

علمی - پژوهشی

تابش لیزری طول موج کوتاه با استفاده از نانوساختار هسته/پوسته نقره/سیلیسیم

فرزانه امینی^۱، مسعود محبی^{۲*}

۱- کارشناسی ارشد، ۲- استادیار، دانشگاه ولی عصر (عج) رفسنجان

(دریافت: ۹۸/۱۰/۱۸، پذیرش: ۹۸/۱۲/۰۷)

چکیده

در این پژوهش، به‌طور عددی گسیل فوتوالکترون‌ها در گازهای هیدروژنی با استفاده از میدان‌های نزدیک پراکنده شده، بررسی می‌شود. میدان‌های نزدیک توسط نانوکره فلزی تک لایه و هم‌چنین نانوکره فلزی هسته/پوسته‌ای که تحت تابش میدان تخت قطبیده قرار دارند ایجاد می‌شوند. محاسبات این میدان‌ها به‌صورت تحلیلی با استفاده از تئوری مای که سال‌های بسیاری یک ابزار قدرتمند برای فهم پراکندگی تابش الکترومغناطیسی بوده است انجام می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که حضور یک‌لایه پوششی عایق سیلیسیم دور نانو کره فلزی و ایجاد نانوساختار هسته/پوسته، نه تنها می‌توان بر مشکل محدود بودن شدت باریکه لیزری فرودی قابل تحمل غلبه کرد بلکه باعث تقویت بیشتر میدان لیزری نسبت به تک کره فلزی می‌شود. وابستگی فضایی میدان‌های نزدیک و هم‌چنین تقویت میدان‌های نزدیک در اطراف قطب‌های سطح نانوکره، پتانسیل زیادی برای تولید فوتون‌های طول‌موج کوتاه به‌وسیله تابش مستقیم نوسانگرهای لیزری فمتوثانیه‌ای متداول را فراهم می‌کند. طیف‌های هماهنگ تحت تأثیر طول‌موج باریکه فرودی، شعاع ذرات، ضخامت پوسته و فاصله بین اتم هیدروژن و نانوذره می‌باشد. چنین منابع لیزری می‌تواند برای مشاهدات زمان-واقعی و کنترل در محدوده زمانی متناظر با دینامیک الکترونی، عکس‌برداری و طیف‌سنجی فوق‌سریع به‌کار می‌رود.

کلیدواژه‌ها: هماهنگ مرتبه بالا، پلاسمونیک، نانوکره، میدان-نزدیک، هسته/پوسته

۱. مقدمه

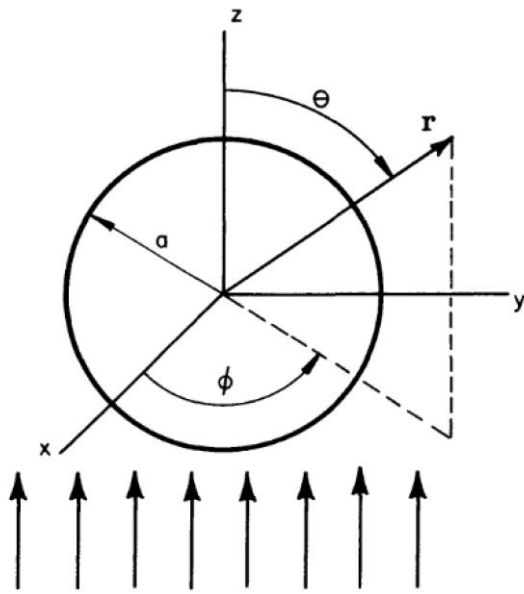
عکس‌برداری فوق‌سریع و ردیابی الکترون‌ها دارد [۱۱-۶]. به‌عبارت‌دیگر فیلم‌های سه‌بعدی مولکولی با تفکیک فضایی زیر آنگستروم و تفکیک زمانی زیر فمتوثانیه با این پالس‌های منتهجه امکان‌پذیر شده است. بنابراین، فناوری آتوثانیه‌ای طیف‌سنجی فوق‌سریع، کنترل همدوسی از میدان لیزری قوی از محدوده کم چرخه تا زیر چرخه نور با تفکیک زمانی فوق‌العاده بالا فراهم می‌سازد [۱۴-۱۲]. مکانیسم تولید هماهنگ مرتبه بالا را می‌توان با یک مدل ساده سه مرحله‌ای نیمه کلاسیک، توصیف کرد [۱۵]. مرحله اول، یونیزاسیون جزئی تونلی الکترون، مرحله دوم، شتاب‌گیری و افزایش انرژی جنبشی الکترون آزاد شده در حضور میدان لیزری و مرحله سوم، بازترکیب این الکترون با یون هسته و رفتن به حالت پایه اتم که همراه با گسیل انرژی زیادی به‌صورت فوتون‌های پرنرژی یا همان هماهنگ‌های مرتبه بالا می‌باشد. کیم و همکاران [۱۶] توانستند تولید هماهنگ مرتبه بالا را توسط میدان محلی القاشده توسط پلاسمون سطحی درون یک نانوساختار فلزی (مشتمل بر عناصر پایبونی شکل که بر روی یک لایه‌اقوت کبود مستقر بودند) تولید کنند. در آزمایش آن‌ها یک پالس لیزری با شدت کم به نانوساختار پایبونی شکلی که تحت تزریق گاز زنون بود متمرکز شد. در نتیجه به تولید تابش همدوس در ناحیه XUV با طول‌موج‌هایی با مضاربی از طول‌موج

تاکنون طیف‌سنجی با وضوح بالا با استفاده از لیزرها در محدوده اپتیکی برای اتم‌ها و یون‌های تک بار امکان‌پذیر بوده است [۲-۱]. با این حال، طیف‌سنجی یون‌های سنگین و پر بار مستلزم نور در محدوده ماورای بنفش دور و اشعه ایکس نرم [۳] می‌باشد. هنگامی که اتم‌ها یا مولکول‌ها در معرض یک تابش لیزری شدید و کوتاه، قرار می‌گیرند پدیده‌های غیرخطی به‌عنوان یک نتیجه از تعامل ماده با میدان لیزری قوی به وجود می‌آید، که در میان آن‌ها تولید هماهنگ مرتبه-بالا (HHG) [۵-۴] به‌علت کیفیت باریکه و همدوس فضایی و زمانی بالا در طول‌موج کوتاه (نسبت به لیزر محرک اولیه)، از محدوده طیفی فرابنفش تا ماورای بنفش دور و اشعه ایکس نرم، علاقه قابل توجهی را به خود جلب کرده است. هم‌چنین از کاربردهای چنین لیزرهایی که دارای فوتون‌های پرنرژی از ۱۰ تا ۱۰۰۰ الکترون ولت می‌باشد می‌توان در علوم زیستی، فناوری لیتوگرافی و هم‌چنین تولید پالس‌های آتوثانیه نام برد که مورد آخری کاربرد زیادی در

* رایانامه نویسنده پاسخگو: m.mohebbi@vru.ac.ir

محاسبات و تحلیل انجام شده توسط [۲۳، ۲۴]، وقتی شدت‌های کم باریکه فرودی $10^{13} W/cm^2$ در اثر تقویت‌کنندگی ناشی از اثر تشدید پلاسمونی به مقادیر $10^{14} W/cm^2$ (و بالاتر از این مقدار) بر روی سطح نانوساختار می‌رسند، به‌علت ایجاد آثار گرمایی بر روی فلز، ساختار فلزی نانوساختار فرو می‌ریزد و در نتیجه خاصیت تقویت‌کنندگی و گسیل‌کنندگی هماهنگ مرتبه بالا نیز از بین می‌رود. بنابراین، با قرار دادن یک لایه عایق شناخته‌شده‌ی سیلیسیم بر روی نانوکره فلزی می‌توان بر مشکل محدود بودن شدت قابل تحمل غلبه کرد به‌طوری‌که شدت قابل تحمل بر روی ساختار تا مقادیر $10^{15} W/cm^2$ افزایش یابد. بنابراین، امکان استفاده از شدت فرودی $10^{14} W/cm^2$ در این پژوهش و در نتیجه تولید هماهنگ‌های مرتبه بالاتر، حتی تا مرتبه ۵۰۰ فراهم شد. لازم به ذکر است که اگر نانوساختار هسته/پوسته را تحت شدت‌های کم باریکه فرودی $10^{13} W/cm^2$ قرار گیرد می‌تواند هماهنگ‌هایی تا مرتبه ۱۶۰ را نیز گسیل کند. همه این دستاوردها در نتیجه انتخاب درست برای جنس هسته‌ی فلزی (به‌علت رسانایی بالای نقره) ضخامت فلز نقره (با توجه به محل طول موجی تشدید) و ضخامت پوسته (با توجه به تقویت بیشتر) و هم‌چنین در نظر گرفتن فاصله اتم هیدروژن از سطح نانوکره است که در پژوهش‌های قبلی [۲۱-۱۹] مد نظر قرار نگرفته بود. هم‌چنین در پژوهشی دیگر، تولید هماهنگ مرتبه دوم در نانوساختار هسته/پوسته، طلا/سیلیسیم با شعاع طلای ۵۳ nm و شعاع پوسته ۷۳ nm بررسی شده است. بیشترین مقدار میدان الکتریکی در طول موج ۸۰۰ nm نانومتر به ۷ برابر رسید [۲۵]. به‌طور مشابه، در پژوهشی دیگر سطح مقطع پراکندگی و جذب در نانوساختار هسته/پوسته نقره/سیلیسیم با شعاع هسته ۱۰ nm و شعاع پوسته ۲۳۰ nm در طول موج ۱۶۸۵ nm بررسی شده است [۲۶]. بنابراین، با قرار دادن یک پوسته اطراف یک هسته فلزی، (علاوه بر انتخاب شعاع کره فلزی) می‌توان دو ویژگی مقدار تقویت میدان و محل طول موجی تشدید تقویت را طوری کنترل کرد که در طول موج فرودی ۸۰۰ nm (طول موج مرکزی گسیل شده توسط لیزر تیتانیوم سفایر) ۴۰۰ nm (هماهنگ دوم لیزر تیتانیوم سفایر) و ۱۰۶۴ nm (طول موج مرکزی گسیل شده توسط لیزر Nd:Yag) بیشینه‌ی تقویت میدان رخ دهد. این هدف در این پژوهش دنبال شد. از طرف دیگر در این دو پژوهش [۲۵، ۲۶] به بررسی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا با استفاده از نانوساختار هسته/پوسته پرداخته نشده است. بنابراین، به‌طور خلاصه در این پژوهش به بررسی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا با استفاده از نانوساختار کره‌ی هسته/پوسته نقره/سیلیسیم (به‌علت تحمل میدان‌های قوی

پایه (۸۰۰ nm) با مرتبه ۷ تا مرتبه ۱۷ رسیدند. در این روش نیازی به کاواک یا پمپ لیزری برای تقویت شدت پالس در حد آستانه نمی‌باشد. به‌عبارت‌دیگر، با بهره‌برداری از تشدید پلاسمون سطحی در نانو ساختار، می‌توان شدت آستانه لیزر برای تولید هماهنگ مرتبه بالا در گازهای نجیب را فراهم کرد. بعد از این ایده پیشرو، استفاده از نانوساختارهای مختلف خط مقدم پژوهش‌های سال‌های اخیر بوده است [۱۷] و مراجع موجود در آن، ویژگی که در سال‌های اخیر در انتخاب نانوساختار تأکید شده بود تقویت حداکثری بوده است. یعنی حداکثری تقویت می‌تواند توسط چگالی بار سطحی بسیار زیادی که می‌تواند در نانو ذرات با سطوح با انحنا زیاد مثل بیضی‌گون‌ها و یا مثلث‌ها فراهم شود یافت شود فراهم شود [۱۶ و ۱۸]. ولی چگالی بار برای نانوساختار با سطوح کره‌ی کاهش می‌یابد. به‌عنوان نتیجه، حجم ناحیه‌ی با تقویت زیاد در فضای اطراف نقاط با انحنا زیاد (تیز) در قیاس با نقاط با انحنا کم (کره) کوچک است. بنابراین، تعداد اتم‌هایی که می‌تواند در ناحیه‌ی با تقویت زیاد در فضای اطراف نانوساختار کره‌ی شکل قرار بگیرد و تحت تأثیر میدان قوی به گسیل هماهنگ مرتبه بالا بپردازد زیاد است. در نتیجه شدت باریکه هماهنگ ایجاد شده توسط نانوساختار کره‌ی در قیاس با نانوساختار با انحنا کم خیلی بیشتر است. هم‌چنین، علاوه بر تقویت میدان در سطح نانوساختار و نواحی نزدیک به سطح نانوساختار، وابستگی شدید میدان تقویت‌شده‌ی به فاصله از سطح نانوساختار (یعنی ناهمگنی فضایی میدان تقویت‌شده) [۱۷]، باعث می‌شود که کنترل بیشتری بر روی مسیرهای الکترونی که در تولید هماهنگ مرتبه بالا نقش دارند داشت. بنابراین، یکی از گزینه‌های مناسب برای کاهش شدت آستانه پالس لیزر فرودی استفاده از نانوکره فلزی می‌باشد که در ادامه این رویکرد در این پژوهش انتخاب می‌شود. لازم به ذکر است که، سابمن [۱۹] با استفاده از روش تجربی، بر پایه روش عکس‌برداری آنتونائیه‌ای، توانست میدان محلی تقویت‌شده‌ی اطراف یک نانوذره کره‌ی طلای ۱۰۰ nm نانومتر را اندازه‌گیری کند. سیاپینا و همکاران [۲۰] به بررسی تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا با استفاده از اتم‌های آرگون که اطراف نانوذره طلا مستقر بودند و هم‌چنین تحت تابش میدان با شدت $10^{13} W/cm^2$ بودند پرداختند. بیشترین مرتبه هماهنگی که تولید کردند بین ۱۰ تا ۴۰ بود. شاران و همکاران [۲۱] نیز در کاری مشابه، به جنبه‌ی نظری همین مساله پرداختند. بیشترین مرتبه هماهنگی که تولید کردند بین ۱۰ تا ۸۰ بود. ژربسو و همکارانش [۲۲] با تاباندن میدان با شدت $10^{12} W/cm^2$ بر روی نانو کره SiO_2 موفق به تولید هماهنگ‌های مرتبه بالا با مرتبه فرکانس قطع ۴۵ شدند. در این پژوهش‌های انجام شده توجه به چند نکته الزامی است. از آنجایی که طبق آزمایش کیم و همکاران [۱۶] و با توجه به



شکل (۱): شماتیکی از نانو ذرات کروی شکل تحت تابش یک موج تخت دستگاه مختصات کروی در مرکز کره با شعاع a قرار دارد.

ذره کروی تحت تابش یک موج تخت با دامنه E_0 و قطبش خطی در راستای محور x که دارای انتشاری در راستای محور z است، قرار می‌گیرد. بنابراین، اگر برای محیطی همگن، همسانگرد و غیرمغناطیسی معادلات موج ماکسول نوشته شود، در نهایت بردارهای هماهنگ M_{o1n} و N_{e1n} به‌عنوان جوابی ویژه مقدراری برای معادلات موج که همه ویژگی‌های میدان‌های الکترومغناطیسی به همراه ویژگی اضافی عدم واگرایی را دارند استخراج می‌شوند. زیرنویس e و o اشاره به زوج و فرد بودن توابع مربوط به بردارهای هماهنگ دارد. در نتیجه هر حلی برای معادلات میدان می‌تواند بر اساس سری مبتنی بر بردارهای هماهنگ بسط داده شود. به عبارت ساده‌تر، پایه‌های فضای مورد نظر در دستگاه مختصات قطبی-کروی توسط M_{o1n} و N_{e1n} ساخته می‌شوند که به‌صورت [۴۲]:

$$\begin{aligned}
 M_{o1n} &= \frac{1}{\sin \theta} \cos(\phi) p_n^{(1)}(\cos \theta) h_n^{(1)}(\rho) \hat{e}_\theta \\
 &\quad - \sin(\phi) \frac{dp_n^{(1)}(\cos \theta)}{d\theta} h_n^{(1)}(\rho) \hat{e}_\phi \\
 N_{e1n} &= \frac{h_n^{(1)}(\rho)}{\rho} \cos(\phi) n(n+1) p_n^1(\cos \theta) \hat{e}_r \\
 &\quad + \cos(\phi) \frac{dp_n^1(\cos \theta)}{d\theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho h_n^{(1)}(\rho)] \hat{e}_\theta \\
 &\quad + \sin(\phi) \frac{p_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} [\rho h_n^{(1)}(\rho)] \hat{e}_\phi \quad (1)
 \end{aligned}$$

لیزری و داشتن تقویت بهتر پرداخته می‌شود. در پایان این بخش، لازم به ذکر است که فلز نقره به‌علت داشتن رسانایی بالا (در مرجع [۲۷] به‌طور مفصل بحث شده است) و هم‌چنین داشتن پهنای تشدید کوتاه‌تر و در نتیجه تقویت بیشتر در طول‌موج‌های کوتاه‌تر می‌تواند انتخاب خوبی برای هسته فلزی شود. سیلیسیم به‌علت داشتن ضریب شکست بالا و خاصیت عایق بودن بالا، به‌عنوان ماده دی‌الکتریک برای کاربردهای فوتونی بسیاری مورد انتخاب و بررسی قرار گرفته است [۲۸ و ۳۱]. نانوساختارهای هسته/پوسته فلز/دی‌الکتریک/دی‌الکتریک متقارن [۳۲-۳۷]. برای بهبود دادن جهت‌گیری خواص پراکندگی ایجادشده توسط کرکر و همکاران مورد مطالعه قرار گرفته است [۳۸]. علی‌رغم این‌که در فلزات نجیب زمانی که اندازه ذره به چند نانو می‌رسد یک جذب خیلی قوی مشاهده می‌شود که منشأ آن نوسان الکترون‌ها در نوار هدایت از سطح یک ذره به ذره دیگر است نانو ذرات دی‌الکتریک با ضریب شکست بالا باعث افزایش پراکندگی و کاهش طیف جذب می‌شوند. این نانوساختارها می‌توانند در دستگاه‌های برداشت انرژی خورشیدی، متامواد (مواد معدنی) یا حسگرها و نانو آنتن‌های اپتیکی و غیره کاربرد داشته باشند [۳۹-۴۱].

در این پژوهش تلاش شده است که مکانیسم و مبانی تئوری لازم جهت تقویت میدان محلی در نانو ساختار کروی شکل بر پایه تئوری مای (Mie) و کاربرد آن در بهینه کردن تولید هماهنگ مرتبه بالا ارائه شود. لازم به ذکر است از آنجایی که استخراج نتایج مقاله از دو مرحله محاسبه و شبیه‌سازی میدان پراکنده‌شده توسط نانوساختار و محاسبه و شبیه‌سازی تابش گسیل‌شده توسط اتم‌های هیدروژن تشکیل شده است، استفاده از تئوری مای در محاسبات مربوط به مرحله اول هزینه محاسباتی را کاهش و دقت در محاسبه میدان پراکنده را افزایش می‌دهد.

۲. روش تحقیق

۲-۱. محاسبه پراکندگی نانوکره نقره

در سال ۱۹۰۸ میلادی مای نظریه‌ای را در مورد چگونگی پراکندگی توسط ذرات معلق طلا در آب ارائه کرد و در اولین محاسبات خود موفق به تفسیر رنگ ذرات کلوئیدی در آب شد. تا به امروز شاید تنها مسئله در نظریه جذب و پراکندگی، مسئله یک کره با شعاع و ضریب شکست دلخواه است که دارای جواب‌های تحلیلی می‌باشد. در ادامه، این رویکرد طبق مرجع [۴۲] برای محاسبه میدان الکتریکی پراکنده‌شده اطراف نانوکره نقره‌ای، دنبال خواهد شد. مطابق با شکل (۱)، یک کره به شعاع a در محیط خلأ طوری قرار گرفته است که مبدأ دستگاه مختصات قطبی-کروی با مرکز آن انطباق دارد.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{r,\infty} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{f_k \omega_p^2}{\omega_k^2 - \omega^2 + j \omega \Gamma_k} \quad (۵)$$

در اینجا، $\varepsilon_{r,\infty}$ ثابت دی‌الکتریک در فرکانس‌های نامحدود، ω_p فرکانس پلاسما و ω_k ، f_k و Γ_k به ترتیب فرکانس تشدید، ضریب قدرت و فرکانس میرایی برای k نوسان مجزا هستند [۴۳-۴۵].

هنگامی که یک نانوذره فلزی با تابش موج فرودی برانگیخته می‌شود، الکترون‌های آزادش، هم فرکانس با موج فرودی نوسان می‌کنند، منجر به تشکیل پلاسمون سطحی محلی^۱ (LSP) می‌شود. این نوسانات منسجم پلاسمای الکترونی به ویژگی‌های اپتیکی نانوذره همچون شکل، اندازه و فرکانس نور فرودی بستگی دارد [۴۶]. برای فرکانس‌های خاص، حداکثر انرژی نور تابشی به الکترون‌های آزاد منتقل می‌شود به طوری که آن‌ها با حداکثر دامنه نوسانشان، موجب افزایش تشدید در طیف پراکندگی می‌شوند. به طور کلی نانو ذرات فلزی پاسخ خوبی (مناسبی) در محدوده طیفی فرابنفش و مرئی در معرض نمایش قرار می‌دهند [۴۷] و [۴۸].

۲-۲. محاسبه پراکندگی هسته/پوسته نقره/سیلیسیم

در این بخش به مدل تعمیم‌یافته مای برای وضعیتی که یک لایه عایق بر روی نانوکره فلزی حضور دارد می‌پردازیم. مطابق با شکل (۲) یک ساختار هسته/پوسته همگن، همسانگرد و غیرمغناطیسی معرفی می‌شود که مشابه قسمت قبل تحت تابش یک موج تخت قرار می‌گیرد. تابع دی‌الکتریک ε_1 ، ε_2 و ε_3 به ترتیب، برای هسته داخلی (به شعاع $r_1 = a$) و پوسته بیرونی (به شعاع $r_2 = b$) و محیط بیرونی معرفی می‌شود.

با استفاده از تئوری کلاسیکی مای، میدان پراکنده شده برای یک کره هسته/پوسته، می‌تواند بر اساس رابطه (۲) محاسبه شود با این تفاوت که دارای ضرایب جدید پراکندگی a_n و b_n به صورت:

$$a_n = \frac{(\tilde{D}_n / m_2 + n / y) \psi_n(y) - \psi_{n-1}(y)}{(\tilde{D}_n / m_2 + n / y) \xi_n(y) - \xi_{n-1}(y)}$$

$$b_n = \frac{(\tilde{G}_n m_2 + n / y) \psi_n(y) - \psi_{n-1}(y)}{(\tilde{G}_n m_2 + n / y) \xi_n(y) - \xi_{n-1}(y)} \quad (۶)$$

بیان می‌شوند. \hat{e}_θ ، \hat{e}_r و \hat{e}_ϕ بردارهای یکه در مختصات قطبی-کروی هستند. پس در اینجا M_{oln} مؤلفه شعاعی ندارد.

$\rho = k_0 r$ پارامتر بدون بعد است که در آن، $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ عدد موج و r شعاع از سطح نانوکره به محیط اطراف است. تابع لژاندر وابسته نوع یک با درجه n و مرتبه یک است $p_n^1(\cos(\theta))$. $(n=1,2,\dots)$ $h_n^{(1)}(\rho) = j_n(\rho) + iy_n(\rho)$ تابع بسل کروی نوع سوم (هنگل نوع اول) است که به ترکیب خطی از توابع $j_n(\rho)$ بسل کروی مرتبه اول و $y_n(\rho)$ بسل کروی مرتبه دوم اشاره دارد.

به عنوان نتیجه، میدان پراکنده شده در اطراف نانوکره به صورت بسط بر حسب بردارهای هماهنگ [۴۲]:

$$E_s(\theta, \varphi, r) = \sum_{n=1}^{n_{\max}} E_n (ia_n N_{eln} - b_n M_{oln}) \quad (۲)$$

بیان می‌شود که شروع سری، از ۱ تا $n_{\max} = x + 4x^{(1/3)} + 2$ است. x پارامتر اندازه نانوکره است که به صورت $x = k_0 a$ بیان می‌شود. $E_n = E_0 i^n \frac{(2n+1)}{n(n+1)}$ و E_0 دامنه میدان فرودی است.

ضرایب پراکندگی مای a_n و b_n برای تک کره همگن، همسانگرد و غیر مغناطیسی به صورت [۴۲]:

$$a_n = \frac{m^2 j_n(mx) [xj_n(x)]' - j_n(x) [mxj_n(mx)]'}{m^2 j_n^{(1)}(mx) [xh_n^{(1)}(x)]' - h_n^{(1)}(x) [mxj_n(mx)]'}$$

$$b_n = \frac{j_n(mx) [xj_n(x)]' - j_n(x) [mxj_n(mx)]'}{j_n(mx) [xh_n^{(1)}(x)]' - h_n^{(1)}(x) [mxj_n(mx)]'} \quad (۳)$$

بیان می‌شوند. $m = \frac{m_1}{m_2}$ ضریب شکست نسبی است که

$m = \frac{m_1}{m_2}$ که در آن، m_1 ضریب شکست نانو کره و m_2 ضریب

شکست محیط اطراف نانو کره می‌باشد. در این پژوهش نانو کره در محیط خلأ قرار گرفته ($m_2 = 1$) است. مشتق مرتبه اول توابع بسل کروی توسط روابط:

$$[xj_n(x)]' = xj_{n-1}(x) - nj_n(x) \quad (۴)$$

$$[xh_n^{(1)}(x)]' = xh_{n-1}^{(1)}(x) - nh_n^{(1)}(x)$$

قابل محاسبه هستند.

برای نانوساختارهای فلزی، ضریب شکست مختلط وابسته به فرکانس فلزات توسط مدل درود-لورنتس با استفاده از تابع دی‌الکتریک مطابق رابطه (۵) به دست می‌آید:

با عبارتهای درواقع انتخاب مناسب برای پارامتر اندازه توسط عبارت رابطه (۱۱) تعریف می‌شود:

$$N_{stop} = \text{round}(2 + y + 4y^{\frac{1}{3}}) \quad (0.02 < y < 8) \quad (11)$$

۲-۳. تولید هماهنگ مرتبه بالا

با استفاده از حل عددی بر مبنای روش تفاضل محدود و طیفی [۴۹]، معادله وابسته به زمان شرودینگر در یک بعد (در واحد اتمی) [۱۷]:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V_c + V_{int} \right] \psi \quad (12)$$

می‌توان برهم‌کنش بین اتم هیدروژن و میدان پراکنده‌شده ناشی از نانو کره فلزی را مورد بررسی قرار داد. در این معادله x بردار مکان الکترون نسبت به مکان هسته، $V_c = \frac{-0.775}{\sqrt{1+x^2}}$ پتانسیل کولنی نرم برای اتم هیدروژن [۴۶] و $V_{int} = -x E(x, t)$ پتانسیل برهم‌کنش بین $E(x, t)$ میدان الکتریکی (پراکنده‌شده توسط نانوساختار فلزی در راستای بردار x) با دوقطبی القاشده اتمی است. میدان الکتریکی که الکترون اتم هیدروژن دریافت می‌کند با رابطه:

$$E(x, t) = E(t) \gamma(x) \quad (13)$$

بیان می‌شود. نیم‌رخ زمانی میدان لیزری با قطبش خطی در راستای بردار x توسط رابطه

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) \quad (14)$$

بیان می‌شود. $\gamma(x) = 1 + \frac{E_s}{E_0}$ ناهمگنی فضایی میدان ناشی از حضور نانوساختار است به طوری که $E_s(x, t)$ به صورت:

$$E_s(x, t) = E_s(\theta = \pi/2, \varphi = 0, \rho) \cos(\omega t). \quad (15)$$

تعریف می‌شود. در این رابطه $E_s(\theta = \pi/2, \varphi = 0, \rho)$ میدان محاسبه‌شده در رابطه (۲) در امتداد محور قطبش و گذرنده از مرکز نانوکره است. نسبت

$$g(\theta, \varphi, \rho) = \frac{E_s(\theta, \varphi, \rho)}{E_0} \quad (16)$$

یعنی نسبت میدان پراکنده‌شده به دامنه میدان فرودی (میدان پراکنده‌شده بهنجار)، به‌عنوان ضریب تقویت (در صورت بزرگ‌تر بودن از واحد) تعریف می‌شود. زمانی که تابع موج وابسته به زمان $\psi(x, t)$ با استفاده از حل عددی معادله (۱۲) به‌دست آمد چشم‌داشتی دوقطبی الکتریکی قابل محاسبه می‌باشد. بستگی شدت هماهنگ به فرکانس با استفاده از تبدیل فوریه:

$$I(\omega) = \left| \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \langle \ddot{d} \rangle e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (17)$$

با عبارتهای

$$\begin{aligned} \tilde{D}_n &= \frac{D_n(m_2 y) - A_n \chi'_n(m_2 y) / \psi_n(m_2 y)}{1 - A_n \chi_n(m_2 y) / \psi_n(m_2 y)} \\ \tilde{G}_n &= \frac{D_n(m_2 y) - B_n \chi'_n(m_2 y) / \psi_n(m_2 y)}{1 - B_n \chi_n(m_2 y) / \psi_n(m_2 y)} \\ A_n &= \psi_n(m_2 x) \frac{m D_n(m_1 x) - D_n(m_2 x)}{m D_n(m_1 x) \chi_n(m_2 x) - \chi'_n(m_2 x)} \\ B_n &= \psi_n(m_2 x) \frac{D_n(m_1 x) / m - D_n(m_2 x)}{D_n(m_1 x) \chi_n(m_2 x) / m - \chi'_n(m_2 x)} \quad (7) \end{aligned}$$

خواهند بود که با استفاده از یک الگوریتم عددی کارآمد بر پایه روابط بازگشتی بیان می‌شوند [۱۴ و ۴۲].

در معادلات فوق، متغیر $y = k_0 b$ پارامتر اندازه پوسته و $x = k_0 a$ پارامتر اندازه هسته هستند. $m = \frac{m_2}{m_1}$ ضریب شکست است که m_2 ضریب شکست پوسته و m_1 ضریب شکست هسته است.

در معادلات ضرایب پراکندگی ψ_n, χ_n و ξ_n توابع بسط ریکاتی هستند:

$$\begin{aligned} \psi_n(z) &= z j_n(z) \\ \chi_n(z) &= -z y_n(z) \\ \xi_n(z) &= \psi_n(z) + i \chi_n(z) \quad (8) \end{aligned}$$

که در آن، $z = mx$ است.

این الگوریتم می‌تواند از مشکلات عددی جلوگیری کند به طوری که یک حل صحیح را می‌تواند به شرح مختصر زیر ارائه دهد. به عبارت دقیق‌تر برای محاسبه مشتق توابع بسط $\psi'_n(mx)$ در ضرایب پراکندگی از روش مشتق توابع لگاریتمی استفاده می‌شود. یعنی، مشتق لگاریتمی D_n بر حسب Y_n به صورت

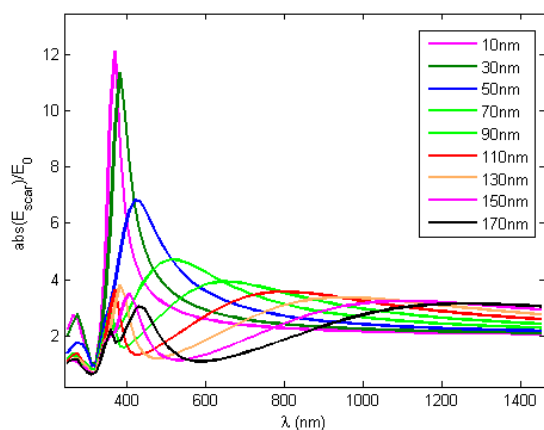
$$D_n = \frac{\psi'_n(m_2 x)}{\psi_n(m_2 x)} = \frac{[mx j'_n(mx)]'}{mx j_n(mx)} \quad (9)$$

بیان می‌شود که توسط روابط بازگشتی رو به پایین با مقدار اولیه $D_0^{(1)}(z) = 0 + i0$ می‌تواند دقیقاً محاسبه شود:

$$D_{n-1}(z) = \frac{n}{z} - \frac{1}{D_n(z) + \frac{n}{z}} \quad (n = N_{max}, \dots, 1) \quad (10)$$

عبارت شمارشی N_{max} ، یک تابعی از پارامتر اندازه است، به طوری که به صورت $N_{max} = \text{round}(\max(N_{stop}, |m_1 y|, |m_2 y|) + 16)$ انتخاب می‌شود.

سپس به بررسی نتایج حاصل از تئوری پراکندگی مای برای نانوکره نقره با شعاع‌های مختلف، در شکل (۴)، پرداخته می‌شود. مشابه با شکل قبل، بیشترین اندازه ضریب تقویت g در سطح کره و در امتداد محور x مربوط به نانوکره نقره با شعاع‌های مختلف از ۱۰ تا ۱۷۰ nm بر حسب طول موج فرودی رسم شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود بیشترین تقویت میدان، مربوط به نانوکره‌ای به شعاع ۱۰ nm با طول موج تشدید ۳۶۷ nm می‌باشد که افزایش ۱۲/۵ برابری را روی سطح نانوکره نشان می‌دهد. ساز و کار تشدید را می‌توان به شرح زیر مرور کرد. فصل مشترک میان ماده‌ای با ثابت دی‌الکتریک مثبت و ماده‌ای با ثابت دی‌الکتریک منفی مثل فلزات می‌تواند باعث انتشار امواج الکترومغناطیسی ویژه با نام مدهای پلاسمون سطحی شود. در واقع پلاسمون سطحی ناشی از نوسان‌های جمعی الکترون‌ها در فصل مشترک فلز/دی‌الکتریک رخ می‌دهد. بر اساس نظریه مای، ویژه مدهای مختلف ذرات کروی، دوقطبی یا چندقطبی هستند و قدرت برانگیختگی آن‌ها به وسیله بسط میدان الکترومغناطیسی برانگیخته کننده بر حسب توابع برداری هماهنگ کروی مشخص می‌شود. وجود قله‌های مختلف در طیف پراکندگی ذرات نشانگر فعال بودن چندقطبی‌های الکتریکی است. در طول موج تشدید، حداکثر جذب انرژی موج فرودی به الکترون‌های آزاد مستقر در سطح کره (به ضخامت عمق پوسته) منتقل می‌شود به طوری که آن‌ها نیز در یک توزیع بار ویژه، چندقطبی الکتریکی، با حداکثر دامنه تشدید در طیف جذب و پراکنده شده خود را در طول موج‌های معینی نشان می‌دهند. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود با افزایش شعاع نانوکره از ۱۰ به ۱۷۰ nm، علاوه بر دوقطبی الکتریکی، چهار قطبی الکتریکی نیز فعال می‌شود. در هر دو حالت دوقطبی و چهار قطبی الکتریکی تقویت میدان الکتریکی پیرامون نانوساختار فلزی ناشی از تشدید پلاسمون سطحی مشاهده می‌شود.



شکل (۴): نسبت اندازه میدان الکتریکی پراکنده شده به میدان فرودی (در سطح کره و در امتداد محور قطبش) بر حسب طول موج برای نانوکره نقره به شعاع‌های مختلف.

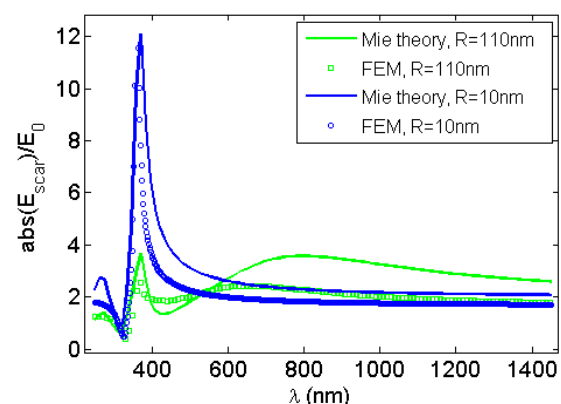
بیان می‌شود که در آن،

$$\langle d(t) \rangle = \langle \psi(x,t) \left| \frac{d(V_c + V_{int})}{dx} \right| \psi(x,t) \rangle \quad (18)$$

شتاب دوقطبی الکتریکی نوسانی [۵۱] می‌باشد.

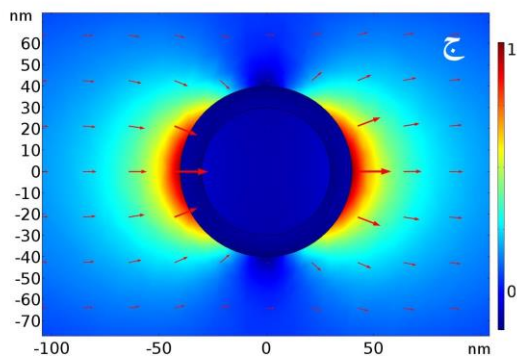
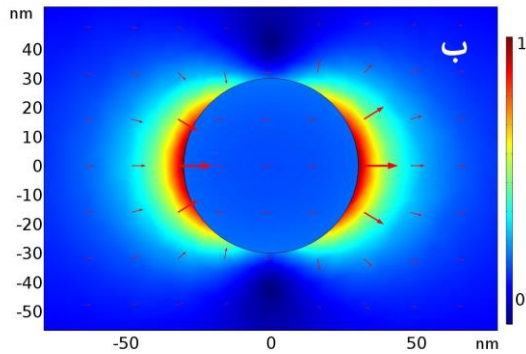
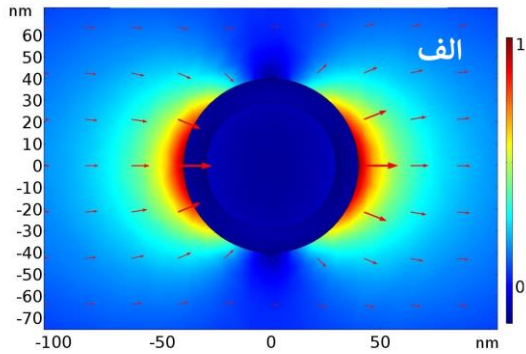
۳. نتایج و بحث

برای محاسبه میدان در اطراف نانوکره فلزی منفرد و یا هسته/پوسته با استفاده از رابطه (۲) باید ابتدا در گام اول ضرایب پراکندگی مای a_n و b_n را که به ترتیب در روابط (۳) و (۶) بیان شده‌اند محاسبه کرد. سپس در گام دوم بردارهای هماهنگ $M_{oln}^{(3)}$ و $N_{eln}^{(3)}$ که در روابط (۱) بیان شده‌اند را محاسبه کرد. ابتدا با استفاده از رابطه (۲)، به بررسی نتایج حاصل از تئوری پراکندگی مای برای نانوکره نقره با شعاع‌های ۱۰ و ۱۱۰ nm، و مقایسه آن با روش عددی المان محدود (با استفاده از برنامه کامسول) پرداخته می‌شود. فرض می‌شود نانوکره در محیط هوا، تحت تابش یک موج تخت که راستای انتشار آن در راستای محور Z و قطبش آن در راستای محور X می‌باشد قرار گرفته است. مطابق با شکل (۳)، اندازه ضریب تقویت g (رابطه (۱۶)) در سطح کره و در امتداد محور X (یعنی $|g(\theta = \pi/2, \varphi = 0, \rho = a)|$) بر حسب طول موج میدان فرودی با استفاده از تئوری مای (منحنی پیوسته) و روش عددی (منحنی گسسته) رسم شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود انطباق قابل قبولی بین دو روش مشاهده می‌شود. لازم به ذکر است که روش مای را می‌توان دقیق‌تر از روش عددی دانست زیرا در روش عددی برای نمایش موج تخت با محدودیت جدی در ابعاد صفحه موجی مواجه هستیم. هم‌چنین روش مای جواب آماده و تحلیلی رو بدون هیچ‌گونه محاسبات سنگین عددی از معادلات ماکسول را فراهم می‌کند.



شکل (۳): نسبت اندازه میدان الکتریکی پراکنده شده به میدان فرودی (در سطح کره و در امتداد محور قطبش) بر حسب طول موج برای نانوکره نقره با شعاع‌های ۱۰ (رنگ آبی) و ۱۱۰ nm (رنگ سبز) که با استفاده از روش‌های مبتنی بر مدل مای (منحنی پیوسته) و عددی المان محدود (مربع و دایره‌های توخالی) محاسبه شده‌اند.

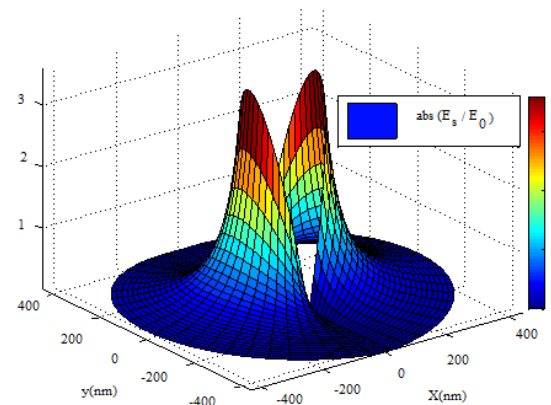
به ترتیب برابر با 30 nm و 40 nm نیز در طول موج تشدید 400 nm رسم شده است. با مشاهده شکل‌ها می‌توان به این نتیجه رسید که یک دوقطبی الکتریکی نقش پراکننده نور را برای هر سه حالت هسته/پوسته، فقط هسته و فقط پوسته دارد.



شکل (۵): توزیع نسبت اندازه میدان پراکنده شده به میدان فرودی (در سطح کره و در امتداد محور قطبش) در صفحه $z = 0$ (صفحه‌ای که از مرکز کره می‌گذرد) به همراه خطوط میدان برای نانو کره الف) هسته/پوسته نقره/سیلیسیم به شعاع هسته 30 nm و ضخامت پوسته 10 nm ، ب) نقره به شعاع 30 nm و پوسته کروی شکل از جنس سیلیسیم با شعاع داخلی و خارجی به ترتیب برابر با 30 nm و 40 nm در طول موج 400 nm .

با کاهش ضخامت پوسته میدان می‌توان از کاهش چشمگیر تقویت ممانعت کرد. در شکل (۷)، توزیع اندازه میدان پراکنده شده به هنجار بر روی خطی که از مرکز نانوکره هسته/پوسته نقره/سیلیسیم در امتداد محور قطبش (X) می‌گذرد

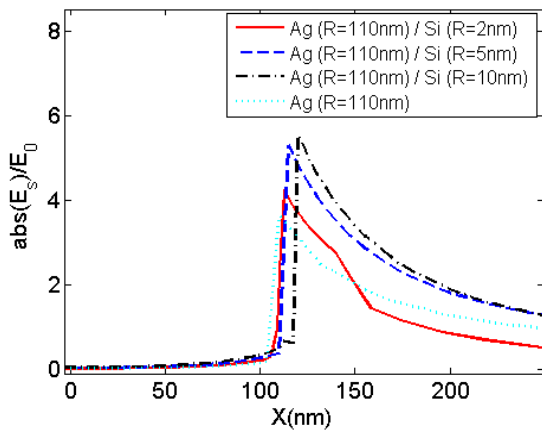
اما آنچه برای ما مهم است تقویت میدان پراکنده شده بهنجار نقره در طول موج 800 nm و طول موج 400 nm و طول موج 1064 nm است. بنابراین، مطابق با شکل (۴)، همان‌طور که مشاهده می‌شود نانوکره نقره در طول موج 400 nm به ازای شعاع 30 nm در طول موج 800 nm به ازای شعاع 110 nm و طول موج 1064 nm به ازای شعاع 150 nm به ترتیب دارای تقویت $1/2$ ، $3/3$ و $3/6$ برابری است. برای داشتن تصویری از توزیع سه بعدی تقویت میدان الکتریکی در اطراف نانوکره، به عنوان مثال، ضریب تقویت g برای نانوکره نقره به شعاع 110 nm در صفحه $z = 0$ (صفحه‌ای که از مرکز کره می‌گذرد) در شکل (۵) رسم شده است (یعنی $|g(\theta = \pi/2, \varphi, \rho)| = |g(x, y)|$). همان‌طور که مشاهده می‌شود افزایش $3/6$ برابری تقویت میدان مطابق با ستون رنگی در قطب‌های کره اتفاق می‌افتد. از این میدان ناهمگن افزایش یافته می‌توان برای تولید مناسب هماهنگ مرتبه بالا استفاده کرد.



شکل (۵): توزیع نسبت اندازه میدان الکتریکی پراکنده شده به میدان فرودی (در سطح کره و در امتداد محور قطبش) در صفحه $z = 0$ (صفحه‌ای که از مرکز کره می‌گذرد) برای نانو کره نقره به شعاع 110 nm و طول موج 800 nm

همان‌طور که در قسمت مقدمه توضیح داده شد در شدت‌های بالای 10^{14} W/cm^2 ، کره فلزی می‌تواند به علت آثار حرارتی شروع به ذوب و تغییر شکل دهد بنابراین، بر غلبه بر این مشکل می‌توان با استفاده از روش‌های لایه نشانی لایه عایق سیلیسیم را بر روی سطح کره قرار داد. با افزودن یک پوسته کروی سیلیسیم به ضخامت 10 nm به هسته نانوکره نقره با شعاع 30 nm بررسی مقدار پراکنده شده بهنجار در اطراف نانوکره هسته/پوسته می‌پردازیم. در شکل (۶) توزیع دوبعدی اندازه میدان پراکنده شده بهنجار (به مقدار واحد شده) در صفحه $z = 0$ (یعنی $\frac{|E_s(\theta = \pi/2, \varphi, \rho)|}{\max(E_s(\theta = \pi/2, \varphi, \rho))}$) به همراه خطوط میدان نشان داده شده است. برای مقایسه توزیع میدان مشابه برای حالت‌های نانوکره نقره به شعاع 30 nm (فقط هسته) و پوسته کروی شکل از جنس سیلیسیم با شعاع داخلی و خارجی

می‌پردازیم. مقادیر پارامترهای شعاع هسته و پوسته در پژوهش‌های بررسی شده حاکی از آن است که شعاع هسته باید کم ولی شعاع پوسته باید بیشتر باشد تا به تشدید در طول موج دلخواه برسیم [۵۱-۵۲].

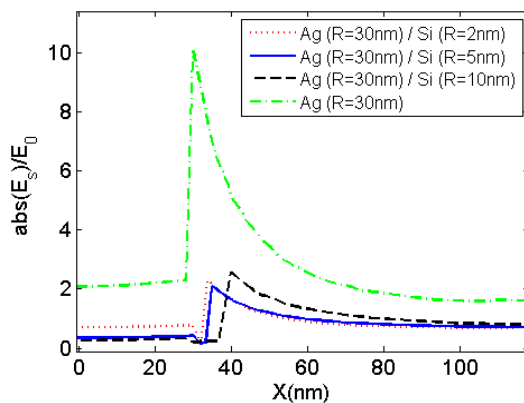


شکل (۸): توزیع اندازه میدان پراکنده شده بهنجار بر روی خطی که از مرکز نانوکره هسته/پوسته نقره/سیلیسیم به شعاع هسته ۱۱۰ nm و ضخامت پوسته ۱۰ nm (منحنی سیاه رنگ)، ۵ nm (منحنی آبی رنگ) و ۱ nm (منحنی قرمز رنگ) و همچنین نقره به شعاع ۱۱۰ nm (منحنی سبز رنگ نقطه‌چین) در امتداد محور قطبش (X) می‌گذرد در طول موج ۸۰۰ nm.

ضخامت پوسته باعث افزایش تقویت می‌شود. با افزایش ضخامت پوسته از مقدار ۲ تا ۱۰ nm بیشترین مقدار تقویت که بر روی سطح خارجی نانوکره است از مقدار تقریبی ۴/۵ برابر نیز عبور می‌کند. بیشترین مقدار تقویت برای ضخامت پوسته ۱۰ nm با مقدار ۵/۵ برابر مشاهده می‌شود.

مطابق با شکل (۹)، یعنی توزیع $|g(\theta = \pi/2, \varphi = 0, \rho = a)|$ برای محدوده طول موجی ۶۰۰-۱۲۰۰ nm، هسته نقره به شعاع ثابت ۱۰ nm، با افزایش ضخامت پوسته تا ۱۳۰ nm (یعنی شعاع بیرونی سیلیسیم، ۱۴۰ nm است) تقویت میدان افزایش یافته و سپس با افزایش بیشتر ضخامت، تقویت کاهش می‌یابد (برای نمایش واضح و بهتر از نمایش توزیع میدان برای ضخامت‌های پوسته کمتر از ۱۲۰ nm صرف نظر شده است). در طول موج نزدیک به ۸۰۰ nm تقریباً ۳/۵ برابر و نزدیک به ۱۰۶۴ nm (طول موج لیزر Nd:Yag) تقویت تقریباً ۶/۵ برابر می‌باشد. با کمی بررسی بیشتر این تشدید پلاسمونی بیشینه به ازای هسته نقره به شعاع ۱۰ nm و پوسته سیلیسیم به شعاع ۱۴۲ nm مطابق با منحنی آبی رنگ رخ می‌دهد. در شکل (۱۰)، توزیع اندازه میدان پراکنده شده بهنجار برای طول موج ۱۰۶۴ nm بر روی خطی که از مرکز نانوکره هسته/پوسته نقره/سیلیسیم به شعاع هسته ۱۰ nm و ضخامت پوسته ۱۳۲ nm و ۱۰ nm در امتداد محور قطبش (X) می‌گذرد

(یعنی $|g(x)| = |g(\theta = \pi/2, \varphi = 0, \rho)|$) نیز برای ضخامت‌های مختلف پوسته ۲، ۵ و ۱۰ nm با شعاع ثابت نقره ۳۰ nm نشان داده شده است. برای مقایسه نقره بدون پوشش عایق نیز نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با قرار گرفتن لایه عایق بر روی نقره، تقویت کاهش چشمگیری می‌یابد. به عبارت دیگر با توجه به شکل (۶ و ۷) می‌توان نتیجه گرفت که از برهم‌کنش بارهای القایی بر روی نانوکره نقره (فقط هسته) و پوسته کروی سیلیسیم، مقدار میدان ناشی از توزیع بارها در نانوکره هسته/پوسته کاهش می‌یابد. با کاهش ضخامت پوسته از مقدار ۱۰ تا ۲ nm بیشترین مقدار تقویت که بر روی سطح خارجی نانوکره است از مقدار تقریبی ۲/۵ تا ۲/۳ برابر تغییر می‌کند که زیاد قابل تمایز نیست (یعنی ضخامت پوسته با مقدارهای بین ۱۰ تا ۲ nm زیاد فرقی در طول موج تشدید ۴۰۰ nm با هم ندارند). به عنوان نتیجه، با اضافه شدن یک پوسته عایق دور هسته نقره، فقط قدرت میدان پراکنده شده کاهش می‌یابد در حالی که توزیع میدان تفاوت چندانی نکرده است. بنابراین، می‌توان از بین این ضخامت‌های سیلیسیم بیان شده، ضخامت ۱۰ nm رو برای داشتن بیشترین مقدار تقویت نسبی (با در نظر گرفتن اثرات عایقی حرارتی) به عنوان یک انتخاب خوب در نظر گرفت.



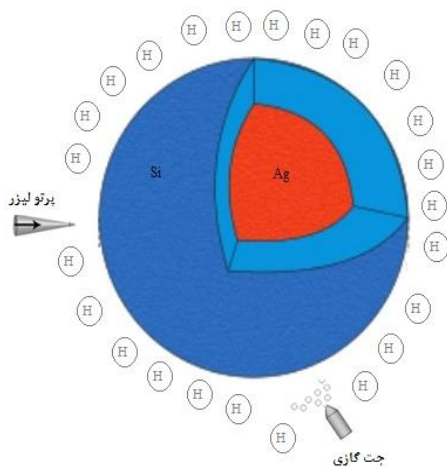
شکل (۷): توزیع اندازه میدان پراکنده شده بهنجار بر روی خطی که از مرکز نانوکره هسته/پوسته نقره/سیلیسیم به شعاع هسته ۳۰ nm و ضخامت پوسته ۱۰ nm (منحنی سیاه خط تیره)، ۵ nm (منحنی آبی پر) و ۲ nm (منحنی قرمز نقطه‌چین) و همچنین نقره به شعاع ۳۰ nm (منحنی سبز رنگ نقطه خط) در امتداد محور قطبش (X) می‌گذرد در طول موج ۴۰۰ nm.

همین وضعیت به‌طور مشابه برای نانوکره هسته/پوسته نقره/سیلیسیم با شعاع هسته ۱۱۰ nm نیز در طول موج تشدید ۸۰۰ nm در شکل (۸) مشاهده می‌شود. مطابق شکل در قیاس با حالت نانوکره نقره (با مقدار تقریبی تقویت ۳/۶ برابری)، حضور در ادامه با افزودن یک پوسته سیلیسیم به هسته نقره به افزایش مقدار پراکندگی در سطح پوسته برای طول موج فرودی ۱۰۶۴ nm

نقره/سیلیسیم به شعاع هسته کوچک 10 nm و ضخامت پوسته حداکثری 132 nm می‌تواند مورد مناسب در طول موج 1064 nm برای تقویت حداکثری باشد.

در تمامی شکل‌های (۷، ۸ و ۱۰)، میدان پراکنده شده از سطح نانوکره منفرد و هسته/پوسته بر حسب فاصله از سطح کره به صورت نمایی کاهش می‌یابد در نتیجه میدان به صورت ناهمگن فضایی در اطراف کره است.

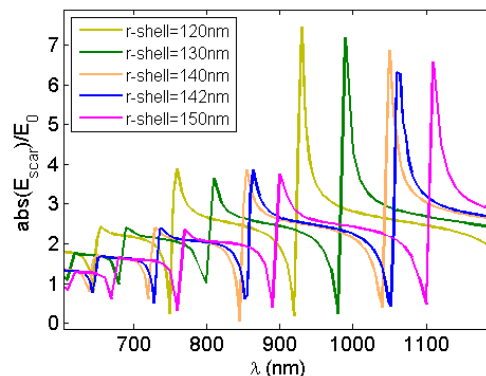
به‌عنوان کاربردی از این میدان تقویت شده ناهمگن فضایی می‌توان، مطابق با شکل (۱۱) و مشابه با [۲۰] در اطراف نانوذره کروی شکل، اتم‌های هیدروژن می‌تواند توسط جت گازی تزریق شود. اتم‌های هیدروژن می‌تواند در اطراف نانوذره کروی به صورت تصادفی حضور داشته باشند. اگر کل مجموعه نانوذره کروی شکل و اتم‌های هیدروژن، تحت تابش پالس لیزری از مرتبه فمتوثانیه قرار گیرند در این صورت به‌عنوان مثال می‌توان پاسخ غیرخطی اتم هیدروژن که در فاصله r از سطح نانو کره قرار دارد تحت تأثیر این میدان تقویت یافته پلاسمونیک می‌تواند مورد بررسی قرار گیرد. نکته قابل توجه، موقعیت قرار گرفتن اتم هیدروژن در اطراف نانوکره می‌باشد. مطابق با شکل (۱۲)، طبق محاسبات انجام شده بر مبنای شکل (۱ و ۲)، بیشترین سهم میدان پراکنده شده به‌ازای زاویه‌های $\theta = \frac{\pi}{2}$ و $\phi = 0$ در عبارت (۲) می‌باشد که در توزیع میدان پراکنده شده در شکل‌های (۵ و ۶) به وضوح قابل مشاهده است. به‌عبارت‌دیگر از آنجایی که بیشترین میدان پراکنده شده به‌هنگام در راستای قطبش میدان فرودی می‌باشد، اتم‌های هیدروژنی که در امتداد این راستا (خطی که از مرکز نانوکره در امتداد محور قطبش (X) می‌گذرد) قرار دارند می‌توانند میدان پراکنده شده قوی‌تری را احساس کنند.



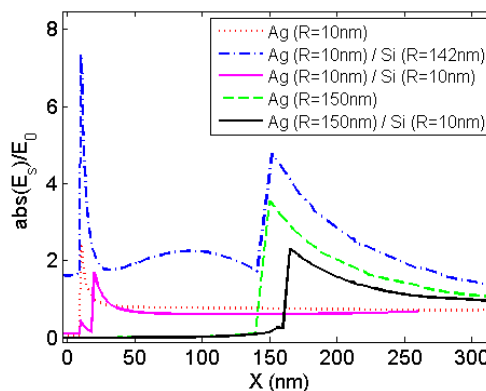
شکل (۱۱). شماتیکی از سیستم پیشنهادی برای تولید هماهنگ مرتبه- بالا با استفاده از نانوساختار هسته/پوسته نقره/سیلیسیم.

بنابراین، مطابق شکل (۱۲)، اتم‌های هیدروژنی که در فاصله r از سطح نانو کره فلزی قرار دارد در نظر می‌گیریم. با توجه به

نشان داده شده است. برای مقایسه نقره بدون پوشش عایق نیز نشان داده شده است.



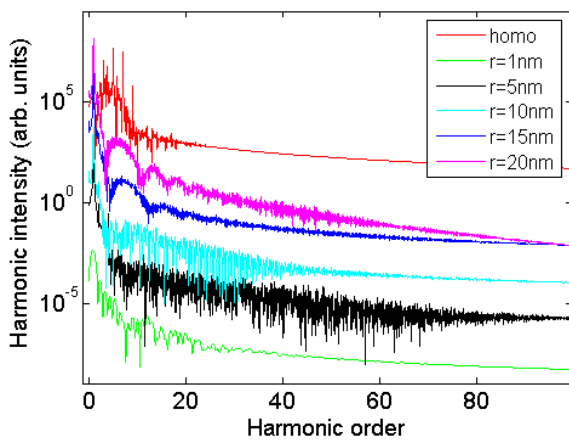
شکل (۹): اندازه میدان پراکنده شده به‌هنگام (در سطح کره و در امتداد محور قطبش) بر حسب طول موج برای هسته/پوسته نقره/سیلیسیم با هسته‌ای به شعاع ثابت 10 nm و شعاع (بیرونی) پوسته متغیر.



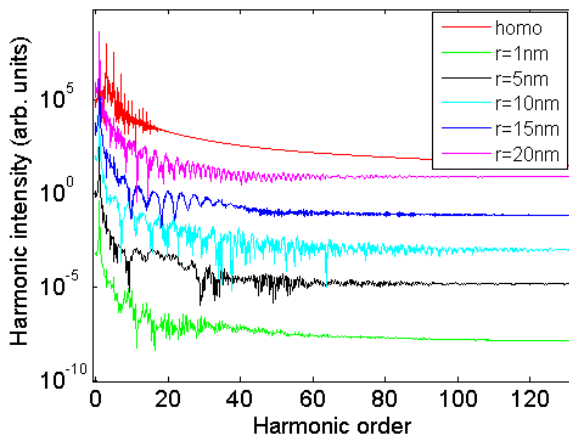
شکل (۱۰): توزیع اندازه میدان پراکنده شده به‌هنگام بر روی خطی که از مرکز نانوکره هسته/پوسته نقره/سیلیسیم (به شعاع هسته 10 nm و ضخامت پوسته 142 nm (منحنی آبی نقطه-خط) و 10 nm (منحنی صورتی پر)) و همچنین نقره به شعاع 10 nm (منحنی قرمز نقطه-چین) و همچنین نانوکره هسته/پوسته نقره/سیلیسیم (به شعاع هسته 150 nm و ضخامت پوسته 10 nm (منحنی سیاه پر)) و همچنین نقره به شعاع 150 nm (منحنی سبز نقطه-چین) در امتداد محور قطبش (X) می‌گذرد در طول موج 1064 nm.

همان‌طور که مشاهده می‌شود با قرار گرفتن لایه عایق بر روی نقره، حداکثر تقویت (تشدید) بر روی سطح، برای فقط نقره که 2/5 برابر است به 1/8 برابر برای ضخامت 10 nm کاهش و سپس برای ضخامت 132 nm به 5 برابر افزایش می‌یابد. علاوه بر این همین‌طور که از شکل (۱۰) مشاهده می‌شود می‌توانیم مطابق با شکل (۴)، از نقره با شعاع 150 nm نیز که دارای تشدید 3/3 برابری است نیز استفاده کرد. با قرار دادن پوسته‌ای به ضخامت 10 nm بر روی همین کره 150 nm ای تقویت به مقدار 2,3 برابری کاهش می‌یابد. بنابراین، انتخاب نانوکره هسته/پوسته

انرژی جنبشی کسب شده توسط الکترون در مرحله دوم سازوکار تولید هماهنگ مرتبه بالا، علاوه بر وابستگی به زمان به مکان الکترون نسبت به سطح نانوکره هم وابستگی دارد [۱۷]. در شکل (۱۴)، به بررسی طیف تولید هامونیک مرتبه بالا برای همان تابش میدان لیزری به کاررفته در شکل (۱۳)، با این تفاوت که طول موج تابش فرودی ۸۰۰ nm و نانو ساختار نقره به شعاع ۱۱۰ نانومتر می باشد می پردازیم. مطابق با این شکل، مرتبه فرکانس قطع با مقدار ۱۰۰ برای اتم هیدروژنی که در فاصله ۱۰ nm از سطح نانو کره فلزی قرار دارد مشاهده می شود. برای موردی که نانو ساختار کروی در آزمایش حضور ندارد مرتبه فرکانس قطع حدوداً ۱۵ است.



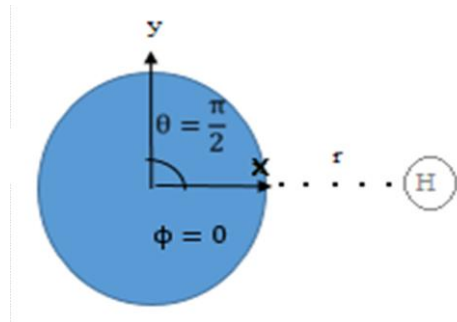
شکل (۱۳): طیف هماهنگ گسیلی از اتم هیدروژنی که در فواصل مختلف از سطح نانوکره نقره (به شعاع ۳۰ nm) برای طول موج فرودی ۴۰۰ nm و شدت $10^{14} W/cm^2$



شکل (۱۴): طیف هماهنگ گسیلی از اتم هیدروژنی که در فواصل مختلف از سطح نانوکره نقره (به شعاع ۱۱۰ nm) برای طول موج فرودی ۸۰۰ nm و شدت $10^{14} W/cm^2$

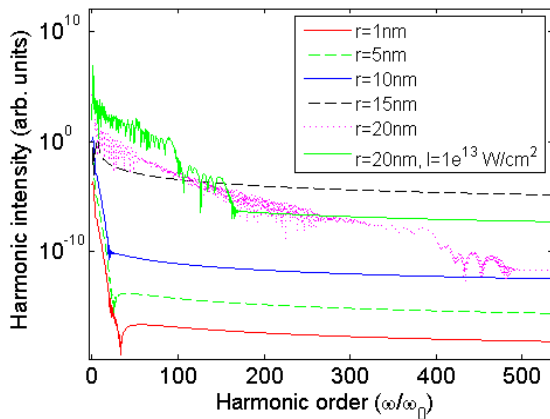
در شکل (۱۵)، به بررسی طیف هماهنگ های مرتبه بالا برای

اینکه میدان پراکنده شده در خارج از سطح کره میراست، پس موقعیت قرارگیری اتم هیدروژن درون این میدان بر روی مقدار دریافت میدان ناهمگن تقویت شده توسط الکترون تونل زده شده آزاد تأثیر خواهد گذاشت.



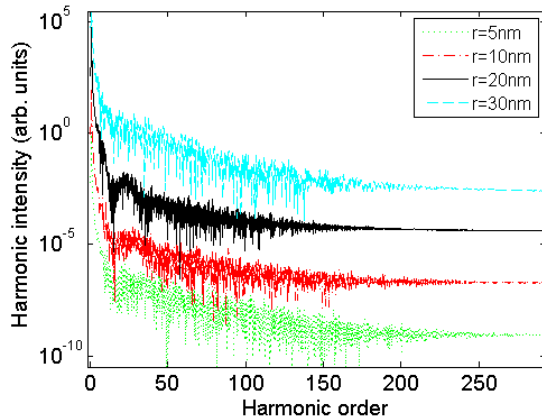
شکل (۱۵): توزیع فضایی اتم هیدروژن در اطراف نانوکره.

در شکل های (۱۳-۱۷)، به بررسی نحوه پاسخ غیرخطی اتم هیدروژن به میدان تقویت شده ناشی از حضور نانوکره نقره و هسته/پوسته نقره/اسیلیسیم (که بر مبنای رابطه (۱۵ و ۱۶) محاسبه شدند و در شکل های (۷، ۸ و ۱۰) نیز نشان داده شدند، خواهیم پرداخت. در شکل (۱۳)، با استفاده از رابطه (۱۷)، طیف هماهنگ مرتبه بالا (شدت هماهنگ بر حسب مرتبه هماهنگ (نسبت طول موج هماهنگ به طول موج میدان محرک فرودی) برای مورد در حضور نانوکره نقره و در غیاب نانوکره (homo) رسم شده است. لازم به ذکر است که در غیاب نانوکره، میدان دریافت شده توسط اتم هیدروژن همگن (homo) می باشد. پالس لیزری فرودی بر نانو ساختار نقره به شعاع ۳۰ nm دارای شدت $10^{14} W/cm^2$ ، طول موج ۴۰۰ nm و پهنای زمانی ۱۰ fs می باشد. برای موردی که نانو ساختار کروی در آزمایش حضور ندارد و پالس لیزری مستقیماً بدون هیچ گونه تغییر فضایی (homo) و تقویتی به اتم هیدروژن تابیده می شود مرتبه فرکانس قطع حدوداً ۱۰ است. اما پاسخ غیرخطی اتم هیدروژن در حضور نانو ساختار کروی نقره به میدان فرودی لیزری متفاوت می باشد. این پاسخ که به صورت گسیل هماهنگ های مرتبه بالاتری نسبت به مورد در غیاب نانوکره فلزی می باشد بسته به فاصله اتم هیدروژن از سطح نانو کره فلزی r مطابق با شکل فرق می کند. مرتبه فرکانس قطع با افزایش r ابتدا افزایش و سپس کاهش می یابد. بیشترین افزایش در مقدار ۸۵ برابری رخ می دهد که برای موردی است که در آن برابر با ۵ nm می باشد. علت این افزایش و کاهش در مرتبه فرکانس قطع را می توان به دریافت میدان الکتریکی وابسته به مکان (که با افزایش فاصله از سطح نانو کره، میدان الکتریکی مطابق با شکل (۷) کاهش می یابد) توسط الکترون های مؤثر در تولید هماهنگ دانست. به عبارت دیگر، شتاب گیری و در نتیجه



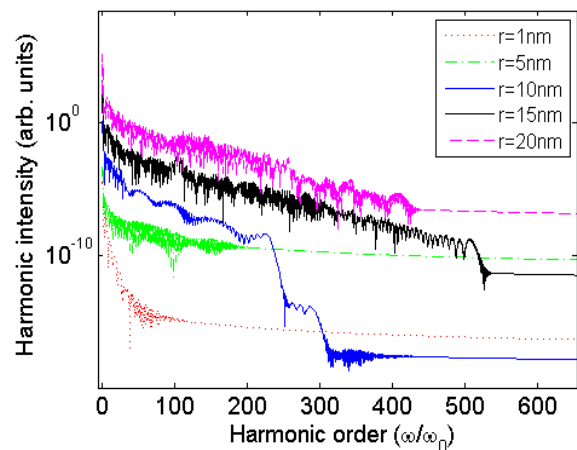
شکل (۱۶): طیف هماهنگ گسیلی از اتم هیدروژنی که در فواصل مختلف از سطح نانوساختار هسته/پوسته با هسته نقره به شعاع ۱۱۰ nm و پوسته سیلیسیم به شعاع ۱۰ nm با مشخصات میدان فرودی مشابه با شکل ۱۴. منحنی سبز رنگ پر، طیف هماهنگ گسیلی از اتم هیدروژنی که در فاصله ۲۰ nm از سطح همین نانوساختار قرار گرفته است را برای طول موج فرودی ۸۰۰ nm و شدت $10^{13} W/cm^2$ نشان می‌دهد.

و در نهایت، طیف هماهنگ‌ها با در نظر گرفتن یک پالس لیزری فرودی با همان شدت $10^{14} W/cm^2$ ، پهنای زمانی ۱۰ fs و به طول موج مرکزی ۱۰۶۴ nm که به نانوکره هسته/پوسته با هسته نقره به شعاع ۱۰ nm و پوسته سیلیسیم به ضخامت ۱۳۲ nm، تابیده می‌شود مورد مطالعه قرار گیرد. شکل (۱۷) طیف هماهنگ حاصل از چنین ساختار بهینه‌شده‌ای را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود اتم هیدروژنی که در فاصله ۵ nm از نانوساختار قرار دارد (منحنی سبز نقطه‌چین) دارای مرتبه هماهنگ قطع ۲۰۰ می‌باشد.



شکل (۱۷): طیف هماهنگ گسیلی از اتم هیدروژنی که در فواصل مختلف از سطح نانوساختار هسته/پوسته نقره/سیلیسیم با هسته‌ای به شعاع ۳۰ nm و پوسته‌ای به شعاع ۱۰ nm با مشخصات میدان فرودی ۱۰۶۴ nm و شدت $10^{14} W/cm^2$.

همان مشخصات شکل (۱۳) با این تفاوت که نانوساختار نقره به شعاع ۳۰ nm دارای پوسته سیلیسیم به ضخامت ۱۰ nm می‌باشد می‌پردازیم. مطابق با این شکل، مرتبه فرکانس قطع با مقدار ۵۰۰ برای اتم هیدروژنی که در فاصله ۱۵ nm از سطح نانو کره فلزی قرار دارد مشاهده می‌شود. هم‌چنین برای اتم هیدروژنی که در فاصله ۱۰ nm از سطح نانو ساختار هسته/پوسته قرار دارد مرتبه فرکانس قطع با مقدار ۳۰۰ بوده و از لحاظ ساختار طیفی دارای مدولاسیون کمتری در ناحیه فرکانسی از مرتبه تقریبی ۲۵۰ تا ۳۰۰ را نسبت به سایر موارد در شکل‌های دیگر دارد. می‌توان از این هماهنگ‌ها جهت تولید پالس آتو نانیه ای استفاده مطلوبی داشت [۴]. همین‌طور در شکل (۱۶)، طیف هماهنگ‌های مرتبه بالا برای همان مشخصات شکل (۱۴) با این تفاوت که نانوساختار نقره به شعاع ۱۱۰ nm دارای پوسته سیلیسیم به ضخامت ۱۰ nm می‌باشد می‌پردازیم. مطابق با این شکل، مرتبه فرکانس قطع با مقدار ۴۷۰ برای اتم هیدروژنی که در فاصله ۲۰ nm از سطح نانو کره فلزی قرار دارد مشاهده می‌شود. به‌عنوان مقایسه با پژوهش‌های دیگر [۲۰-۲۲] که از نانوکره منفرد و میدانی با طول موج فرودی نزدیک به ۸۰۰ nm و شدت $10^{13} W/cm^2$ استفاده کرده‌اند (به‌طوری‌که موفق به تولید هماهنگ قطع تا بیشینه مرتبه ۸۰ شده‌اند) مرتبه هماهنگ قطع برای مورد اخیر (منحنی سبز رنگ پر) به مقدار تقریبی ۱۵۰ می‌رسد. این نشانگر مزیت در نظر گرفتن لایه سیلیسیم به‌عنوان عایق و تقویت‌کننده است.



شکل (۱۸): طیف هماهنگ گسیلی از اتم هیدروژنی که در فواصل مختلف از سطح نانوساختار هسته/پوسته نقره/سیلیسیم با هسته‌ای به شعاع ۳۰ nm و پوسته‌ای به شعاع ۱۰ nm با مشخصات میدان فرودی مشابه با شکل (۱۳).

۴. نتیجه گیری

در اینجا به لحاظ تئوری نشان داده شده است که نانوساختارهای کروی هسته/پوسته فلز/دی‌الکتریک می‌تواند با قابلیت تنظیم تشدید در مقیاس طول‌موج‌های مختلف، افزایش تقویت میدان الکتریکی را نشان دهند که در تولید هماهنگ مرتبه بالا می‌تواند مؤثر باشد. بنابراین، گسیل فوتوالکترونی در گاز هیدروژن با استفاده از میدان تقویت‌شده در اطراف چنین نانوساختار فلزی به‌صورت تئوری مطالعه شد. حضور نانوساختار فلزی در کنار یک اتم، باعث بهبود پاسخ غیرخطی اتم به‌علت افزایش میدان دریافت شده می‌شود. علاوه بر این همان‌طور که نشان داده شد می‌توان از مشخصه تقویت و ناهمگنی فضایی میدان-نزدیک افزایش‌یافته می‌تواند جهت کنترل بیشترین انرژی فوتون هماهنگ مرتبه بالا سود برد. بنابراین، اگر تعدادی زیاد از اتم‌هایی احاطه‌کننده نانو ساختار فلزی در اختیار داشته باشیم می‌توانیم به هدف، تولید فوتون‌های با انرژی بیشتر نائل شویم. به‌عبارت‌دیگر، اتم‌هایی در فاصله‌های مناسب برای هر طول‌موج دلخواهی را می‌توان در میان این توده زیاد از اتم‌ها را پیدا کرد که عامل تولید این فوتون‌های پرنرژی‌تر هستند. بنابراین، این روش، پتانسیل زیادی برای تولید الکترون‌های پرنرژی و در نتیجه فوتون‌های پرنرژی به‌وسیله پالس‌های لیزری مادون قرمز-میانه را دارد و می‌تواند به‌عنوان یک منبع لیزری طول‌موج کوتاه کاربرد داشته باشد. هم‌چنین نتایج نشان می‌دهد که حضور یک‌لایه پوششی عایق سیلیسیم دور نانو کره فلزی و ایجاد نانوساختار هسته/پوسته، باعث تقویت بیشتر میدان لیزری نسبت به تک کره فلزی می‌شود. با کنترل پارامتر شعاع پوسته می‌توان شدت میدان پراکنده شده و طول‌موج تشدید را انتخاب کرد. به عبارت دقیق‌تر می‌توان ساختار را برای لیزرهای نئودیمیم یاگ و تیتانیوم سفایر تنظیم کرد. از طرف دیگر به کار بردن پوسته سخت سیلیسیم از نانوذره محافظت می‌کند و از اثر فتوگرمایی تحت تابش پالس لیزری جلوگیری می‌کند. می‌توان چنین ساختار پوشش داده‌شده‌ای را به دفعات تحت تابش پالس لیزری با شدت بالاتری قرار داد.

۵. مراجع

- [3] A. Gumberidze, T. Stöhlker, H. F. Beyer, F. Bosch, A. Bräuning-Demian, S. Hagmann, and W. Quint, "X-ray Spectroscopy of Highly-Charged Heavy Ions at FAIR," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B., vol. 267 pp. 248-250, 2009.
- [4] M. Mohebbi, "Controlling the Ionization and Recombination Rates of an Electron in Preexcited Ions to Generate an Intense Isolated Sub-4-as Pulse in a Multicycle Regime," Phys. Rev. A, vol. 91 pp. 023835-023846, 2015.
- [5] H. Ebadian, M. Mohebbi, "Plasmonic Nanostructure Assisted HHG in NIR Spectrum and Thermal Analysis," J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 51 pp. 075307-075315, 2018.
- [6] A. Scrinzi, M. Y. Ivanov, R. Kienberger, D. M. Villeneuve, "Attosecond Physics," J. Phys. B, vol. 39 pp. 1-42, 2006.
- [7] T. T. Luu, M. Garg, S. Y. Kruchinin, A. Moulet, M. T. Hassan, and E. Goulielmakis, "Extreme Ultraviolet High-harmonic Spectroscopy of Solids," Nature, vol. 521 pp. 498-502, 2015.
- [8] R. Silva, I. V. Blinov, A. N. Rubtsov, O. Smirnova, and M. Ivanov, "High-harmonic Spectroscopy of Ultrafast Many-body Dynamics in Strongly Correlated Systems," Nat. Photon., vol. 12 pp. 266-270, 2018.
- [9] E. Malm, H. Wikmark, B. Pfau, P. Villanueva-Perez, P. Rudawski, J. Peschel, and A. L'Huillier, "Singleshot Polychromatic Coherent Diffractive Imaging with a High-order Harmonic Source," Opt. Exp., vol. 28 pp. 394-404, 2020.
- [10] S. R. Leone, C. W. McCurdy, J. Burgdörfer, L. S. Cederbaum, Z. Chang, N. Dudovich, and U. Keller, "What Will it Take to Observe Processes In'real Time?," Nat. Photon., vol. 8 pp. 162-166, 2014.
- [11] F. Krausz, and M. I. Stockman, "Attosecond Metrology: from Electron Capture to Future Signal Processing," Nat. Photon., vol. 8 pp. 205-213, 2014.
- [12] T. Zuo, A. D. Bandrauk, and P. B. Corkum, "Laser-Induced Electron Diffraction: a New Tool for Probing Ultrafast Molecular Dynamics," Chem. Phys. Lett., vol. 259 pp. 313-320, 1996.
- [13] R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Viberacker, A. Baltuska, V. Yakovlet, F. Bammer, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, "Attomic Transient Recorder," Nature, vol. 427 pp. 817-821, 2004.
- [14] M. Protopapas, C. H. Keitel, and P. L. Knight, "Attomic Physics with Super-High Intensity Laser," Rep. Prog. Phys., vol. 60 pp. 486-389, 1997.
- [15] P. B. Corkum, and F. Krausz, "Attosecond Science," Nat. Phys., vol. 3 pp. 381-387, 2007.
- [16] S. Kim, J. Jin, Y. J. Kim, I. Park, Y. Kim, and S. W. Kim, "High-harmonic Generation by Resonant Plasmon Field Enhanced," Nature, vol. 453 pp. 757-760, 2008.
- [17] H. Ebadian, and M. Mohebbi, "Extending the High-order-Harmonic Spectrum Using Surface Plasmon Polaritons," Phys. Rev. A, vol. 96 pp. 023415-023423, 2017.
- [18] A. Husakou, and J. Herrmann, "Quasi-phase-matched High-harmonic Generation in Composites of Metal Nanoparticles and a Noble Gas," Phys. Rev. A, vol. 90 pp. 023831-023839, 2014.
- [19] F. Submann, and M. F. Kling, "Attosecond Nanoplasmonic Streaking of Localized Field Near Nanosphere," Phys. Rev. B, vol. 84 pp. 121406-121410, 2011.
- [20] M. F. Ciappina, T. Shaaran, R. Guichard, J. A. Pérez-Hernández, L. Roso, M. Arnold, and M. Lewenstein, "High
- [1] G. Ewald, W. Nörtershäuser, A. Dax, S. Götze, S. R. Kirchner, H. J. Kluge, and G. W. Drake, "Nuclear Charge Radii of $Li\ 8, 9$ Determined by Laser Spectroscopy," Phys. Rev. Lett., vol. 93 pp. 113002-113005, 2004.
- [2] R. Sanchez, W. Nörtershäuser, G. Ewald, D. Albers, J. Behr, P. Bricault, and G. W. Drake, "Nuclear Charge Radii of $Li\ 9, 11$: The Influence of Halo Neutrons," Phys. Rev. Lett., vol. 96 pp. 033002-033006, 2006.

- [37] Y. Tsuchimoto, T. A. Yano, T. Hayashi, and M. Hara, "Fano Resonant All-dielectric Core/shell Nanoparticles with Ultrahigh Scattering Directionality in the Visible Region," *Opt. Express*, vol. 24 pp. 14451-14462, 2016.
- [38] M. Kerker, D. S. Wang, and C. L. Giles, "Electromagnetic Scattering by Magnetic Spheres," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 73 pp. 765-767, 1983.
- [39] S. Pillai, K. R. Catchpole, T. Trupke, and M. A. Green, "Surface Plasmon Enhanced Silicon Solar Cells," *J. Appl. Phys.* vol. 101 pp. 093105-093112, 2007.
- [40] M. Losurdo, M. M. Giangregorio, G. V. Bianco, A. Sacchetti, P. Capezzuto, and G. Bruno, "Enhanced Absorption in Au Nanoparticles/a-Si: H/c-Si Heterojunction Solar Cells Exploiting Au Surface Plasmon Resonance," *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 93 pp. 1749-1754, 2009.
- [41] Á. I. Barreda, Y. Gutiérrez, J. M. Sanz, F. González, and F. Moreno, "Polarimetric Response of Magnetodielectric Core-Shell Nanoparticles: an Analysis of Scattering Directionality and Sensing," *Nanotechnology*, vol. 27 pp. 234002-234010, 2016.
- [42] C. F. Bohren, and D. R. Huffman, "Absorption and Scattering of Light by Small Particles," John Wiley & Sons, 2008.
- [43] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, "Optical Properties of Metallic Films for Vertical-Cavity Optoelectronic Devices," *Applied Optics*, vol. 37 pp. 5271-5283, 1998.
- [44] B. Ung, and S. Yunlong "Interference of Surface Waves in a Metallic Nanoslit," *Opt. Exp.*, vol. 15 pp.1182-1190, 2007.
- [45] K. J. Schafer, and K. C. Kulander, "High Harmonic Generation from Ultrafast Pump Lasers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78 pp. 638-655, 1997.
- [46] K. L. Kelly, E. Coronado, L. L. Zhao, and G. C. Schatz, "The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment," *668-677*, 2003.
- [47] S. A. Maier, "Plasmonics: Fundamentals and Applications," Springer Science & Business Media, 2007.
- [48] J. M. Sanz, D. A. D. L. Ortiz, R. De La Osa, Alcaraz, J. M. Saiz, F. González, A. S. Brown, and F. Moreno, "UV Plasmonic Behavior of Various Metal Nanoparticles in the Near-and Far-Field Regimes: Geometry and Substrate Effects," *J. Phys. Chem. C*, vol. 117 pp. 19606-19615, 2013.
- [49] M. D. Feit, J. A. Fleck Jr, and A. Steiger, "Solution of the Schrödinger Equation by a Spectral Method," *J. Comput. Phys.*, vol. 47 pp. 412-433, 1982.
- [50] Q. Su, and J. H. Eberly, "Model Atom for Multiphoton Physics," *Phys. Rev. A*, vol. 44 pp. 5997-6009, 1991.
- [51] K. J. Schafer, and K. C. Kulander, "High Harmonic Generation from Ultrafast Pump Lasers," *Phys. Rev. Lett.* vol. 78 pp.638-655, 1997.
- [52] K. J. Schafer, and K. C. Kulander, "High Harmonic Generation from Ultrafast Pump Lasers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78 pp. 638-655, 1997.
- [53] A. I. Barreda, Y. Gutiérrez, J. M. Sanz, F. González, and F. Moreno, "Polarimetric Response of Magnetodielectric Core-shell Nanoparticles: an Analysis of Scattering Directionality and Sensing," *Nanotechnology*, vol. 27 pp. 234002-234010, 2016.
- Energy Photoelectron Emission from Gases Using Plasmonic Enhanced Near-fields," *Laser Phys. Lett.*, vol. 10 pp. 105302-105308, 2013.
- [21] T. Shaaran, M. F. Ciappina, R. Guichard, J. A. Pérez-Hernández, L. Roso, M. Arnold, and M. Lewenstein, "High-order-harmonic Generation by Enhanced Plasmonic Near-fields in Metal Nanoparticles," *Phys. Rev. A*, vol. 87 pp. 041402-041407, 2013.
- [22] S. Zherebtsov, T. Fennel, J. Plenge, E. Antonsson, I. Znakovskaya, A. Wirth, and S. A. Trushin, "Controlled Near-field Enhanced Electron Acceleration from Dielectric Nanospheres with Intense Few-cycle Laser Fields," *Nat. Phys.*, vol. 7 pp. 656-662, 2011.
- [23] I. Y. Park, J. Choi, D. H. Lee, S. Han, S. Kim, and S. W. Kim "Generation of EUV Radiation by Plasmonic Field Enhancement Using Nano-structured Bowties and Funnel- waveguides," *Ann. Phys.*, vol. 525 pp. 87-96, 2013.
- [24] M. Sivils, M. Duwe, B. Abel, and C. Ropers, "Nanostructure-enhanced Atomic Line Emission," *Nature*, vol. 485 pp. E1-E2, 2012.
- [25] Z. J. Yang, Q. Zhao, Y. H. Deng, D. Zhang, and J. He, "Efficient Second Harmonic Generation in Gold-Silicon Core-Shell Nanostructures," *Opt. Express*, vol. 26 pp. 5835-5844, 2018.
- [26] Á. I. Barreda, Y. Gutiérrez, J. M. Sanz, F. González, and F. Moreno, "Light Guiding and Switching Using Eccentric Core-shell Geometries," *Sci. Rep.*, vol. 7 pp. 1-10, 2017.
- [27] M. Alsawafta, M. Wahbeh, and V. V. Truong, "Plasmonic Modes and Optical Properties of Gold and Silver Ellipsoidal Nanoparticles by the Discrete Dipole Approximation," *J. Nanomater.*, vol. 2012 pp. 457968-457967, 2012.
- [28] A. García-Etxarri, R. Gómez-Medina, L. S. Froufe-Pérez, C. López, L. Chantada, F. Scheffold, and J. J. Sáenz, "Strong Magnetic Response of Submicron Silicon Particles in the Infrared," *Opt. Exp.*, vol. 19 pp. 4815-4826, 2017.
- [29] I. Staude, and J. Schilling, "Metamaterial-inspired Silicon Nanophotonics," *Nat. Photonics* vol.11 pp. 274-284 2017.
- [30] I. Staude, and J. Schilling, "Metamaterial-inspired Silicon Nanophotonics," *Nat. Photonics*, vol. 11, pp. 274-284, 2017.
- [31] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude, "Nonlinear Silicon Photonics," *Nat. Photonics*, vol. 4 pp. 535-544, 2010.
- [32] Z. J. Yang, Q. Zhao, and J. He, "Boosting Magnetic Field Enhancement with Radiative Couplings of Magnetic Modes in Dielectric Nanostructures," *Opt. Express*, vol. 25 pp. 15927-15937, 2017.
- [33] F. Ruffino, A. Pugliara, E. Carria, C. Bongiorno, and M. G. Grimaldi, "Light Scattering Calculations from Au and Au/SiO₂ Core/shell Nanoparticles," *Physica E: Low Dimens. Syst. Nanostruct.*, vol. 47 pp. 25-33, 2013.
- [34] Y. Tsuchimoto, T. A. Yano, M. Hada, K. G. Nakamura, T. Hayashi, and M. Hara, "Controlling the Visible Electromagnetic Resonances of Si/SiO₂ Dielectric Core-shell Nanoparticles by Thermal Oxidation," *Small*, vol. 11 pp. 4844-4849, 2015.
- [35] R. R. Naraghi, S. Sukhov, and A. Dogariu, "Directional Control of Scattering by All-dielectric Core-shell Spheres," *Opt. Lett.* vol. 40 pp. 585-588, 2015.
- [36] W. Liu, "Ultra-directional Super-Scattering of Homogenous Spherical Particles with Radial Anisotropy," *Opt. Express*, vol. 23 pp.14734-14743, 2015.

Short-Wavelength Laser Emission Using Ag/Si Core/Shell Nanostructure

F. Amini¹, M .Mohebbi^{2*}

Vali-e-Asr University of Rafsanjan

(Received: 08/01/2020; Accepted: 26/02/2020)

Abstract

In this study, the emission of photoelectrons in hydrogen gas is numerically investigated using scattered near-fields. The near fields are created by monolayer metallic nanospheres and core-shell metallic nanospheres which are irradiated by polarized plane wave. For many years, these fields have been analytically calculated by using the Mie theory as a powerful tool for the better understanding of the electromagnetic radiation scattering. The results show that the presence of a Si insulation layer around the metal nanosphere and the formation of core/shell nanostructures not only can overcome the problem of limiting the intensity of the tolerable incident laser beam but also can enhance the laser field more than the single metal sphere. The spatial dependence of the near-field as well as the amplification of the near-field around the nanosphere poles provide great potential for the production of short wavelength photons by direct radiation of conventional femtosecond laser oscillators. Harmonic spectra are affected by the wavelength of the beam, the particle radius, the shell thickness, and the distance between the hydrogen atom and the nanoparticle. Such laser sources are used for real-time observation and control over the timeframe corresponding to electron dynamics, imaging, and ultrafast spectroscopy.

Keywords: High harmonic Generation, Plasmonic, Nanosphere, Near Field, Core/Shell

* Corresponding author E-mail: masoudmohebbi3@gmail.com