

طراحی سلول‌های خورشیدی نانوپلاسمونیک براساس برانگیختگی مدهای اپتیکی درون سلول

آرزو فیروزی، احمد محمدی*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر، ایران

دریافت: ۱۳۹۵/۰۲/۲۵ ویرایش نهائی: ۱۳۹۶/۰۱/۰۱ پذیرش: ۱۳۹۶/۰۳/۰۸

چکیده

به منظور افزایش بهره سلول‌های خورشیدی لایه نازک، روش‌هایی برای طراحی مناسب نانو ساختارهای پلاسمونیک و دی‌الکتریک در سلول پیشنهاد و بررسی می‌کنیم که امکان برانگیختگی تعداد قابل توجهی از مدهای مختلف اپتیکی و در نتیجه افزایش احتمال جذب فوتون توسط سلول را فراهم می‌کنند. با بهره‌گیری از تکنیک محاسباتی تفاضل متناهی در حوزه زمان (FDTD)، برهم‌کنش نور با ساختارهای پیشنهادی را مدل‌سازی و چگونگی تنظیم مدهای اپتیکی با تغییر پارامترهای سلول را مورد بررسی قرار می‌دهیم. نشان می‌دهیم که با قرار دادن توری شبه‌تناوبی یک بعدی از نانومیله‌های پلاسمونیک و دی‌الکتریک، به ترتیب، در انتها و بر روی سطح سلول، می‌توان تمام مدهای اپتیکی مورد نظر را به صورت کنترل شده برانگیخته کرد.

کلیدواژگان: سلول خورشیدی لایه نازک، نانوپلاسمونیک، روش تفاضل متناهی در حوزه زمان

مقدمه

خورشیدی در حدود ۱۵۰ تا ۳۰۰ میکرومتر می‌باشد، که درصد بالایی از هزینه ساخت سلول‌های خورشیدی صرف خالص‌سازی سیلیکون، تکنیک‌های ساخت و ... می‌شود. از این‌رو توجه محققان به نسل دوم سلول‌های خورشیدی با ضخامت در حدود چند نانومتر تا چند ده میکرومتر جلب شده است. مشکلی که به دنبال کم کردن ضخامت ماده جاذب ایجاد می‌شود کم شدن طول جذب مؤثر نور توسط نیم‌رسانا می‌باشد، که باعث کاهش بهره سلول‌های خورشیدی لایه نازک در مقایسه با سلول‌های خورشیدی نسل اول می‌شود. بنابراین یافتن راهی به منظور افزایش جذب اپتیکی درون سلول، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. راه‌کارهای متنوعی به منظور گیراندازی نور درون ماده

امروزه با توجه به کاهش روز افزون ذخائر سوخت‌های فسیلی و همچنین آلودگی زیست محیطی ناشی از این منابع تولید انرژی، یافتن منابع جدید انرژی که هم تا حدی پایان‌ناپذیر باشد و هم اینکه باعث آلودگی محیط زیست نشود، امری اجتناب‌ناپذیر است. از جمله انرژی‌هایی که مورد توجه بشر قرار گرفته است، انرژی خورشید می‌باشد. سلول‌های خورشیدی ابزارهای اپتوالکترونیک هستند که انرژی نورانی خورشید را به طور مستقیم به انرژی الکتریکی تبدیل می‌کنند. سلول‌های خورشیدی از یک ماده جاذب که اغلب از جنس سیلیکون است، ساخته می‌شوند. ضخامت ماده جاذب در نسل اول سلول‌های

* نویسنده مسئول: Mohammadi@pgu.ac.ir

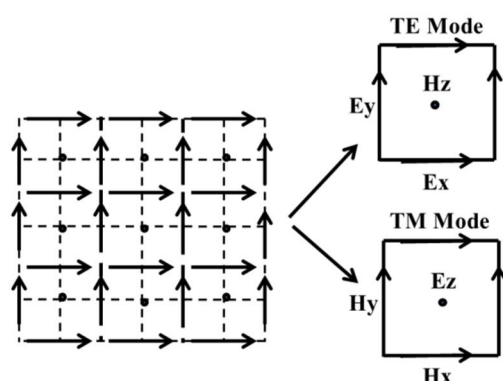
نور توسط نانومیلها و وجود مرتبه‌های بالاتر پراش، از توانایی کنترل تعداد، چگونگی توزیع و ناحیه طیفی مدهای اپتیکی مختلف شامل مدهای فابری پرو، مدهای موجبری و مدهای پلاسمونیک برخوردار است. با تنظیم چندین پارامتر تأثیرگذار از جمله دوره تناوب، تعداد و محل قرارگیری نانومیل‌های دی‌الکتریک و پلاسمونیک و ضریب شکست زیرلایه افزایش جذب نور در سلول در طیف گسترده‌تری از طول‌موج‌ها رخ می‌دهد.

هرکدام از نانومیلها به تنهایی می‌تواند جذب درون سلول را با برانگیختگی مدهای پلاسمونیک و فوتونیک در ناحیه‌ای از طول‌موج‌ها افزایش دهد. نانومیل‌های دی‌الکتریک قرار داده شده بر روی سطح سلول موجب پراش نور فرودی در زوایای مختلف و برانگیختگی مدهای موجبری می‌شوند. نانومیل‌های پلاسمونیک قرار داده شده در انتهای سلول علاوه بر پراش نور فرودی در زوایای مختلف و گیراندازی نور به کمک برانگیختگی مدهای موجبری، با برانگیختن پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی و پلاسمون‌های سطحی جای‌گرفته موجب ایجاد میدان الکترومغناطیسی قوی در اطراف نانومیلها و درون سلول می‌شوند [۱۳، ۲۲، ۲۴، ۲۸]. پلاسمون سطحی، برانگیختگی نوسانات تجمعی بار در فصل مشترک فلز و دی‌الکتریک است [۳۱]. اگر نور به جای سطح گسترده فلزی بر نانو ذره فلزی بتابد، به دلیل محدودیت سطح و حجم نانو ذره، پلاسمون ایجاد شده منتشر نشده و موجب تشکیل یک میدان الکترومغناطیسی قوی می‌گردد، که پلاسمون سطحی جای‌گرفته نامیده می‌شود [۳۱]. به‌کارگیری نانوساختارها درون سلول باعث می‌شود که با دریافت نور فرودی میدان الکترومغناطیسی بسیار قوی در اطراف آنها ایجاد شود و از آنجایی‌که میزان جذب با توان دوم

جاذب و افزایش بهره سلول‌های خورشیدی پیشنهاد شده است. از جمله به‌کارگیری لایه‌های ضدبازتاب [۱، ۲]، استفاده از بلورهای فوتونیک [۳، ۴] و به‌کارگیری نانوساختارهای پلاسمونیک [۵-۹]. از میان راه‌کارهای ارائه شده به‌منظور افزایش بهره سلول‌های خورشیدی لایه نازک، استفاده از نانوساختارهای پلاسمونیک به دلیل توانایی در برانگیخته کردن پلاسمون-پلاریتون‌های سطحی و پلاسمون‌های سطحی جای‌گرفته بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱۰-۱۲]. البته قرار دادن نانوساختارهای پلاسمونیک بر روی سطح سلول بخشی از نور فرودی به سلول را جذب کرده و مانع از ورود آن به سلول می‌شود، بنابراین به‌کارگیری نانوساختارهای پلاسمونیک در انتهای سلول کمک بیشتری به افزایش جذب درون سلول می‌کند [۱۶-۱۳]. به‌منظور هدایت نور فرودی به سمت سلول، ساختاری شامل آرایه‌ای متناوب از نانوساختارهای دی‌الکتریک بر روی سطح سلول پیشنهاد شده است [۱۷-۲۱]. در سال‌های اخیر ترکیبی از آرایه‌ای متناوب از نانومیل‌های دی‌الکتریک بر روی سطح و آرایه‌ای متناوب از نانومیل‌های پلاسمونیک در انتهای سلول به‌منظور افزایش جذب اپتیکی درون سلول، مورد توجه قرار گرفته است [۲۲-۳۰].

در این مقاله، به‌منظور افزایش بهره سلول‌های خورشیدی لایه نازک در گستره وسیعی از طول‌موج‌ها، ساختاری شامل آرایه شبه‌تناوبی از نانومیل‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون بر روی سطح و آرایه شبه‌تناوبی از نانومیل‌های پلاسمونیک از جنس نقره در انتهای سلول ارائه و مورد بررسی قرار می‌دهیم. مزیت ساختار شبه‌تناوبی پیشنهادی نسبت به ساختارهای تناوبی در این است که علاوه بر بهره‌گیری از پراکندگی

میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر روی هر سلول در شکل ۱ نشان داده شده است. محل قرارگیری مؤلفه‌های میدان الکترومغناطیسی بر روی هر سلول به صورت یک در میان به گونه‌ای تعیین می‌گردد که هر مؤلفه میدان الکتریکی توسط مؤلفه‌های میدان مغناطیسی و هر مؤلفه میدان مغناطیسی توسط مؤلفه‌های میدان الکتریکی احاطه گردد.



شکل ۱. گسسته‌سازی فضا با مربع‌ها و موقعیت مؤلفه‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی برای دو مد TE و TM بر روی سلول بی [۳۲].

با گسسته‌سازی معادلات ماکسول از طریق اعمال تفاضل منتهای بر روی مشتق زمانی و مکانی مؤلفه‌های میدان، شش معادله به‌هنگام‌سازی برای شش مؤلفه میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی حاصل می‌شود. در مد الکتریکی عرضی (TE)، میدان الکتریکی در صفحه تابش و میدان مغناطیسی عمود بر صفحه تابش قرار می‌گیرد و در مد مغناطیسی عرضی (TM)، میدان مغناطیسی در صفحه تابش و میدان الکتریکی عمود بر صفحه تابش قرار می‌گیرد (شکل ۱). مجموعه‌ای از روابط برای محاسبه مدهای TE و TM به صورت معادلاتی که در ادامه آورده شده است، به دست می‌آید. همان‌طور که از روابط به دست آمده مشخص است، مقدار میدان در هر لحظه تنها توسط مقادیر مربوطه در

شدت میدان الکتریکی متناسب است، جذب درون سلول به میزان قابل توجهی افزایش می‌یابد.

به منظور شبیه‌سازی ساختارهای ارائه شده، محاسبه جذب نور و توزیع شدت میدان مغناطیسی درون سلول، روش تفاضل منتهای دامنه زمان^۱ (FDTD) را به دلیل توانایی در حل مسائل پیچیده الکترومغناطیسی در دامنه زمان، به ویژه برهم‌کنش نور با انواع مواد، برگزیده‌ایم. نشان می‌دهیم که با طراحی مناسب ساختار سلول، جذب نور توسط سلول خورشیدی لایه نازک با ضخامت چند صد نانومتر می‌تواند قابل مقایسه با سلول‌هایی با ضخامت چندین میکرومتر باشد.

تئوری

مدهای اپتیکی پاسخ‌های معادلات ماکسول با در نظر گرفتن شرایط مرزی هستند که توزیع فضایی آن‌ها با انتشار نور درون ساختار بدون تغییر باقی می‌ماند. به دلیل پیچیدگی هندسه ساختارهای مورد بررسی و برهم‌کنش نور با این ساختارها، امکان حل مسأله به صورت تحلیلی وجود ندارد و اغلب از تکنیک‌های محاسباتی استفاده می‌شود. یکی از روش‌های رایج روش FDTD است که به دلیل توانایی در حل مسائل پیچیده الکترومغناطیسی در دامنه زمان، به ویژه برهم‌کنش نور با انواع مواد (خطی، غیرخطی، شبه مواد، ناهمگن، ناهمسانگرد، پاشنده و ...) گزینه مناسبی برای محاسبه مدهای اپتیکی در ساختارهای پیچیده و مدل‌سازی چگونگی برانگیختگی این مدها می‌باشد [۳۲]. در این روش با شبکه‌بندی فضای مدل‌سازی و اختصاص خواص اپتیکی به سلول‌های این شبکه، ساختار مورد مطالعه و میدان‌های برهم‌کنش‌کننده تعریف می‌گردند [۳۲]. شبکه‌بندی فضای شبیه‌سازی در روش FDTD دو بعدی و محل قرارگیری

^۱ Finite Difference Time Domain

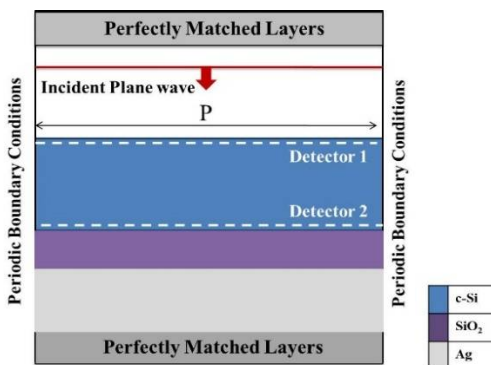
$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_{pD}^2}{\omega^2 - i\gamma\omega} + \frac{\omega_L^2 \Delta\epsilon_L}{\omega_L^2 + (j\omega)^2 + j\omega\delta_0} \quad \gamma$$

برای توصیف نقره و از مدل لورنتس،

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\omega_L^2 \Delta\epsilon_L}{\omega_L^2 + (j\omega)^2 + j\omega\delta_0} \quad \wedge$$

برای توصیف سیلیکون بلوری استفاده می‌کنیم. در این رابطه‌ها ϵ_∞ ضریب گذردهی در بسامد بی‌نهایت، ω_{pD} بسامد پلاسمای فلز، γ ضریب میرایی مدل درود، ω_L بسامد تشدید، $\Delta\epsilon_L$ عامل وزنی و δ_0 ضریب میرایی مدل لورنتس می‌باشند.

ضریب شکست سیلیکا ۱/۵ در نظر گرفته شده است. با استفاده از تکنیک میدان کل-میدان پراکنده^۲ [۳۲] ساختارهای مورد بحث تحت تابش موج با قطبش‌های TE و TM قرار می‌گیرند. موج از سمت بالای فضای شبیه‌سازی وارد شده و پس از برهم‌کنش با ساختار مسأله در مرزهای پایین جذب می‌شود. با توجه به ساختار تناوبی مسأله، در مرزهای راست و چپ فضای شبیه‌سازی شرایط مرزی دوره‌ای^۳ [۳۲] به‌کار گرفته شده است و برای جلوگیری از بازتاب‌های غیرفیزیکی به درون فضای مسئله از شرایط مرزی جاذب^۴ [۳۲] در مرزهای بالا و پایین استفاده می‌کنیم.



شکل ۲. فضای شبیه‌سازی شده در روش FDTD

زمان‌های قبل در نقاط مجاور در شبکه محاسبه می‌شوند.

$$D_x^{n+1/2}(i+1/2, j) = D_x^{n-1/2}(i+1/2, j) + \frac{\Delta t}{\Delta x \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(H_z^n(i+1/2, j+1/2) - H_z^n(i-1/2, j+1/2) \right) \quad ۱$$

$$D_y^{n+1/2}(i, j+1/2) = D_y^{n-1/2}(i, j+1/2) + \frac{\Delta t}{\Delta x \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(-H_z^n(i+1/2, j+1/2) + H_z^n(i-1/2, j+1/2) \right) \quad ۲$$

$$H_z^{n+1}(i+1/2, j+1/2) = H_z^n(i+1/2, j+1/2) + \frac{\Delta t}{\Delta x \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(E_x^{n+1/2}(i+1/2, j+1) - E_x^{n+1/2}(i+1/2, j) - E_y^{n+1/2}(i+1, j+1/2) + E_y^{n+1/2}(i, j+1/2) \right) \quad ۳$$

$$D_z^{n+1/2}(i, j) = D_z^{n-1/2}(i, j) + \frac{\Delta t}{\Delta x \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(H_y^n(i+1/2, j) - H_y^n(i-1/2, j) - H_x^n(i, j+1/2) + H_x^n(i, j-1/2) \right) \quad ۴$$

$$H_x^{n+1}(i, j+1/2) = H_x^n(i, j+1/2) + \frac{\Delta t}{\Delta x \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(-E_z^{n+1/2}(i, j+1) + E_z^{n+1/2}(i, j) \right) \quad ۵$$

$$H_y^{n+1}(i+1/2, j) = H_y^n(i+1/2, j) + \frac{\Delta t}{\Delta x \cdot \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \left(E_z^{n+1/2}(i+1, j) - E_z^{n+1/2}(i, j) \right) \quad ۶$$

فضای شبیه‌سازی مورد استفاده در روش FDTD برای محاسبه جذب درون سلول در شکل ۲ نشان داده شده است. گام مکانی برای این مسأله ۱ نانومتر در نظر گرفته شده است. به‌منظور توصیف خواص اپتیکی مواد پاشنده در روش FDTD، از مدل درود-لورنتس،

⁴ Perfectly Matched Layers

² Total Field/ Scatter Field

³ Periodic Boundary Conditions

می‌گیریم. کاواک فابری پرو از دو تیغه تخت اپتیکی نیم‌بازتابنده ساخته شده که سطوح بازتابنده آن موازی هم قرار گرفته شده است. اگر بسامد نور فرودی با بسامد مدهای درون کاواک برابر باشد، نور فرودی می‌تواند مدهای درون کاواک را برانگیخته کند. در این صورت شدت میدان الکترومغناطیسی درون کاواک به‌طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد. مدهای کاواک به‌صورت برهم‌نهی دو موج تخت الکترومغناطیسی هستند که در دو سوی مخالف در امتداد محور کاواک انتشار می‌یابند، در این صورت بسامد تشدید با اعمال این شرط که طول کاواک (d) مضرب صحیحی از نصف طول موج باشد، یعنی $d = m \frac{\lambda}{2n}$ به دست می‌آید [۳۳]. در این رابطه m عدد صحیح مثبت ($m=1,2,3,\dots$)، λ طول موج نور و n ضریب شکست محیط است. با توجه به رابطه به دست آمده، واضح است که پدیده فابری پرو به شدت به ضخامت تیغه بستگی دارد.

به منظور بررسی تأثیر مدهای فابری پرو بر افزایش جذب درون سلول، تیغه‌ای از جنس سیلیکون بلوری به ضخامت ۱۰۰۰ نانومتر، بدون زیرلایه و نانومیله، در نظر گرفته و جذب درون تیغه را به کمک روش FDTD محاسبه کردیم. همانطور که انتظار داشتیم و در شکل ۳ نشان داده شده است، به دلیل برابری طول موج نور فرودی با طول موج مدهای درون لایه در نظر گرفته شده، که مانند یک کاواک فابری پرو عمل می‌کند، رفتاری نوسانی را در نمودار جذب مشاهده می‌کنیم. توزیع شدت میدان مغناطیسی محاسبه شده درون ماده جاذب در طول موج‌های تشدید (که کاملاً با طول موجی که از رابطه مربوطه به دست می‌آید، مطابقت دارد)، تأییدکننده تشکیل مدهای فابری پرو درون تک‌لایه سیلیکونی می‌باشد (شکل ۴). به منظور بررسی دقت و کارایی کدهای نوشته شده با استفاده از روش

افزایش جذب اپتیکی درون سلول، توزیع شدت میدان مغناطیسی و بررسی تمامی پدیده‌های فیزیکی شامل پراش، پراکنندگی، مدهای موجبری، مدهای پلاسمونیک و ... را در بازه طول موجی ۴۰۰-۱۱۰۰ نانومتر در نظر می‌گیریم. به منظور محاسبه جذب درون ساختارهای مورد بررسی، دو آشکارساز در ابتدا و انتهای ماده جاذب برای اندازه‌گیری توان فرودی به درون سلول ($P_{top}(\lambda)$) و توان خروجی (P_{bottom}) (λ)، قرار داده شده‌اند. با تفاضل مقادیر محاسبه شده توسط آشکارسازها جذب اپتیکی درون سلول به صورت زیر قابل محاسبه می‌باشد.

$$A(\lambda) = \frac{P_{top}(\lambda) - P_{bottom}(\lambda)}{P_{top}(\lambda)} \quad 9$$

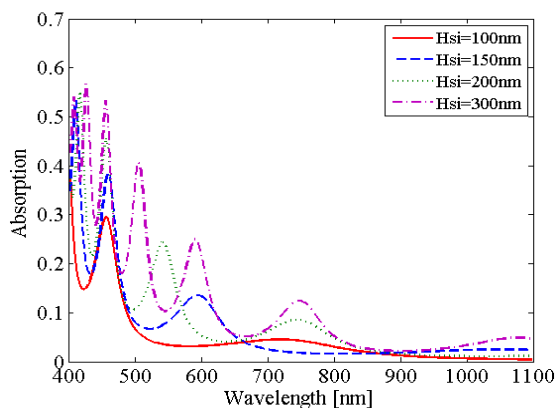
نتایج

به منظور مطالعه چگونگی برانگیختگی مدهای اپتیکی و پارامترهای تأثیر گذار بر خواص آن‌ها، ساختارهای گوناگون را به گونه‌ای در نظر می‌گیریم که بتوان تشکیل هر مد را به تفکیک بررسی کرد. در ابتدا به بررسی برانگیختگی مدهای فابری پرو درون تک لایه‌ای از جنس سیلیکون بلوری می‌پردازیم و سپس برانگیختگی مدهای فوتونیک و پلاسمونیک توسط ساختارهایی شامل آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های دی‌الکتریک قرار داده شده بر روی سطح، آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های پلاسمونیک در انتهای سلول و ساختاری متناوب و شبه‌تناوبی شامل آرایه‌های دی‌الکتریک بر روی سطح و پلاسمونیک در انتهای سلول و تأثیر آن‌ها بر افزایش جذب را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

مدهای فابری پرو

به عنوان اولین پدیده اپتیکی تأثیرگذار در افزایش بهره سلول‌های خورشیدی، مدهای فابری پرو را در نظر

مختلف (۱۰۰ تا ۳۰۰ نانومتر) ماده جاذب از جنس سیلیکون بلوری محاسبه و نتیجه در شکل ۵ نشان داده شده است.



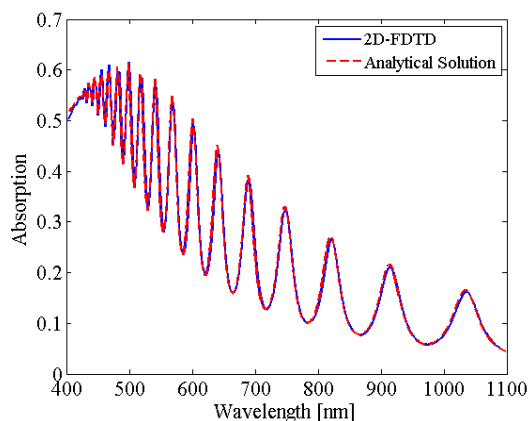
شکل ۵. جذب به‌ازای ضخامت‌های مختلف ماده جاذب بر حسب طول موج.

با توجه به نتیجه به‌دست آمده مشاهده می‌شود که برانگیختگی مدهای فابری پرو به ضخامت ماده وابسته است. همانطور که مشاهده می‌شود در سلول‌های خورشیدی که ضخامت ماده جاذب آن‌ها در حدود ۱۰۰-۳۰۰ نانومتر است، پدیده فابری پرو کمک چندانی به افزایش جذب در گستره طول موجی ۸۰۰-۱۱۰۰ نانومتر نخواهد کرد. بنابراین به‌منظور افزایش جذب اپتیکی درون سلول‌های خورشیدی لایه نازک در گستره وسیعی از طول‌موج‌ها بایستی از سایر تکنیک‌های گیراندازی نور از جمله پراکندگی نور از نانومپله‌ها، مدهای پلاسمونیک و مدهای موجبری به‌درستی بهره‌گرفت.

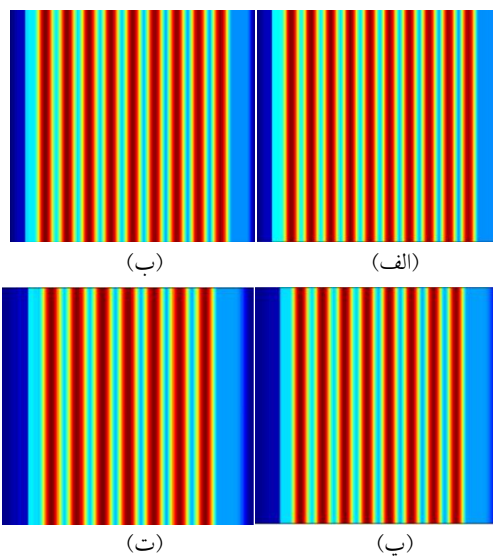
مدهای موجبری

به منظور بررسی افزایش جذب اپتیکی درون سلول به کمک برانگیختگی مدهای موجبری، ساختاری شامل آرایه‌ای متناوب از نانومپله‌های دی‌الکتریک، با سطح مقطع مستطیلی، قرار داده شده بر روی سطح سلول را در نظر می‌گیریم. نانومپله‌های دی‌الکتریک

FDTD، جذب درون سلول را با حل تحلیلی مقایسه کرده که نتیجه این مقایسه در شکل ۳ نشان داده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود هم‌خوانی بسیار خوبی بین نتایج حاصل از شبیه‌سازی و حل تحلیلی وجود دارد، که نشان‌دهنده دقت و کارایی کد FDTD نوشته شده به کمک نرم‌افزار Matlab می‌باشد.

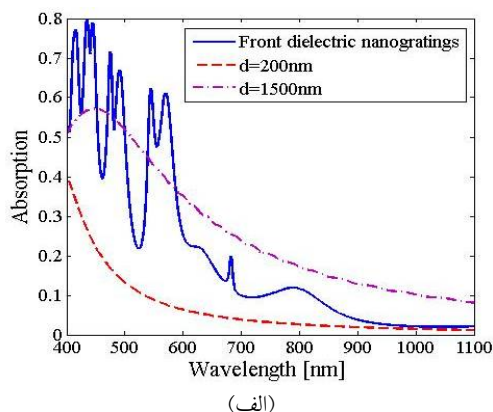


شکل ۳. تأثیر مدهای فابری پرو بر افزایش جذب درون سلول.

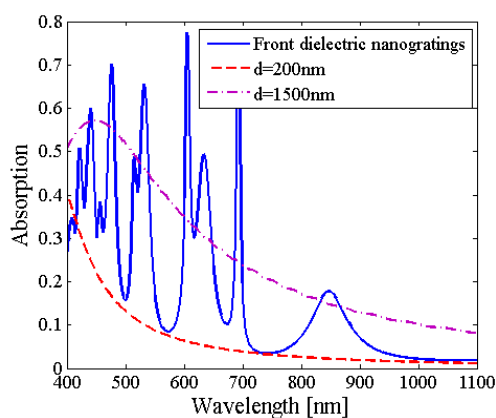


شکل ۴. توزیع شدت میدان مغناطیسی درون ماده جاذب از جنس سیلیکون بلوری به ضخامت ۱۰۰۰ نانومتر در طول‌موج‌های (الف) ۷۹۴ نانومتر، (ب) ۸۲۴ نانومتر، (پ) ۹۱۸ نانومتر، (ت) ۱۰۳۵ نانومتر.

به‌منظور بررسی تأثیر ضخامت بر افزایش جذب اپتیکی درون سلول، جذب را به‌ازای ضخامت‌های



(الف)



(ب)

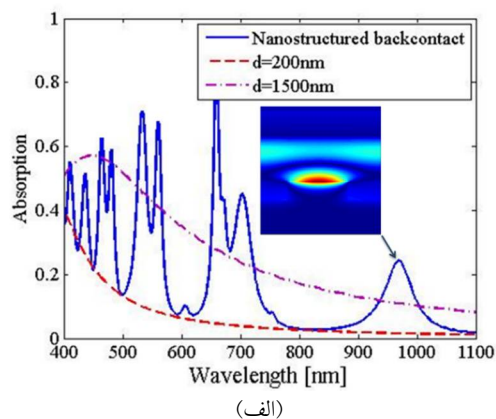
شکل ۶. جذب اپتیکی درون سلول بر حسب طول موج در حضور آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های دی‌الکتریک بر روی سطح سلول تحت تابش موج با قطبش الف (TE) و ب (TM).

به منظور مقایسه میزان جذب، جذب نور پس از طی مسافت (d) ۱۵۰۰ و ۲۰۰ نانومتر در یک بلور سیلیکون بدون انتها (به گونه‌ای که هیچ مد اپتیکی برانگیخته نشود) محاسبه شده است. برای انجام چنین محاسباتی با روش FDTD انتهای سیلیکون درون شرایط مرزی جاذب قرار داده می‌شود. همان‌طور که مشاهده می‌شود برای هر دو قطبش TE و TM، جذب به میزان قابل توجهی در گستره طول موج‌های کوتاه افزایش می‌یابد، که به دلیل برانگیختگی مدهای موجبری و فابری پرو می‌باشد.

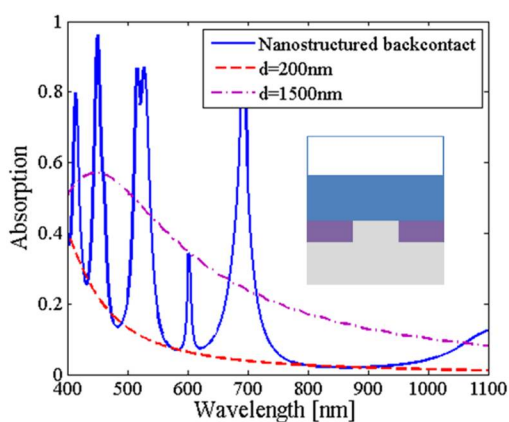
به کار گرفته شده بر روی سطح از چند طریق به افزایش جذب اپتیکی درون سلول کمک می‌کنند، (۱) با کاهش بازتاب توسط نانومیله‌ها که مانند یک لایه ضدبازتاب عمل کرده، بازتاب از سطح سلول کاهش یافته و به دنبال آن جذب به میزان قابل توجهی افزایش می‌یابد، (۲) بخش عمده‌ای از نور فرودی توسط نانومیله‌های دی‌الکتریک به درون سلول هدایت می‌شود. پراکندگی نور فرودی از نانومیله‌ها طول مسیر نوری را که فوتون درون سلول طی می‌کند افزایش می‌دهد و احتمال جذب فوتون توسط ماده جاذب افزایش می‌یابد، (۳) علاوه بر موارد ذکر شده، نانومیله‌های دی‌الکتریک قرار داده شده بر روی سطح سلول مانند توری پراش عمل کرده و موجب پراش نور فرودی در زوایای بزرگ‌تر از زاویه حد شده و پدیده بازتابش کلی رخ می‌دهد. در این حالت نور درون ماده جاذب دچار بازتاب‌های متوالی می‌شود و باعث تشکیل مدهای موجبری در طول موج‌های کوتاه می‌گردد [۳۳]. بنابراین جفت‌شدگی نور فرودی با مدهای موجبری در این حالت جذب اپتیکی درون سلول را به میزان قابل توجهی افزایش می‌دهد. به منظور بررسی دقیق‌تر تأثیر نانومیله‌های دی‌الکتریک بر افزایش بهره سلول، آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون را بر روی سطح سلول و زیرلایه‌ای از جنس نقره، در نظر می‌گیریم. دوره تناوب (P)، ضخامت (w) و ارتفاع نانومیله‌ها (h) به ترتیب ۲۰۰، ۱۰۰ و ۸۰ نانومتر و ضخامت ماده جاذب ۲۰۰ نانومتر انتخاب شده است. نمودار جذب اپتیکی درون سلول در گستره طول موجی ۴۰۰-۱۱۰۰ نانومتر تحت تابش موج با قطبش TE و TM به ترتیب در شکل ۶(الف) و ۶(ب) نشان داده شده است.

مدهای پلاسمونیک

یکی از مؤثرترین راه‌کارهای ارائه شده به منظور افزایش جذب اپتیکی درون سلول‌های خورشیدی لایه نازک استفاده از نانومیله‌های پلاسمونیک می‌باشد. به منظور بررسی مدهای پلاسمونیک برانگیخته شده توسط این نانومیله‌ها و تأثیر آن بر افزایش جذب اپتیکی درون سلول، ساختاری شامل آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های پلاسمونیک از جنس نقره، با سطح مقطع مستطیلی، در انتهای سلول را در نظر می‌گیریم. ساختار طراحی شده در گوشه سمت راست شکل ۷ (ب) نشان داده شده است. دوره تناوب (P)، ضخامت (W) و ارتفاع نانومیله‌ها (h) به ترتیب ۲۰۰، ۱۰۰ و ۸۰ نانومتر و ضخامت ماده جاذب از جنس سیلیکون بلوری ۲۰۰ نانومتر انتخاب شده است. نانومیله‌ها درون لایه دی‌الکتریک از جنس سیلیکا به ضریب شکست ۱٫۵ قرار گرفته‌اند. نتیجه محاسبه جذب اپتیکی درون سلول در دو حالت (تحت تابش موج با قطبش TE و TM) برحسب طول موج در گستره طول موجی ۴۰۰-۱۱۰۰ نانومتر در شکل ۷ نشان داده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود جذب درون سلول در حضور نانومیله‌ها نسبت به حالتی که ضخامت سیلیکون بلوری ۲۰۰ نانومتر است افزایش قابل ملاحظه‌ای داشته است. به کارگیری نانومیله‌های پلاسمونیک در انتهای سلول موجب برانگیختگی مدهای پلاسمونیک و به دنبال آن ایجاد میدان الکترومغناطیسی قوی در اطراف آنها می‌گردد و از آنجایی که جذب با توان دوم میدان الکترومغناطیسی متناسب است، جذب درون سلول افزایش می‌یابد. توزیع شدت میدان مغناطیسی برای ساختار پیشنهادی در طول موج ۹۶۵ نانومتر محاسبه و در شکل ۷ (الف) نشان داده شده است، که تأییدکننده برانگیختگی مد پلاسمونیک در این طول موج می‌باشد.



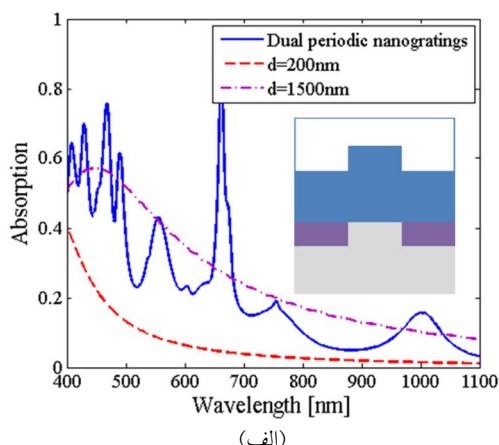
(الف)



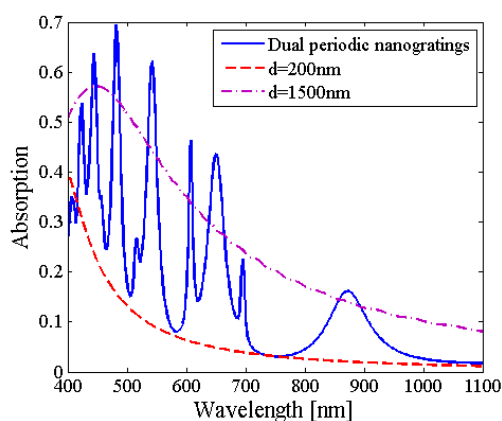
(ب)

شکل ۷. جذب اپتیکی درون سلول برحسب طول موج در حضور آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های پلاسمونیک در انتهای سلول، (الف) تحت تابش موج با قطبش TE، به همراه توزیع شدت میدان مغناطیسی درون سلول و اطراف نانومیله‌ها در طول موج ۹۶۵ نانومتر و (ب) تحت تابش موج با قطبش TM، به همراه نمایی از فضای شبیه‌سازی شده. رنگ‌بندی استفاده شده در فضای شبیه‌سازی، مطابق شکل ۲ می‌باشد.

همچنین با مقایسه این نمودار با نمودار جذب اپتیکی محاسبه شده درون تک لایه‌ای از جنس سیلیکون به ضخامت ۲۰۰ نانومتر (شکل ۵) مشخص می‌شود که وجود نانومیله‌ها موجب برانگیختگی مدهای موجبری در طول موج‌های کوتاه می‌گردد. در حالتی که ساختار پیشنهادی تحت تابش موج با قطبش TM قرار می‌گیرد نیز افزایش جذب قابل توجهی را مشاهده می‌کنیم که این افزایش جذب تنها به کمک مدهای فابری پرو و



(الف)



(ب)

شکل ۸ جذب اپتیکی درون سلول برحسب طول موج با به‌کارگیری آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های دی‌الکتریک بر روی سطح و آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های پلاسمونیک در انتهای سلول. الف) تحت تابش موج با قطبش TE به‌همراه نمایی از فضای شبیه‌سازی شده. رنگ‌بندی استفاده شده در فضای شبیه‌سازی، مطابق شکل ۲ می‌باشد، و ب) تحت تابش موج با قطبش TM.

همانطور که مشاهده می‌شود در مقایسه با شکل ۸(الف)، قلّه جذبی جدیدی در طول موج ۱۰۴۸ نانومتر به‌وجود آمده است که به‌دلیل جفت‌شدگی مدهای موجبری و مدهای پلاسمونیک می‌باشد. در طول‌موج‌های کوتاه نیز علاوه بر تقویت مدهای فابری‌پرو و موجبری، مدهای جدیدی به‌دلیل جفت‌شدگی با مدهای فوتونیک به‌وجود آمده است.

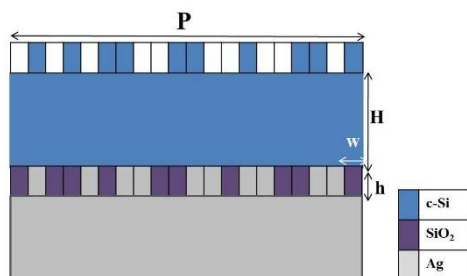
مدهای موجبری رخ می‌دهد. زیرا در این حالت امکان برانگیخته شدن مدهای پلاسمونیک وجود ندارد.

جفت‌شدگی مدهای اپتیکی

به‌منظور بررسی جفت‌شدگی مدهای اپتیکی، ساختاری را مورد بررسی قرار می‌دهیم که شامل آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون بر روی سطح و آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های پلاسمونیک از جنس نقره در انتهای سلول است (شکل ۸(الف)). جذب اپتیکی درون سلول برای این ساختار تحت تابش موج با قطبش TE و TM محاسبه و به‌ترتیب در شکل ۸(الف) و ۸(ب) نشان داده شده است. با مقایسه شکل ۸ با شکل‌های ۶ و ۷ مشاهده می‌شود اغلب قله‌های جذبی در حالت قبل با اندکی جابجایی در این حالت نیز برانگیخته می‌شوند. در ساختار ارائه شده می‌توان پارامترهای اصلی از جمله ابعاد نانومیله‌ها و دوره تناوب آن‌ها را به‌گونه‌ای تنظیم کرد که پیک‌های جذبی جدیدی به‌واسطه جفت‌شدگی مدهای موجبری با مدهای پلاسمونیک رخ دهد. به‌منظور بررسی این موضوع، مدلی را در نظر می‌گیریم که در آن آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون بر روی سطح و آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های پلاسمونیک از جنس نقره در انتهای سلول می‌باشد، با این تفاوت نسبت به حالت قبل که دوره تناوب نانومیله‌های دی‌الکتریک دو برابر دوره تناوب نانومیله‌های پلاسمونیک در نظر گرفته شده است (شکل ۹(الف)).

افزایش جذب این ساختار برای موج با دو قطبش TE و TM به‌ترتیب در شکل‌های ۹(الف) و ۹(ب) نشان داده شده است.

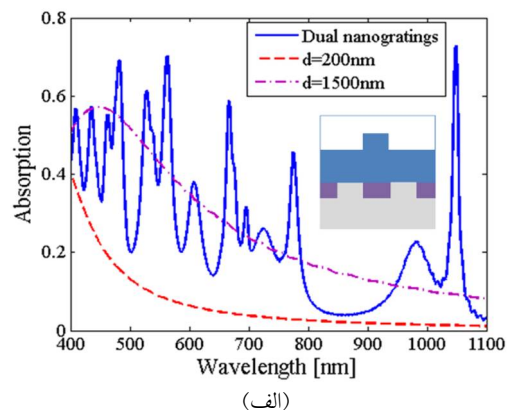
ضخامت ماده جاذب از جنس سیلیکون بلوری را به ترتیب، ۲۰۰۰، ۸۰ و ۲۰۰ نانومتر در نظر می‌گیریم. فواصل میان نانومیله‌های پلاسمونیک با ماده‌ای از جنس سیلیکا به ضریب شکست ۱/۵ پر شده است. ضخامت نانومیله‌ها را به گونه‌ای در نظر می‌گیریم که نیمی از دوره تناوب را پر کنند. ساختار مورد نظر در شکل ۱۰ نشان داده شده است. ساختار پیشنهادی و ابعاد با توجه به امکانات زمان حال برای ساخت نانوساختارهای پلاسمونیک انتخاب شده است.



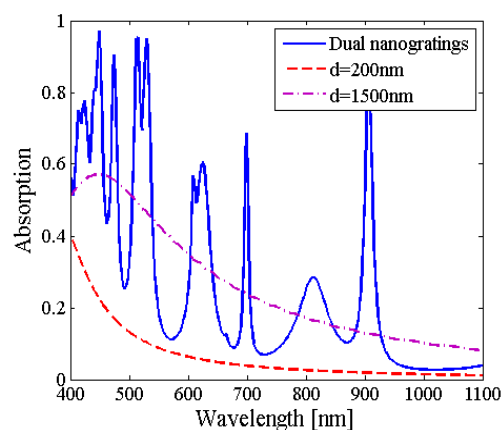
شکل ۱۰. ساختار پیشنهادی به منظور افزایش بازده سلول‌های خورشیدی که شامل آرایه‌ای شبه‌تناوبی از نانومیله‌های دی‌الکتریک بر روی سطح و آرایه‌ای شبه‌تناوبی از نانومیله‌های پلاسمونیک در انتهای سلول می‌باشد.

نمودار جذب اپتیکی درون سلول با به‌کارگیری ساختار شبه‌تناوبی، در شکل ۱۱ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، افزایش چشمگیری در جذب اپتیکی درون سلول در هر دو قطبش را خواهیم داشت، به گونه‌ای که جذب نور توسط سلول خورشیدی لایه نازک با ضخامت ۲۰۰ نانومتر می‌تواند قابل مقایسه با سلول‌های خورشیدی با ضخامت ۱۵۰۰ نانومتر باشد.

انتخاب دوره تناوب و ابعاد نانومیله‌های به‌کارگرفته شده در ساختار مورد نظر نسبت به ساختار تناوبی بررسی شده در بخش قبل به گونه‌ای است که نور با مرتبه‌های بالاتر نیز پراشیده شود و باعث برانگیخته شدن مدهای موجبری جدید گردد. البته باید به این نکته اشاره کرد که افزایش بیش از حد دوره تناوب ساختار



(الف)



(ب)

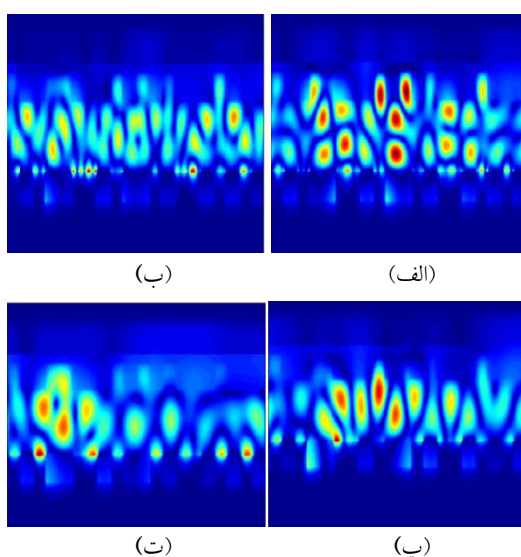
شکل ۹. جذب اپتیکی درون سلول برحسب طول‌موج با به‌کارگیری آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های دی‌الکتریک بر روی سطح و آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های پلاسمونیک در انتهای سلول به گونه‌ای که دوره تناوب نانومیله‌های دی‌الکتریک دو برابر دوره تناوب نانومیله‌های پلاسمونیک باشد، (الف) تحت تابش موج با قطبش TE به همراه نمایی از فضای شبیه‌سازی شده. رنگ‌بندی استفاده شده در فضای شبیه‌سازی، مطابق شکل ۲ می‌باشد، (ب) تحت تابش موج با قطبش TM.

تنظیم مدهای اپتیکی

به‌منظور بهره‌گیری از تمامی مدهای اپتیکی و امکان تنظیم آن‌ها در محدوده دلخواه، ساختاری شامل آرایه‌ای شبه‌تناوبی از نانومیله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون بر روی سطح و آرایه‌ای شبه‌تناوبی از نانومیله‌های پلاسمونیک از جنس نقره در انتهای سلول ارائه می‌دهیم. دوره تناوب، ارتفاع نانومیله‌ها و

نور از نانومیله‌ها با شرایط لازم برای ایجاد جفت‌شدگی با تعداد قابل توجهی از مدهای اپتیکی است.

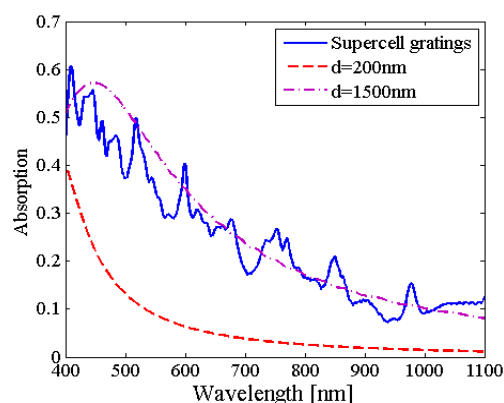
شکل‌های ۱۲(الف) تا ۱۲(ت) توزیع شدت میدان مغناطیسی درون سلول و اطراف نانومیله‌ها، زمانی که ساختار مورد نظر تحت تابش موج با قطبش TE قرار می‌گیرد، در طول موج‌های ۶۷۲، ۷۸۰، ۹۷۸ و ۱۰۴۵ نانومتر را نشان می‌دهند.



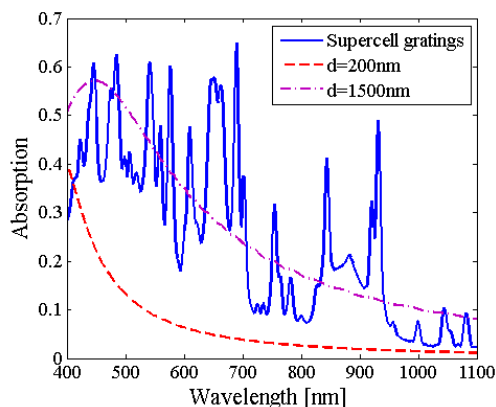
شکل ۱۲. توزیع شدت میدان مغناطیسی درون سلول و اطراف نانومیله‌ها در طول موج‌های، (الف) ۶۷۲ نانومتر، (ب) ۷۸۰ نانومتر، (پ) ۹۷۸ نانومتر، (ت) ۱۰۴۵ نانومتر.

با توجه به توزیع شدت‌های میدان مغناطیسی، مشاهده می‌شود که ساختار شبه‌تناوبی توانایی برانگیختن همزمان مدهای اپتیکی مختلف شامل مدهای فابری پرو، مدهای موجبری، مدهای پلاسمونیک و همچنین جفت‌شدگی بین مدهای فوتونیک-پلاسمونیک در طول موج‌های مختلف را دارد. برانگیختگی هر مد طول مسیری که فوتون درون سلول طی می‌کند را افزایش داده و به دنبال آن افزایش جذب اپتیکی درون سلول را خواهیم داشت.

پیشنهادی، لزوماً افزایش بهره سلول خورشیدی را به دنبال ندارد. زیرا شدت نور در مرتبه‌های بالاتر پراش بسیار ضعیف می‌باشد و کمک چندانی به افزایش جذب درون سلول نمی‌کند. با انتخاب دوره تناوب بهینه می‌توان تعداد مرتبه‌های پراش و شدت نور در هر مرتبه را به گونه‌ای تنظیم کرد که موجب برانگیختگی تعداد بیشتری از مدهای اپتیکی با شدت مناسب شوند.



(الف)



(ب)

شکل ۱۱. جذب اپتیکی درون سلول برحسب طول موج با به‌کارگیری آرایه‌ای شبه‌تناوبی از نانومیله‌های دی‌الکتریک بر روی سطح و آرایه‌ای شبه‌تناوبی از نانومیله‌های پلاسمونیک در انتهای سلول تحت تابش موج با قطبش، (الف) TE، (ب) TM.

مقایسه شکل ۱۱ با شکل‌های ۸ و ۹، برتری به‌کارگیری ساختار شبه‌تناوبی بر افزایش بهره سلول‌های خورشیدی را به وضوح نشان می‌دهد که دلیل آن پراش

نتیجه‌گیری

در این مقاله، به منظور افزایش بهره سلول‌های خورشیدی لایه نازک در گستره وسیعی از طول‌موج‌ها، ساختاری شامل آرایه‌ای شبه‌تناوبی از نانومیله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون بر روی سطح و آرایه‌ای شبه‌تناوبی از نانومیله‌های پلاسمونیک از جنس نقره در انتهای سلول ارائه شده است. نتایج حاصل از شبیه‌سازی با روش FDTD دو بعدی به خوبی نشان می‌دهد که ساختار شبه‌تناوبی توانایی برانگیختن همزمان مدهای اپتیکی مختلف شامل مدهای فابری پرو، مدهای موجبری، مدهای پلاسمونیک و همچنین جفت‌شدگی بین مدهای فوتونیک-پلاسمونیک در طول‌موج‌های مختلف و به دنبال آن افزایش جذب را دارد. تأثیر هرکدام از نانومیله‌های دی‌الکتریک و پلاسمونیک بر افزایش جذب درون سلول را به طور جداگانه مورد بررسی قرار دادیم. نشان داده شد با به‌کارگیری آرایه‌ای متناوب از نانومیله‌های دی‌الکتریک از جنس سیلیکون بر روی سطح می‌توان جذب درون سلول در طول‌موج‌های کوتاه را، به دلیل برانگیختگی مدهای موجبری و فابری پرو، به میزان قابل توجهی افزایش داد. همچنین به‌کارگیری آرایه‌ای از نانومیله‌های پلاسمونیک در انتهای سلول به دلیل ایجاد میدان الکترومغناطیسی قوی درون سلول جذب را در طول‌موج‌های بلند افزایش می‌دهد.

با بهره‌گیری از تکنیک‌های بهینه‌سازی و تنظیم دقیق پارامترهای تأثیرگذار از جمله ابعاد نانومیله‌ها و دوره تناوب مسئله، می‌توان افزایش بیشتری در جذب اپتیکی از طریق جفت‌شدگی قوی‌تر بین مدهای فوتونیک و پلاسمونیک را ایجاد کرد. توجه به این نکته ضروری است که اضافه کردن نانومیله‌های فلزی می‌تواند باعث اتلاف بخشی از انرژی نور فرودی و تبدیل آن به گرما شود. بنابراین ابعاد نانومیله‌های پلاسمونیک باید به

گونه‌ای انتخاب شود که اتلاف اهمی کمترین مقدار ممکن و میزان جذب نور درون سلول بیشینه گردد. با توجه به این که هدف از انجام این پژوهش صرفاً بررسی برانگیختگی مدهای اپتیکی و تأثیر آن بر افزایش جذب درون سلول است، ساختارهای ارائه شده لزوماً بهینه نیستند.

مرجع‌ها

- [1] J.N. Munday, H.A. Atwater, Large integrated absorption enhancement in plasmonic solar cells by combining metallic gratings and antireflection coatings, *Nano Letters* **11** (2011) 2195-2201.
- [2] J.R. Nagel, M.A. Scarpulla, Enhanced absorption in optically thin solar cells by scattering from embedded dielectric nanoparticle, *Optics Express* **18** (2010) A139-A146.
- [3] G. Gomard, E. Drouard, X. Meng, A. Kaminiski, A. Fave, M. Lemiti, Garcia, E. Caurel, C. Seassal, Two-dimensional photonic crystal for absorption enhancement in hydrogenated amorphous silicon thin film solar cells, *Applied Physics* **108** (2010) 123102-123110.
- [4] H. Ding, L. Lalouat, B.G. Acevedo, R. Orobtcouk, Ch. Seassal, and E. Drouard, Design rules for net absorption enhancement in pseudo-disordered photonic crystal for thin film solar cells, *Optics Express* **24** (2016) A650-A666.
- [5] H.A. Atwater, A. Polman, Plasmonic for improved photovoltaic devices, *Nature Materials* **9** (2010) 205-213.
- [6] V.E. Ferry, J.N. Munday, H. Atwater, Design consideration for plasmonic photovoltaics, *Advanced materials* **22** (2010) 4794-4808.
- [7] H. Shen, P. Bienstman, and B. Maes, Plasmonic absorption enhancement in organic solar cells with thin active layers, *Applied Physics* **106** (2009) 073109-073114.

- periodic silicon gratings as solar absorbers for solar cells, *Optics Express* **22** (2013) A68-A79.
- [18] M.B. Duhring, N.A. Mortensen, O. Sigmund, Plasmonic versus dielectric enhancement in thin-film solar cells, *Applied Physics Letters* **100** (2012) 211914-211918.
- [19] J. Grandidier, D.M. Callahan, J.N. Munday, H.A. Atwater, Light Absorption Enhancement in Thin-Film Solar Cells Using Whispering Gallery Modes in Dielectric Nanospheres, *Advanced materials* **23** (2011) 1272-1276.
- [20] G. Zheng, L. Xu, M. Lai, Y. Chen, Y. Liu, X. Li, Enhancement of optical absorption in amorphous silicon thin film solar cells with periodical nanorods to increase optical path length, *Optics Communications* **285** (2012) 2755-2759.
- [21] B. Wang, L. Chen, L. Lei, J. Zhou, Dielectric grating with a metal slab for high efficiency in optical communication, *Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communication* (2013) 367-370.
- [22] A. Abass, K.Q. Le, A. Alu, M. Burgelman, B. Maes, Dual-interface gratings for broadband absorption enhancement in thin-film solar cells, *Physical Review B* **85** (2012) 115449-115456.
- [23] X. Meng, E. Drouard, G. Gomard, R. Peretti, A. Fave, Ch. Seassal, Combined front and back diffraction gratings for broad band light trapping in thin film solar cell, *Optics Express* **20** (2012) A560-A571.
- [24] W. Zhang, G. Zheng, L. Jiang, X. Li, Combined front diffraction and back blazed gratings to enhance broad band light harvesting in thin film solar cells, *Optics Communications* **298** (2013) 250-253.
- [25] Ch.S. Schuster, P. Kowalczewski, E.R. Martins, M. Patrini, M.G. Scullion, M. Liscidini, L. Lewis, Ch. Reardon, L.C. Andreani, T.F. Krauss, Dual gratings for enhanced light trapping in thin-film solar cells by a layer-transfer technique, *Optics Express* **21** (2013) A433-A438.
- [8] C. Rockstuhl, S. Fehr, F. Lederer, Absorption enhancement in solar cells by localized plasmon polaritons, *Applied Physics* **104** (2008) 123102-123109.
- [9] J.Y. Lee, P. Peumans, The origin of enhanced optical absorption in solar cells with metal nanowires embedded in the active layer, *Optics Express* **18** (2010) 10078-10087.
- [10] R.A. Pala, J. White, E. Barnard, J. Liu, and M.L. Brongersma, Design of plasmonic thin-film solar cells with broadband absorption enhancements, *Advanced materials* **21** (2009) 3504-3509.
- [11] M.S. Branham, W.C. Hsu, S. Yerci, J. Loomis, S.V. Boriskina, B.R. Hoard, S.E. Han, and G. Chen, 15.7% efficient 10- μ m-thick crystalline silicon solar cells using periodic nanostructures, *Advanced materials* **27** (2015) 2182-2188.
- [12] H. Li, Q. Wang, J. Chen, J. Krc, W.J. Soppe, Light trapping in amorphous silicon solar cells with periodic grating structures, *Optics Communications* **285** (2012) 808-815.
- [13] W. Wang, K. Reinhardt, Y. Lu, and Sh. Chen, Broadband light absorption enhancement in thin-film silicon solar cells, *Nano Letters* **10** (2010) 2012-2018.
- [14] S. Xiao, E. Stassen, N.A. Mortensen, Ultrathin silicon solar cells with enhanced photocurrents assisted by plasmonic nanostructures, *Journal of Nanophotonics* **6** (2012) 061503-061510.
- [15] J. Chen, Q. Wang, H. Li, Microstructured design of metallic diffraction gratings for light trapping in thin-film silicon solar cells, *Optics Communications* **283** (2010) 5236-5244.
- [16] M. Wellenzohn, R. Hainberger, Light trapping by backside diffraction gratings in silicon solar cells revisited, *Optics Express* **20** (2011) A20-A27.
- [17] N.N. Huu, M. Cada, J. Pistora, Investigation of optical absorptance of one dimensionally

- [26] R. Chriki, A. Yanai, J. Shappir, U. Levy, Enhanced efficiency of thin film solar cells using a shifted dual grating plasmonic structure, *Optics Express* **21** (2013) A382-A391.
- [27] S. Jain, V. Depauw, V.D. Miljkovic, A. Dmitriev, Ch. Trompoukis, I. Gordon, P.V. Dorpe, O.El. Daif, Broadband absorption enhancement in ultra-thin crystalline Si solar cells by incorporating metallic and dielectric nanostructures in the back reflector, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* (2014) 1144–1156.
- [28] H. Shen, B. Maes, Combined plasmonic gratings in organic solar cells, *Optics Express* **19** (2011) A1202–A1210.
- [29] E.R. Martins, J. Li, Y. Liu, J. Zhou, T.F. Krauss, Engineering gratings for light trapping in photovoltaics: The supercell concept, *Physical Review B* **86** (2012) 041404–041407.
- [30] E.R. Martins, J. Li, Y. Liu, V. Depauw, Z. Chen, J. Zhou, T.F. Krauss, Deterministic quasi-random nanostructures for photon control, *Nature Communications* (2013) 2665-2671.
- [31] S.A. Maier, *Fundamentals and Applications*, John Wiley, New York, (2007).
- [32] A. Taflove, S. Hagness, *Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method*, John Wiley, New York, (2005).
- [33] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley, New York, (1991).

Designing nanoplasmonic solar cells based on optical mode excitation

Arezoo Firoozi, Ahmad Mohammadi*

Department of Physics, Faculty of Science, Persian Gulf University, Bushehr, Iran

Received: 14.05.2016 Final revised: 21.03.2017 Accepted: 29.05.2017

Abstract

To enhance light absorption in thin film solar cells, we propose and investigate several approaches to design dielectric and plasmonic nanostructures for efficient excitement of numerous optical modes in the solar cells, leading to an increase in the number of absorbed photons within absorbing layer. Two-dimensional Finite Difference Time Domain (2D-FDTD) method is employed to model light interaction with the proposed structures and to investigate the effect of solar cell parameters on the optical modes excitation. It is shown that several optical modes can be excited and adjusted by placing one dimensional dielectric and plasmonic quasi-periodic nanogratings on top and at the bottom of active layer, respectively.

Keywords: Thin Film Solar Cells, Nanoplasmonic, FDTD Method

* Corresponding Author: Mohammadi@pgu.ac.ir