راستای این تحقیق ساختاری جدید مبتنی بر آرایه‌ای از نانودیسک‌های طلا و لنزهای حلقه‌ای هم‌مرکز از جنس کروم جهت آشکارسازی موج مادون قرمز نزدیک در رنج ۱٫۱ الی ۱٫۷ میکرومتر طراحی شده و توسط روش عددی تفاضل محدود حوزه زمان مورد مطالعه قرار گرفت. طبق نتایج شبیه‌سازی، استفاده از نانودیسک‌های طلا با ابعاد بهینه سبب تحریک امواج پلاسمونیک سطحی بین سطح فلز و دی‌الکتریک شده و با انتشار این امواج داخل نیمه‌هادی

مراجع

- [1] J. Tong, L. Y. M. Tobing, Y. Luo, D. Zhang, and D. H. Zhang, "Single plasmonic structure enhanced dual-band room temperature infrared photodetection", *Scientific Reports*, Vol. 8, No. 1, 2018, pp. 1–9.
- [2] A. Rogalski, "HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook," *Reports on Progress in Physics*, Vol. 68, No. 10, 2005, p. 2267.
- [3] J. Hwang et al., "Plasmonic-Layered InAs/InGaAs Quantum-Dots-in-a-Well Pixel Detector for Spectral-Shaping and Photocurrent Enhancement", *Nanomaterials*, Vol. 10, No. 9, 2020, p. 1827.
- [4] J. Sun, M. Han, Y. Gu, Z. Yang, and H. Zeng, "Recent Advances in Group III–V Nanowire Infrared Detectors", *Advanced Optical Materials*, Vol. 6, No. 18, 2018, p. 1800256.
- [5] C. -C. Chang, Y. D. Sharma, Y. -S. Kim, J. A. Bur, R. V. Shenoi, S. Krishna, D. Huang, and S. -Y. Lin, "A surface plasmon enhanced infrared photodetector based on InAs quantum dots", *Nano Letters*, Vol. 10, No. 5, 2010, pp. 1704–1709.
- [6] C. Shi, Y. Dong, and Q. Li, "High-Performance Nonequilibrium InSb PIN Infrared Photodetectors", *IEEE Transaction on Electron Devices*, Vol. 66, No. 3, 2019, pp. 1361–1367.
- [7] X. Luo, X. Zhai, L. Wang, and Q. Lin, "Enhanced dual-band absorption of molybdenum disulfide using a plasmonic perfect absorber", *Optics Express*, Vol. 26, No. 9, 2018, pp. 11658–11666.
- [8] C. Liang, Z. Yi, X. Chen, Y. Tang, Y. Yi, Z. Zhou, X. Wu, z. Huang, Y. Yi, and G. Zhang, "Dual-band infrared perfect absorber based on a Ag-dielectric-Ag multilayer films with nanoring grooves arrays", *Plasmonics*, Vol. 15, No. 1, 2020, pp. 93–100.
- [9] C. Guo, J. Zhang, W. Xu, K. Liu, X. Yuan, S. Qin, and Z. Zhu, "Graphene-based perfect absorption structures in the visible to terahertz band and their optoelectronics applications", *Nanomaterials*, Vol. 8, No. 12, 2018, p. 1033.
- [10] Y. Zhang, D. Meng, X. Li, H. Yu, J. Lai, Z. Fan, and C. Chen, "Significantly enhanced infrared absorption of graphene photodetector under surface-plasmonic coupling and polariton interference", *Optics Express*, Vol. 26, No. 23, 2018, pp. 30862–30872.
- [11] H. Huang, F. Wang, Y. Liu, S. Wang, and L.-M. Peng, "Plasmonic enhanced performance of an infrared detector based on carbon nanotube films", *ACS Applied Materials Interfaces*, Vol. 9, No. 14, 2017, pp. 12743–12749.
- [12] M. Xiong, D. Su, H. -L. Zhou, J. -Y. Wu, S. Iqbal, X. -Y. Zhang, and T. Zhang, "Plasmonic enhanced mid-infrared InAs/GaSb superlattice photodetectors with the hybrid mode for wavelength-selective detection", *AIP Advanced*, Vol. 9, No. 8, 2019, p. 85121.
- [13] M. Kopytko, W. Gawron, A. Kęłowski, D. Stępień, P. Martyniuk, and K. Jóźwikowski, "Numerical analysis of HgCdTe dual-band infrared detector", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 51, No. 3, 2019, pp. 1–8.
- [14] G. Kang, I. Vartiainen, B. Bai, and J. Turunen, "Enhanced dual-band infrared absorption in a Fabry-Perot cavity with subwavelength metallic grating", *Optics Express*, Vol. 19, No. 2, 2011, pp. 770–778.

- [15] J. Rosenberg, R. V. Sheno, S. Krishna, and O. Painter, "Design of plasmonic photonic crystal resonant cavities for polarization sensitive infrared photodetectors", *Optics Express*, Vol. 18, No. 4, 2010, pp. 3672–3686.
- [16] Y. Zhang, A. Haddadi, A. Dehzangi, R. Chevallier, and M. Razeghi, "Suppressing Spectral Crosstalk in Dual-Band Long-Wavelength Infrared Photodetectors With Monolithically Integrated Air-Gapped Distributed Bragg Reflectors", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 55, No. 1, 2018, pp. 1–6.
- [17] H. Kang et al., "Near-Infrared SERS Nanoprobes with Plasmonic Au/Ag Hollow-Shell Assemblies for In Vivo Multiplex Detection," *Advanced Functional Materials*, Vol. 23, No. 30, 2013, pp. 3719–3727.
- [18] B. Feng, J. Zhu, B. Lu, F. Liu, L. Zhou, and Y. Chen, "Achieving infrared detection by All-Si plasmonic hot-electron detectors with high detectivity", *ACS Nano*, Vol. 13, No. 7, 2019, pp. 8433–8441.
- [19] M. Bashirpour, J. Poursafar, M. Kolahe Douz, M. Hajari, M. Forouzmehr, M. Neshat, H. Hajihoseini, M. Fathipour, Z. Kolahe Douz, and G. Zhang, "Terahertz radiation enhancement in dipole photoconductive antenna on LT-GaAs using a gold plasmonic nanodisk array", *Optics and Laser Technology*, Vol. 120, 2019, p. 105726.
- [20] N. C. Das, and K. K. Choi, "Gold plasmonic material for enhanced $Hg_{1-x}Cd_xTe$ infrared absorption", *AIP Advances*, Vol. 9, No. 10, 2019, p. 105021.
- [21] M. Bashirpour, S. Ghorbani, M. Kolahe Douz, M. Neshat, M. Masnadi-Shirazi, and H. Aghababa, "Significant performance improvement of a terahertz photoconductive antenna using a hybrid structure", *RSC Advances*, Vol. 7, No. 83, 2017, pp. 53010–53017.
- [22] J. Poursafar, M. Bashirpour, M. Kolahe Douz, A. V. Takaloo, M. Masnadi-Shirazi, and E. Asl-Soleimani, "Ultrathin solar cells with Ag meta-material nanostructure for light absorption enhancement", *Solar Energy*, Vol. 166, 2018, pp. 98–102.
- [23] K. Zhou, Q. Cheng, L. Lu, B. Li, J. Song, and Z. Luo, "Dual-band tunable narrowband near-infrared light trapping control based on a hybrid grating-based Fabry–Perot structure", *Optics Express*, Vol. 28, No. 2, 2020, pp. 1647–1656.
- [24] R. Stanley, "Plasmonics in the mid-infrared", *Nature Photonics*, Vol. 6, No. 7, 2012, pp. 409–411.
- [25] S. Adachi, "Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $Al_xGa_{1-x}As$, and $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ ", *Journal of Applied Physics*, Vol. 66, No. 12, 1989, pp. 6030–6040.
- [26] S. A. Maier, *Plasmonics - Fundamentals, and Applications*. Springer, 2007.
- [27] P. Karpinski, and A. Miniewicz, "Surface Plasmon Polariton Excitation in Metallic Layer Via Surface Relief Gratings in Photoactive Polymer Studied by the Finite-Difference Time-Domain Method", *Plasmonics*, Vol. 6, No. 3, 2011, pp. 541–546.