



بررسی ویژگی‌های نوری و نوسانات پلاسمونی نانوساختار تک حلقه ماریچی منگنز

مهسا فخارپور*

گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد میبد، میبد

چکیده: لایه‌های نازک نانوساختار تک حلقه ماریچی منگنز با استفاده از روش همزمان لایه‌نشانی مایل و چرخش زیرلایه حول محور عمود بر آن تهیه شده است. ویژگی‌های ساختاری نمونه تولید شده با استفاده از تصاویر FESEM و AFM به دست آمده است. با استفاده از طیف‌سنجی تک باریکه‌ای، طیف نوری نمونه برای نور تابشی عمود بر سطح به دست آمده است. سپس، با استفاده از مدل همگن‌سازی، طیف جذب برای نور پلاریزه خطی در زاویه تابشی 0° و زوایای سمتی متفاوت به دست آمد. نتایج به دست آمده سازگاری خوبی با طیف جذب تجربی دارد. همچنین، با استفاده از تقریب دوقطبی منفصل نوع نوسانات پلاسمونی در داخل نانوحلقه ماریچی بررسی شده است.

واژگان کلیدی: تقریب دوقطبی منفصل، تک حلقه ماریچی منگنز، جذب، نانوساختار، همگن‌سازی

Mahsa.fakharpour@maybodiau.ac.ir

ریخت‌شناسی نانوساختارها، تعداد جایگاه‌های بیشتری برای ایجاد میدان‌های افزایشی که کاربرد زیادی در SERS (Surface Enhanced Raman Spectroscopy) دارند به وجود می‌آورد [۱۶].

یانگ و کوات با استفاده از لایه‌نشانی تبخیر فیزیکی و چرخش زیرلایه، لایه‌های فلوریت پیچشی را تهیه کردند. سپس، آنها نشان دادند که این نوع لایه‌های نازک می‌توانند صفحه پلاریزاسیون نور تابش عمودی را بچرخاند [۱۷]. پس از آن موتهیرو و تاگا با استفاده از لایه‌نشانی زاویه مایل، لایه‌های زیگزازی اکسیدهای فلزی را تهیه و ویژگی‌های دو شکستی آنها را بررسی کردند [۱۸]. رویی و برت با استفاده از روش لایه‌نشانی خراشی، فعالیت نوری لایه نازک نانومجمه‌سازی شده TiO_2 را بررسی کردند. لایه‌های نازک ماریچی TiO_2 متخلخل، بازتاب انتخابی نور پلاریزه دایروی را نشان دادند [۱۹ و ۲۰]. پس از آن مطالعات بر فلزات نجیب نقره و طلا و ویژگی‌های نوری آنها انجام شد که نتایج متفاوت‌تری نسبت به دی‌الکتریک‌ها نشان

۱- مقدمه

نانوساختارهای فلزی بسته به شکل هندسی و اندازه نانوساختارشان ویژگی‌های متفاوتی دارند و این موجب می‌شود تا این ساختارها در زمینه‌های متفاوتی از قبیل بیوپزشکی [۶-۱]، آنتی‌باکتریال [۷] و نوری [۸-۱۰] کاربرد زیادی داشته باشند.

با استفاده همزمان لایه‌نشانی مایل و لایه‌نشانی خراشی GLAD (Glancing Angle Deposition) با چرخش زیرلایه حول محور عمود بر سطح می‌توان نانوساختارهای مجسمه‌سازی شده با شکل‌های از پیش طراحی شده تولید کرد. نانوساختارهای ماریچی نمونه‌ای از نانوساختارهای سه بعدی هستند که می‌توان با این روش تهیه کرد.

نانوساختارهای فلزات نجیب از قبیل نقره، طلا و مس به دلیل ایجاد تشدید پلاسمون‌های سطحی [۱۱] کاربردهای زیادی به ویژه در زمینه پلاسمونی [۱۵-۱۲] دارند. بررسی‌های تجربی و تئوری نشان می‌دهد که افزایش تعداد گوشه‌ها و نقاط برآمده در

دادند [۱۱ و ۲۱]. فخرپور و همکارانش نانساختارهای ماریپیچی منگنز با سطح مقطع مربعی با شیب‌های متفاوت و تعداد بازوهای متغیر با استفاده از روش لایه‌نشانی خراشی تهیه و ویژگی نوری آنها را بررسی کردند [۲۲ و ۲۳].

در این پژوهش، نیز تصمیم گرفته شد که بر همان فلز منگنز که پژوهش‌های کمتری بر آن انجام شده و بسته به شرایط دستگاه لایه‌نشانی انتخاب شده است، با هندسه تک حلقه ماریپیچی و سطح مقطع دایره‌ای بررسی شود. انرژی پلاسمونی نانوذرات منگنز در حدود (۳۰۰ نانومتر) ۱۵/۴ الکترون ولت [۲۴] است. با آرایش منگنز در لایه‌های نازک، انرژی پلاسمونی افزایش می‌یابد [۲۵]. به منظور بررسی خواص نوری این لایه‌ها، طیف جذب منگنز برای نور تابشی پلاریزه خطی در تابش عمود بر لایه نازک نانساختار ماریپیچی تک حلقه‌ای منگنز با استفاده از روش ماتریس انتقال به دست آمده است.

در مدل شبیه‌سازی شده چند پارامتر به کار برده شده است. ω فرکانس زاویه‌ای، عدد موج فضای آزاد $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ ، طول موج فضای آزاد $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$ و امپدانس $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ است. u_x ، u_y و u_z بردارهای یکه در دستگاه مختصات دکارتی هستند.

همچنین، با استفاده از مدل تقریب دوقطبی منفصل میدان الکتریکی افزایشی برای صفحه XOZ عبوری از نانساختار در طول موجی که قله پلاسمونی ایجاد شده، به دست آورده و پربند توزیع میدان الکتریکی نزدیک نانساختار ترسیم می‌شود.

مدل نوری لایه‌های نازک نانساختار تک حلقه ماریپیچی در بخش "مدلسازی" و نتایج تئوری در بخش "نتایج و بحث" توضیح داده شده است. همچنین، در این بخش مقایسه‌ای بین نتایج تجربی و تئوری انجام شده است.

۲- مدلسازی

۲-۱- همگن‌سازی

عملیات ریاضی را که بتوانیم گذار از مقیاس میکروسکوپی به مقیاس طولی پیوستار را توجیه کنیم همگن‌سازی می‌نامند [۲۶]. هر لایه نازک نانومجمعه‌سازی شده یک ساختار پیوستار ناهمگن خواهد بود که ذرات در راستای محور Z جهت‌بندی شده‌اند. فرایند همگن‌سازی عمود بر محور Z انجام می‌شود. از طرفی، به دلیل

دوران زیرلایه حول محور عمود بر صفحه زیرلایه در طول لایه-نشانی، ساختار نانومجمعه‌سازی ماریپیچی تهیه شده که در راستای Z رشد یافته و دارای ضخامت لایه L است. طبق نظریه بروگمن می‌توان ساختار را به صورت چندسازه حداقل با دو فاز متفاوت ماده و تخلخل در نظر گرفت. اسکالره‌های گذردهی نسبی در لایه نازک مجسمه‌سازی شده در هر طول موج از روابط همگن‌سازی بروگمن به دست می‌آیند. در روش همگن‌سازی می‌توان ریخت‌شناسی ساختار را به صورت ذرات بیضوی کوچک شبیه‌سازی کرد [۲۶]. بنابراین، ثابت گذردهی الکتریکی لایه ناهمگن، یک تانسور ۹ مولفه‌ای قطری است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\epsilon_{ref} = \begin{pmatrix} \epsilon_a & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_b & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_c \end{pmatrix}$$

که در آن ϵ_a ، ϵ_b و ϵ_c اسکالره‌های گذردهی نسبی هستند که ناهمسانگردی ساختار را نشان می‌دهند و به ترتیب ثابت‌های گذردهی الکتریکی در راستای محورهای X، Y و Z هستند. ϵ_{ref} دیادیک گذردهی نسبی محلی می‌نامند.

هر بیضی‌گون دارای سه قطر است که نصف هر قطر آنها با γ_a ، γ_b و γ_c نمایش داده می‌شوند. انتخاب این پارامترها باید به گونه‌ای باشد که بیضی‌گون به صورت یک سوزن با اندکی برآمدگی در مرکزش باشد، به عبارتی $\gamma_a > 1$ و $\gamma_c \gg 1$ و مقدار این قطرها بدون واحد و نسبت آنها مهم است. اسکالره‌های گذردهی نسبی به پارامترهای بیضی‌گون $\gamma_{a,b,c}$ و کسر حجمی فاز تهی f_v ، طول موج فضای آزاد λ_c و ضریب شکست ماده بستگی دارد [۲۷ و ۲۸].

پس از به دست آوردن ϵ_{ref} و تانسور دی‌الکتریک، معادلات ماکسول برای لایه نازک ناهمگن را حل می‌کنیم. لایه نازک نانومجمعه‌ای در ناحیه $0 \leq z \leq L$ در فضای آزاد در نظر می‌گیریم. سپس، موج تختی با قطبیدگی مورد نظر تحت زاویه تابش θ_{inc} نسبت به محور Z ها و زاویه سمتی ψ نسبت به محور X ها در صفحه XY بر آن فرود می‌آوریم. میدان‌های الکتریکی تابش، عبور و بازتاب به صورت زیر هستند:

ماتریس انتقال هر لایه بسیار نازک، ماتریس انتقال کل لایه به صورت زیر به دست می‌آید [۳۰ و ۳۱]

$$[M]_{TF} = [M]_N [M]_{N-1} \dots [M]_2 [M]_1 \quad (۶)$$

پس از محاسبه ماتریس انتقال می‌توان دامنه‌های بازتاب و عبور به دست آورد. جذب نوری برای هر دو قطبش S و P با استفاده از $A_i = 1 - \sum_{j=S,P} (R_{ij} + T_{ij})$ محاسبه می‌شود.

۲-۲- تقریب دوقطبی منفصل

تقریب دوقطبی منفصل روش تقریبی است که برهم‌کنش نور با نانوذرات با شکل هندسی دلخواه و با ابعادی کوچکتر از طول موج نور فرودی را نشان می‌دهد [۳۲-۳۴]. جزئیات بیشتر مربوط به این تقریب در مراجع [۳۵] آمده است.

برای انجام محاسبات در تقریب دوقطبی منفصل هندسه ساختار نمونه با N دوقطبی محدود می‌شود. هر قدر تعداد این دوقطبی‌ها افزایش یابد محاسبات دقیق‌تر خواهد بود. فاصله بین دوقطبی‌ها بسیار کوچک و برابر d در نظر گرفته می‌شود. بنابراین، حجم جسم (نانوذرات) $d = \left(\frac{V}{N}\right)^{\frac{1}{3}}$ است. در محاسبات تقریب دوقطبی منفصل، برهم‌کنش دوقطبی‌ها با میدان الکتریکی نور فرودی و همچنین، برهم‌کنش دوقطبی‌ها با یکدیگر در نظر گرفته می‌شود. سپس، قطبش دوقطبی‌های لحظه‌ای (P_j) حاصل از میدان‌های الکتریکی خارجی (E_{ext,j}) در مکان j در داخل یا نزدیک نمونه به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$P_j = \alpha_j E_{ext,j} = \alpha_j (E_{inc,j} - \sum_{k \neq j} A_{jk} P_k) \quad (۷)$$

-A_{jk}P_k سهم میدان الکتریکی در مکان j ناشی از دوقطبی که در مکان k قرار دارد و ضرایب A ثابت‌هایی هستند که مربوط به برهم‌کنش دوقطبی‌هاست. E_{inc,j} میدان الکتریکی خارجی در محل دوقطبی j و α_j قطبش‌پذیری دوقطبی j است. سپس، میدان الکتریکی در هر نقطه با استفاده از معادله (۸) به دست می‌آید:

$$\vec{E}_i = \vec{E}_0 \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}_i) + \sum_{j \neq i} \frac{\exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^2} \times \left[k^2 (\vec{r}_{ij} \times \vec{P}_j) \times \vec{r}_{ij} + \frac{(1 - ikr_{ij})}{r_{ij}^3} (3(\vec{P}_j \cdot \vec{r}_{ij}) \vec{r}_{ij} - r_{ij}^2 \vec{P}_j) \right] \quad (۸)$$

$$\begin{cases} E_{inc}(r) = [Sa_s + P_+ a_p] e^{iK_0 \cdot r} & z \leq 0 \\ E_{ref}(r) = [Sr_s + P_+ r_p] e^{-iK_0 \cdot r} & z \leq 0 \\ E_{tr}(r) = [St_s + P_+ t_p] e^{iK_0 \cdot (r - d u_z)} & z \geq d \end{cases}$$

سپس، با استفاده از معادله ماکسول $H(r) = (i\omega\mu_0)^{-1} \nabla \times E(r)$ میدان مغناطیسی را به دست می‌آوریم (a_s, a_p)، (r_s, r_p) و (t_s, t_p) به ترتیب دامنه‌های موج تابش، بازتاب و عبوری برای نور پلاریزه شده خطی S و P هستند. در روابط بالا داریم:

$$\begin{cases} r = xu_x + yu_y + zu_z \\ K_0 = K_0 (\sin\theta_{inc} \cos\Psi_{inc} u_x + \sin\theta_{inc} \sin\Psi_{inc} u_y + \cos\theta_{inc} u_z) \end{cases} \quad (۳)$$

بردارهای قطبش خطی عمود و موازی با صفحه تابش به ترتیب: P و S به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\begin{aligned} S &= -u_x \sin\Psi_{inc} + u_y \cos\Psi_{inc} \\ P_{\pm} &= \mp (u_x \cos\Psi_{inc} \cos\theta_{inc} + u_y \sin\Psi_{inc} \cos\theta_{inc}) + u_z \sin\theta_{inc} \end{aligned} \quad (۴)$$

با قرار دادن این روابط در معادلات ماکسول و با استفاده از مقدار مرزی در دو مرز لایه نازک می‌توان دامنه‌های بازتاب و عبور را بر حسب دامنه‌های موج تابشی به دست آورد. نتایج به صورت ماتریسی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{bmatrix} t_s \\ t_p \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = K(\theta_{inc}, \Psi_{inc})^{-1} \cdot M(d, k, \Omega, \Psi_{inc}) \begin{bmatrix} a_s \\ a_p \\ r_s \\ r_p \end{bmatrix} \quad (۵)$$

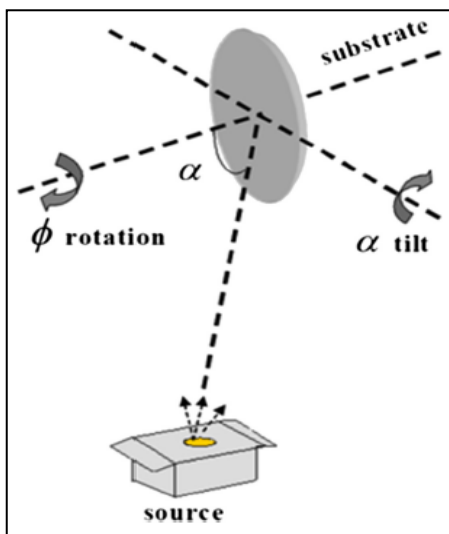
جزئیات بیشتر در مورد روابط و پارامترها در مرجع [۲۹] آورده شده است.

برای به دست آوردن ماتریس انتقال از روش تقریب تکه‌ای همگن استفاده می‌شود. به این صورت که، لایه نازک را به N

به صورت $M = e^{-\dots}$ به دست می‌آید [۱۶]. با دسار هم فرار دادن

منظور توزیع یکنواخت ذرات بر زیرلایه، فاصله چشمه تبخیر تا زیرلایه را 30 سانتیمتر انتخاب شده است و انتظار می‌رود بخار به طور مستقیم به زیرلایه برسد (به عبارتی به علت مسیر آزاد میانگین زیاد $10^4 - 10^3$ سانتیمتر پراکندگی وجود ندارد [۳۶]).

شکل ۱، الگوی سامانه تبخیر با امکان چرخش زیرلایه برای رشد لایه نازک نانومجمه‌سازی شده ماریچی را نشان می‌دهد. زیرلایه‌ها بر یک صفحه دایره‌ای از جنس استیل ضد زنگ با قطر 10 سانتی متر تثبیت شده‌اند. این صفحه دایره‌ای توسط یک موتور به کامپیوتری وصل و با نرم‌افزار labview [۳۷] کنترل می‌شود. صفحه نگه دارنده به همراه زیرلایه‌ها حول محور عمود بر آن با سرعت زاویه‌ای ثابت 0.0092 دور بر دقیقه به طور ساعتگرد دوران می‌کند تا یک پیچ یا گام ماریچ ایجاد شود. قطر ماریچ به همراه پهنای حلقه تقریبی 200 نانومتر تخمین زده می‌شود. ضخامت لایه (d) یا گام ساختار (Ω^2) با استفاده از قانون تانژانت $2\Omega = \frac{2\pi}{\omega} l \sin\beta$ و رابطه $\beta = \alpha - \sin^{-1}\left(\frac{1-\cos\alpha}{2}\right), \alpha > 60^\circ$ [۳۷] به دست می‌آید. ضخامت تک حلقه ماریچی لایه‌نشانی شده با استفاده از روابط و محاسبات انجام شده در حدود 400 نانومتر است که با ضخامت به دست آمده از تصویر FESEM سطح مقطع نانوساختار مطابقت می‌کند. از نمونه‌ها به منظور بررسی ریخت-شناسی سطح، آنالیز AFM گرفته شده است. همچنین، ویژگی نوری آنها از طیف‌های بازتاب و عبور این نانوساختارها بررسی شده است.



شکل ۱: الگوی از لایه نشانی مایل همزمان با چرخش زیرلایه برای لایه نشانی نانوساختار تک حلقه ماریچی

میدان الکتریکی افزایشی $\gamma = \log\left(\frac{|E|^2}{|E_0|^2}\right)$ برای هر صفحه عبوری از نمونه یا نانوساختار در طول موجی که قله پلاسmoni ایجاد شده، به دست آورده و سپس، پربند توزیع میدان الکتریکی نزدیک آن رسم می‌شود. $|E_0|$ دامنه میدان تابشی و $|E|$ دامنه میدان الکتریکی محلی در اطراف نانوساختار است که به وسیله تقریب دوقطبی منفصل محاسبه می‌شود. بنابراین، γ تابعی از طول موج به صورت پربند رسم می‌شود و رنگ‌ها، شدت میدان الکتریکی را به ما نشان می‌دهند.

۳- بخش تجربی

۳-۱- مواد و دستگاه‌ها

در فرایند ساخت نانوحلقه ماریچی از ماده منگنز خالص $99/99\%$ که از شرکت مرک آلمان خریداری شده، مورد استفاده قرار گرفته است. لایه‌نشانی به وسیله باریکه الکترونی در دستگاه ادوارد (E Edward 193A) انجام شده است و آهنگ لایه-نشانی به وسیله بازرس کنترل‌کننده بلور کوارتز که نزدیک نگه‌دارنده زیرلایه و در همان زاویه سمتی زیرلایه قرار گرفته است اندازه‌گیری می‌شود (Sigma, USA-160-SQM). ضخامت لایه و شکل ساختار را می‌توان با تصاویر FESEM (مدل S Hitachi Japan-4100) بررسی کرد. ریخت‌شناسی فیزیکی سطح و ضخامت آن با آنالیز AFM با نوک Si به شعاع 10 نانومتر در مد غیرتماسی به دست می‌آید. با استفاده از اسپکتروسکوپی تک باریکه‌ای در گستره طیفی $(1000-300)$ نانومتر) با گام‌های طول موج 2 نانومتر در زاویه تابش عمود، طیف‌های بازتاب و عبور به دست آمد.

۳-۲- روش آزمایش

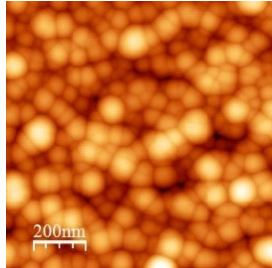
پیش از لایه‌نشانی تمام زیرلایه‌های شیشه به صورت فراصوتی ابتدا در استن گرم و سپس، در اتانول و در دستگاه اولتراسونیک به مدت مورد نیاز تمیزکاری شدند. لایه‌های نازک نانومجمه‌سازی شده ماریچی بر زیرلایه شیشه (ابعاد 18 میلیمتر در 18 میلی‌متر) به وسیله باریکه الکترونی در دستگاه ادوارد با فشار پایه 2×10^{-8} تور و آهنگ لایه‌نشانی یک آنگستروم بر ثانیه در دمای اتاق لایه‌نشانی شدند. زاویه لایه‌نشانی ثابت و برابر $\alpha = 80^\circ$ است. به

۴- نتایج و بحث

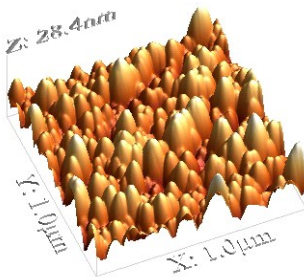
۴-۱- توپوگرافی و ریخت‌شناسی ساختار و سطح

شکل ۲، تصاویر FESEM از سطح و سطح مقطع نانوساختار تک حلقه ماریچی منگنز را نشان می‌دهد. در تصویر FESEM سطح مقطع نانوساختار (شکل ۲ الف) مشاهده می‌شود که قسمت انتهایی نانوساختار رشد یافته، چگال‌تر و به هم‌فشرده‌تر است. ضخامت لایه که از تصویر FESEM سطح مقطع به دست آمده در حدود ۴۰۹ نانومتر است که با ضخامت به دست آمده از محاسبات مطابقت می‌کند.

قطر دانه‌ها و ضخامت سطح با استفاده از نرم‌افزار J-Microvision به دست آمده است. همچنین، از نتایج AFM و با استفاده از نرم‌افزار Matlab می‌توان فضای خالی بین دانه‌ها که به آن کسر تخلخل سطحی (f_v) می‌گویند، به دست آورد.



الف

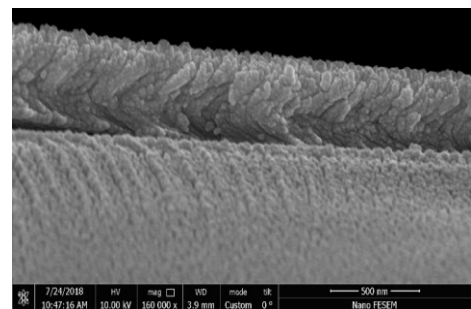


ب

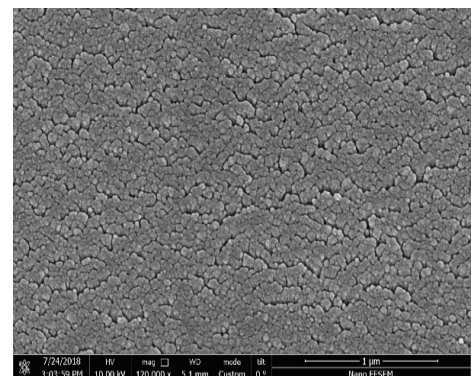


ج

شکل ۳ تصویر AFM (الف) دوبعدی، (ب) سه بعدی (ج) تخلخل سطح لایه نازک نانوساختار تک حلقه ماریچی منگنز



الف



ب

شکل ۲: الف) تصویر سطح مقطع و

ب) سطح لایه نازک نانوساختار تک حلقه ماریچی منگنز

شکل ۳، تصویر دوبعدی، سه بعدی و تخلخل سطحی به ترتیب در ستون‌های الف تا ج نشان داده شده است. از نتایج AFM می‌توان اندازه دانه‌های بر سطح و کسر تخلخل سطحی نیز به دست آورد. همچنین، به علت اثر پخشی زیاد و دریافت شار بخار بیشتر، سطح لایه نازک زیر و ضخیم می‌شود.

داده‌های کمی که از نتایج AFM به دست آمده در جدول ۱ آمده است.

جدول ۱: داده‌های ساختاری لایه نازک تک حلقه ماریچی منگنز

اندازه دانه (نانومتر)	تخلخل سطحی (f_v) (درصد)	زمختی سطح (نانومتر)	زمختی سطح (نانومتر)
۸۳/۳۳	۲۶/۵۰	۵/۸۴	۴/۶

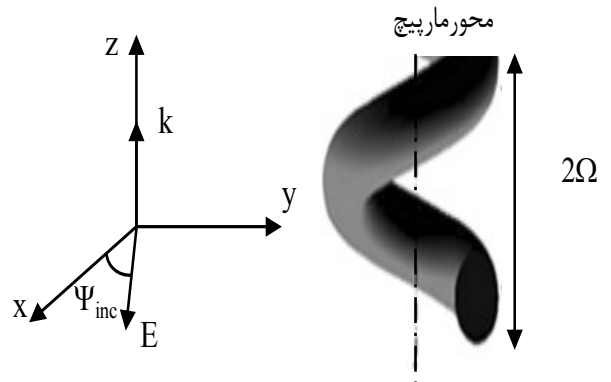
۲-۴- نتایج نوری

ابتدا برای بررسی مشخصات نوری نانو ساختار تک حلقه ماریچی منگنز راستگرد اسکالره‌های گذردهی نسبی $\varepsilon_{a,b,c}$ لایه نازک با استفاده از رابطه همگن سازی بروگمن محاسبه می‌شود [۳۸]. در این رابطه همانطور که در بخش ۲-۱ توضیح داده شد، ساختار به صورت یک چندسازه دومولفه‌ای (منگنز و خلأ) و حلقه ماریچی به صورت زنجیره‌ای از بیضی‌گون‌های مشخص در نظر گرفته شده است. [۳۹]. در محاسبات فاکتورهای شکل ستون

$$\left(\frac{\gamma_c}{\gamma_a}\right)_{Mn} = \left(\frac{\gamma_c}{\gamma_a}\right)_{void} = 15$$

$$\left(\frac{\gamma_b}{\gamma_a}\right)_{Mn} = \left(\frac{\gamma_b}{\gamma_a}\right)_{void} = 1$$

انتخاب شده است [۴۰]. در این پژوهش، از ضریب شکست کپه-ای منگنز برای همگن سازی استفاده شده است [۴۱]. کسر تخلخل نانو ساختار تک حلقه ماریچی منگنز را $0/7$ در نظر گرفته شده است. نمودارهای ثابت دی‌الکتریک منگنز به دست آمده به روش همگن سازی در کار پیشین آورده شده است [۲۳].



شکل ۴: نانوحلقه ماریچی تهیه شده با روش لایه‌نشانی خراشی و راستای جهت‌گیری‌های نور تابش فرودی

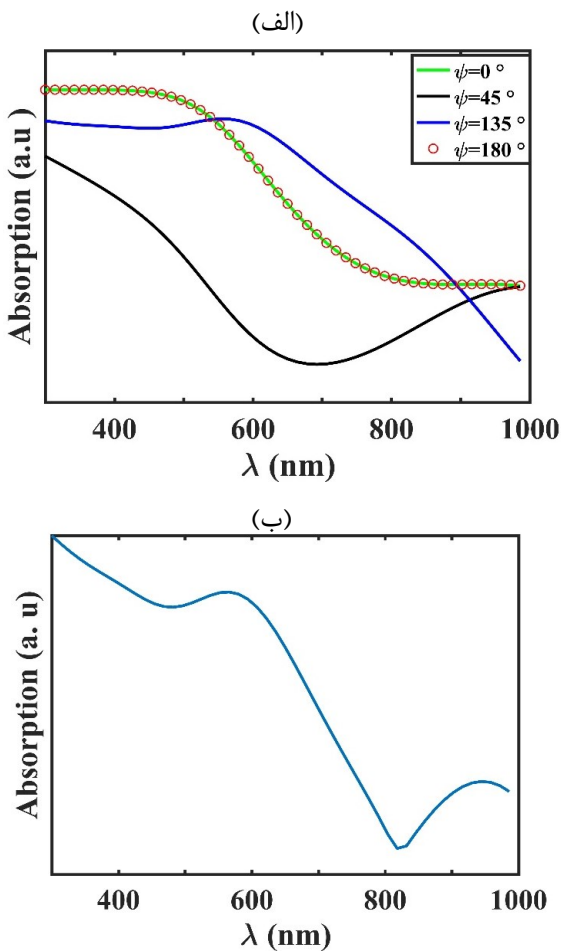
شکل ۴، تک حلقه ماریچی با جهت‌گیری‌های نور تابش فرودی و میدان الکتریکی را نشان می‌دهد. ارتفاع پیچ یا ضخامت 2Ω است. شکل ۵-الف، طیف جذب محاسبه شده برای نانو ساختار تک حلقه ماریچی منگنز برای نور تابشی با زاویه تابش $\theta_{inc} = 0^\circ$ (موازی محور ماریچی) و زوایای سمتی متفاوت ($0^\circ, 45^\circ, 135^\circ, 180^\circ$) برای نوری با قطبش خطی را نشان می‌دهد. در زاویه سمتی 0° قله‌ای در طول موج‌های بزرگتر از 1000 نانومتر ایجاد شده است که با افزایش زاویه سمتی به 45° این قله به وضوح قابل مشاهده است. با تغییر زاویه

سمتی به 135° قله جذب در طول موج 580 نانومتر تشکیل شده است. برای زوایای سمتی دیگر نیز محاسبات انجام شده که مشابه نتایج به دست آمده است و در شکل نشان داده نشده است. به طوری که در زوایای سمتی بین 0° تا 90° و زاویه تابش 0° قله جذب در طول موج حوالی 1000 نانومتر و برای زوایای تابش بین 90° تا 180° و زاویه تابش 0° قله جذب در طول موج حوالی 580 نانومتر تشکیل شده است. همانطور که از نتایج شبیه‌سازی شده استنباط می‌شود طیف جذب به دست آمده در زاویه تابش 0° برای نور تابشی با قطبش خطی که میدان الکتریکی در صفحه و عمود بر محور ماریچی است در زوایای سمتی متفاوت رفتار متفاوتی را نشان می‌دهد، ولی به طور کلی تنها دو قله در طول موج‌های 1000 نانومترو 580 نانومتر تشکیل می‌شود. از طرفی دیگر نتایج برای زوایای سمتی 0° و 180° به دلیل متقارن بودن ساختار، یکسان و برهم منطبق هستند.

برای مقایسه طیف‌های تجربی و تئوری، روند طیف‌ها و مکان قله‌ها از اهمیت اصلی برخوردار هستند و شدت طیف‌ها اهمیت خاصی ندارد. شکل ۵-ب برهم‌نهی نتایج تئوری برای نانو ساختار تک حلقه ماریچی در زوایای سمتی متفاوت نور فرودی در زاویه تابش 0° به دست آمده است. برای به دست آوردن این برهم‌نهی به این ترتیب عمل می‌شود که مقادیر سطح مقطع جذب هر طیف بر مقدار بیشینه آن تقسیم شده است. با این کار مقادیر شدت‌ها در تمام طیف‌ها به مقادیری بین صفر و یک بهنجار شدند و به این ترتیب امکان مقایسه طیف‌ها در یک شکل حاصل می‌شود. شکل ۵-ب از برهم‌نهی نتایج موجود در شکل ۵-الف ترسیم شده است. مقادیر شدت‌های بهنجار شده شکل ۵-الف در هر طول موج با هم جمع شدند تا طیف جدیدی حاصل شود. به طور کلی، همخوانی بسیار خوبی بین نتایج تئوری و تجربی قطبش S وجود دارد. اگر چه در طول موج حوالی 1000 نانومتر اختلاف کمی بین طیف تجربی و تئوری وجود دارد اما برای همخوانی بهتر با استفاده از روشی که در این پژوهش بیان شد، نیاز به تعداد بسیار زیاد نتیجه تئوری برای نانو ساختارهای با ابعاد متفاوت است که عملاً انجام چنین محاسباتی مشکل است.

طیف نوری تجربی مربوط به ساختار تک حلقه ماریچی منگنز در ناحیه طول موجی $1000-300$ نانومتر در زاویه تابش 0° در شکل ۶ نشان داده شده است. به گونه‌ای که راستای بردار انتشار k در

رابطه $R_s = R_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{4\pi R_q \cos\theta}{\lambda}\right)^2} \right)$ [۴۲] بیان می‌شود، می‌توان از شدت بازتاب صرف‌نظر کرد. در این رابطه R_0 ، R_q و θ به ترتیب شدت بازتاب در نور تابشی عمود، زمختی سطحی لایه و زاویه نور تابشی است. آذریان و همکارانش [۴۳] برای نانوساختار مارپیچی نقره با تعداد بازوهای متفاوت نشان دادند که مکان قله‌های تشکیل شده در طول موج‌های کوچک و بزرگ به مدهای پلاسمونی بستگی دارد. هنگامی که شعاع مارپیچ افزایش می‌یابد، قله تشکیل شده در طول موج‌های کوچک انتقال آبی می‌یابد. به عبارتی، مد عرضی جابه‌جا می‌شود. به همین ترتیب، هنگامی که شعاع مارپیچ ثابت و ارتفاع مارپیچ افزایش یابد، مد طولی انتقال قرمز می‌یابد. بنابراین، مکان مدهای طولی و عرضی به ترتیب با تغییر طول و پهنا نانوساختار تغییر می‌کند.



شکل ۵: الف- طیف جذب شبیه‌سازی شده در زوایای سمتی متفاوت ب- برهمه‌نی طیف‌های بهنجار شده شبیه‌سازی شده حلقه مارپیچی منگنز

راستای محور مارپیچ قرار دارد (شکل ۴). با به دست آوردن اندازه‌گیری‌های نوری تجربی و با توجه به اطلاعات به دست آمده از AFM نتایج زیر حاصل می‌شود:

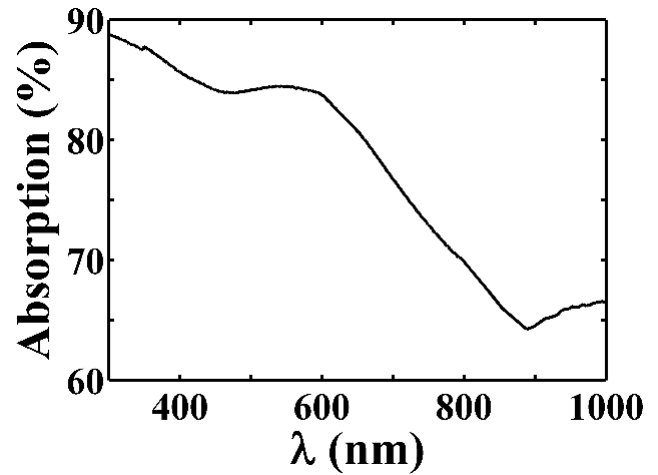
۱- در مورد ذراتی که اندازه آنها از طول موج نور تابشی کوچکتر است موج الکترومغناطیس نمی‌تواند جزئیات ساختاری را تشخیص دهد و به دلیل کوچک بودن ذرات می‌توان از سهم پراکندگی صرف‌نظر کرد. در این پژوهش اندازه ذرات $83/33$ نانومتر است که از مینیمم طول موج نور تابشی 300 نانومتر کوچکتر است بنابراین، خاموشی با جذب تقریبی برابر است.

۲- عواملی مانند تداخل، زمختی سطح و ضخامت لایه بر بازتاب و جذب طیف‌ها اثر می‌گذارد. در ضخامت‌های کمتر از طول موج نور تابشی به دلیل کوچک بودن اندازه دانه‌ها و زمختی سطح کم لایه، عبور و بازتاب کم است. بنابراین، جذب به دلیل متداخل بودن لایه افزایش می‌یابد.

۳- از مشاهده طیف به دست آمده در شکل ۶ مشخص است که قله‌هایی در طول موج 580 نانومتر و 1000 نانومتر تشکیل شده است که با نتایج به دست آمده از شبیه‌سازی مطابقت دارد. قله‌ای که در طول موج بزرگ تشکیل شده است شدت جذب کمتری دارد. چون ضخامت لایه در حدود 400 نانومتر است و در طول موج‌های بزرگتر از ضخامت لایه، عبور افزایش می‌یابد و طیف جذب به طور قابل توجهی افت می‌کند. بنابراین، با توجه به طیف بازتاب R و عبور T می‌توان طیف جذب را طبق رابطه $A_i = 1 - \sum_{j=S,P} (R_{ij} + T_{ij})$ به دست آورد. قله تشکیل شده در طول موج کمتر را مد عرضی و قله ایجاد شده در طول موج بزرگتر را مد طولی می‌نامند.

نتایج شبیه‌سازی شده برای نور قطبیده با نتایج تجربی مطابقت دارد. انحراف کمی که نتایج شبیه‌سازی شده و تجربی دارند می‌تواند به این دلیل باشد که در شبیه‌سازی ساختار مارپیچی ایده‌ال فرض شده است در حالی که در نتایج تجربی نانوساختار از مارپیچ‌های کامل یکسان و به یک اندازه تشکیل نشده است. علاوه بر آن، در اندازه‌گیری‌های تجربی پراکندگی‌هایی هرچند ناچیز وجود دارد که در شبیه‌سازی نداریم. دلیل حذف پراکندگی در شبیه‌سازی زمختی‌های سطحی کم لایه‌ها (یعنی 10 تا 20 نانومتر [۳۷]) نسبت به طول موج نور تابشی است. بنابراین، بر پایه نظریه کیرچفس که

نوسانات دوقطبی الکتریکی هستند و ناحیه داخل فضای بسته نوسانات هشت قطبی الکتریکی را نشان می‌دهد که این اطلاعات از تفاوت شدت رنگ‌ها حاصل می‌شود. اطلاعات مربوط به نوساختار در داخل کادر در زیر شکل آورده شده است و جهت-گیری نور فرودی در شکل مشخص شده است. نزدیک لبه حلقه-ها نوسانات دوقطبی الکتریکی به دلیل کنار هم قرار گرفتن شدت میدان الکتریکی قوی و ضعیف مشاهده می‌شود. اما در فضای بین حلقه، سه لکه تاریک‌تر ظاهر شده است، که نشان از نوسانات ۸ قطبی الکتریکی دارد. وجود چنین نوساناتی به دلیل تعداد لبه-های بیشتر و متقارن‌تر در فضای میانی نوساختار است.

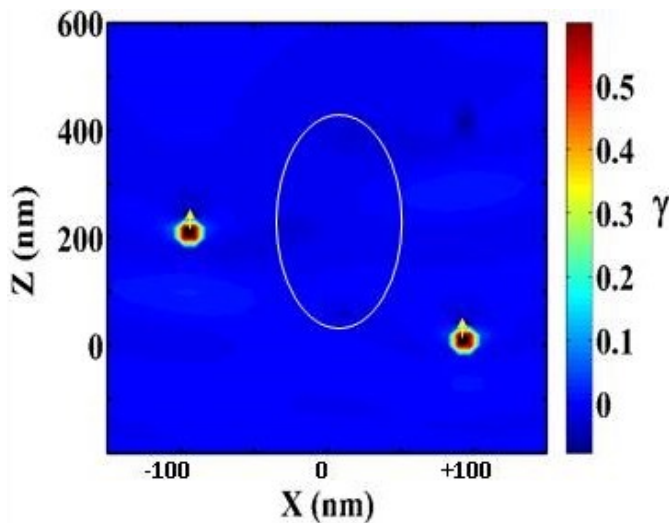
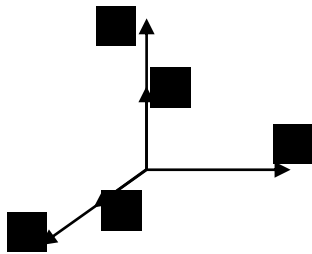


شکل ۶: طیف جذب تجربی حلقه مارپیچی منگنز

۳-۴- پربند توزیع میدان الکتریکی

ساختار نانوحلقه مارپیچی به ارتفاع ۴۰۰ نانومتر و شعاع ۱۰۰ نانومتر با تعداد $N=11200$ دوقطبی که به فاصله d برابر ۳ نانومتر از یکدیگر قرار گرفته‌اند، شبیه‌سازی شده است. سپس با حل 3×11200 تعداد معادله با 3×11200 تعداد مجهول با استفاده از معادلات (۹) و (۱۰) میدان الکتریکی و قطبش دوقطبی‌ها به دست می‌آید. با استفاده از پربندهای توزیع میدان الکتریکی نزدیک که از نتایج تقریب دوقطبی منفصل به دست آمده است می‌توان به بررسی نوع نوسانات پلاسمونی پرداخت. برای این منظور، پربند میدان الکتریکی را در ناحیه طول موجی ۵۸۰ نانومتر (محل قله) بررسی می‌شود.

شکل ۷ پربند توزیع میدان الکتریکی برای تک حلقه مارپیچی منگنز برای قله تشکیل شده در طول موج ۵۸۰ نانومتر نشان می‌دهد. پربند میدان الکتریکی در طول موج ۱۰۰۰ نانومتر با پربند میدان الکتریکی با طول موج ۵۸۰ نانومتر یکسان به دست آمد که در اینجا آورده نشده است. این ترسیمات در داخل صفحه XOZ انجام شده‌اند و با توجه به اینکه میدان الکتریکی در نزدیکی دوقطبی‌ها بسیار زیاد است مکان دوقطبی‌ها با لکه‌های سیاه‌رنگ پوشانده شده تا تفاوت رنگ‌ها در بقیه نقاط بهتر نمایان شود. پربندها با نمایشگر γ که با استفاده از رابطه $\gamma = \log \left(\frac{|E|^2}{|E_0|^2} \right)$ به دست می‌آید و شدت میدان الکتریکی به وسیله نوار رنگی که در سمت راست شکل قرار دارد مشخص می‌شود. $|E_0|$ دامنه میدان الکتریکی تابشی است که یک انتخاب شده است. پیکان‌های مشخص شده در شکل بیانگر



$$\lambda = 580 \text{ nm}, \quad 2\Omega = 400 \text{ nm}, \quad r = 100 \text{ nm}$$

شکل ۷: پربند میدان الکتریکی تک حلقه مارپیچی منگنز در صفحه XOZ

۵- نتیجه‌گیری

نانوساختار تک حلقه مارپیچی منگنز طراحی و با روش لایه‌نشانی خراشی با چرخش زیرلایه تهیه شده‌اند. طیف جذب حاصل از نتایج نوری قله‌هایی را نشان می‌دهد که به ارتفاع و شعاع حلقه، عیوب ساختار و جهت‌گیری میدان الکتریکی نور تابشی بستگی

Journal of the American Chemical Society, 120, 1959-1964, 1998.

[6] N.L. Rosi, C.A. Mirkin, "Nanostructures in biodiagnostics," *Chemical reviews*, 105, 1547-1562, 2005.

[7] S. Pal, Y.K. Tak, J.M. Song, "Does the antibacterial activity of silver nanoparticles depend on the shape of the nanoparticle? A study of the gram-negative bacterium *Escherichia coli*. *Applied and environmental microbiology*, 73, 1712-1720, 2007.

[8] J.B. Pendry, "Playing tricks with light," *Science*, 285, 1687-1688, 1999.

[9] S.A. Maier, P. G. Kik, H.A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B.E. Koel, A.A.G. Requicha, "Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides," *Nature materials*, 2, 229-232, 2003.

[10] J.Z. Zhang, C. Noguez, "Plasmonic optical properties and applications of metal nanostructures," *Plasmonics*, 3, 127-150, 2008.

[11] Z.Y. Zhang, Y.P. Zhao, "Optical properties of helical Ag nanostructures calculated by discrete dipole approximation method," *Applied physics letters*, 90, 221501, 2007.

[12] A.P. Alivisatos, "Semiconductor clusters, nanocrystals, and quantum dots," *Science*, 271, 933-937, 1996.

[13] P.C. Andersen, K.L. Rowlen, "Brilliant optical properties of nanometric noble metal spheres, rods, and aperture arrays," *Applied Spectroscopy*, 56, 124A-135A, 2002.

دارد که با تغییر آنها قله‌های جذب تغییر خواهند کرد. از انتشار نور پلاریزه خطی در نانوساختار تک حلقه مارپیچی با استفاده از ماتریس انتقال، طیف جذب حاصل توافق خوبی با نتایج تجربی دارند. سپس، با استفاده از تقریب دوقطبی منفصل شبیه‌سازی شده، پربند میدان الکتریکی در طول موج ۵۸۰ نانومتر رسم و نوسانات پلاسmoni در داخل حلقه، نوسانات ۸ قطبی الکتریکی را نشان دادند.

۶- مراجع

[1] B.N. Khlebtsov, V.A. Khanadeyev, J. Ye, D.W. Mackowski, G. Borghs, N.G. Khlebtsov, "Coupled plasmon resonances in monolayers of metal nanoparticles and nanoshells," *Physical Review B*, 77, 035440-035448, 2008.

[2] P.K. Jain, K.S. Lee, I.H. El-Sayed, M.A. El-Sayed, "Calculated absorption and scattering properties of gold nanoparticles of different size, shape, and composition: applications in biological imaging and biomedicine," *The journal of physical chemistry B*, 110, 7238-7248, 2006.

[3] J.C. Riboh, A. J. Haes, A.D. McFarland, C. Ranjit, R.P. Van Duyne, "A nanoscale optical biosensor: real-time immunoassay in physiological buffer enabled by improved nanoparticle adhesion," *The Journal of Physical Chemistry B*, 107, 1772-1780, 2003.

[4] K.E. Shafer-Peltier, C.L. Haynes, M.R. Glucksberg, R.P. Van Duyne, "Toward a glucose biosensor based on surface-enhanced raman scattering," *Journal of the American Chemical Society*, 125, 588-593, 2003.

[5] J.J. Storhoff, R. Elghanian, R.C. Mucic, C.A. Mirkin, R. L. Letsinger, "One-pot colorimetric differentiation of polynucleotides with single base imperfections using gold nanoparticle probes,"

- [23] M. Fakharpour, F. Babaei, H. Savaloni, "Engineering Mn as tetragonal-like helical sculptured thin film for broadband absorption," *Plasmonics*, 11, 1579-1804, 2016.
- [24] O.A. Yeshcheno, I. M. Dmitruk, A.A. Alexeenko, A. M. Dmytruk, "Optical properties of sol-gel fabricated Mn/SiO₂ nanocomposites: Observation of surface plasmon resonance in Mn nanoparticles," *Applied Surface Science*, 25, 2736-2742, 2008.
- [25] K.R. Podolak, J.A. Smith, S.B. Wagner, "Manganese doping influence on the plasmon energy of nickel films," *Surface science*, 606, 996-998, 2012.
- [26] A. Lakhtakia, "Axial loading of a chiral sculptured thin film," *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 8, 677-680, 2000.
- [27] A. Lakhtakia, "On percolation and circular Bragg phenomenon in metallic, helicoidally periodic, sculptured thin films," *Microwave and Optical Technology Letters*, 24, 239-244, 2000.
- [28] F. Babaei, H. Savaloni, "On the dependence of circular Bragg phenomenon of noble metals helicoidally periodic sculptured thin films on visible and IR wavelengths," *Optics communications*, 278, 221-231, 2007.
- [29] A. Lakhtakia, R. Messier, "Sculptured thin films: Nanoengineered morphology and optics," SPIE. USA, 2005.
- [30] F. Babaei, "On circular Bragg regimes in ellipsometry spectra of ambichiral sculptured thin films," *Journal of Modern Optics*, 60, 886-890, 2013.
- [14] P.N. Bartlett, J.J. Baumberg, S. Coyle, M. E. Abdelsalam, "Optical properties of nanostructured metal films," *Faraday Discuss*, 125, 117-132, 2004.
- [15] F. Flory, L. Escoubas, "Optical properties of nanostructured thin films," *Progress in quantum electronics*, 28, 89-112, 2004.
- [16] K.L. Kelly, E. Coronado, L.L. Zhao, G.C. Schatz, "The Optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment," *The journal of physical chemistry B*, 107, 668-677, 2003.
- [17] N.O. Young, J. Kowal, "Optically active fluorite films," *Nature*, 183, 104-105, 1959.
- [18] T. Motohiro, Y. Taga, "Thin film retardation plate by oblique deposition," *Applied optics*, 28, 2466-2482, 1989.
- [19] K. Robbie, M.J. Brett, "Sculptured thin films and glancing angle deposition: Growth mechanics and applications," *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 15, 1460-1665, 1997.
- [20] A.C. van Popta, J. C. Sit, M. J. Brett, "Optical properties of porous helical thin films," *Applied optics*, 43, 3632-3639, 2004.
- [21] Z.Y. Zhang, Y.P. Zhao, "Optical properties of helical and multiring Ag nanostructures: The effect of pitch height," *Journal of Applied Physics*, 104, 013517, 2008.
- [22] H. Savaloni, M. Fakharpour, A. Siabi Gargan, F. Placido, F. Babaei, "Nano-structure and optical properties (plasmonic) of graded helical square tower-like (terraced) Mn sculptured thin films," *Applied Surface Science*, 393, 234-255, 2017.

zirconia thin films,” *Journal of Modern Optics*, 55, 1845-1857, 2008.

[40] J.A. Sherwin, A. Lakhtakia, I. J. Hodgkinson, “On calibration of a nominal structure–property relationship model for chiral sculptured thin films by axial transmittance measurements,” *Optics communications*, 209, 369-375, 2002.

[41] E.D. Palik, “Handbook of Optical Constants of Solids,” Academic New York, 1985.

[42] H.E. Bennett, J.O. Porteus, “Relation between surface roughness and specular reflectance at normal incidence,” *JSOA*, 51, 123-129, 1961.

[43] A. Azarian, F. Babaei, “Localized surface plasmons of a single ambichiral nanostructure,” *Journal of Modern Optics*, 62, 463-469, 2015.

[31] F. Babaei, “On optical rotation and selective transmission in ambichiral sculptured thin films,” *Journal of Modern Optics*, 60, 1370-1375, 2013.

[32] A.L. Elias, K.D. Harris, C.W.M. Bastiaansen, “Large-area microfabrication of three-dimensional, helical polymer structures,” *Journal of micromechanics and microengineering*, 15, 49-56, 2005.

[33] A. Elias, M. Brett, K. Harris, “Three techniques for micropatterning liquid crystalline polymers,” *Molecular Crystals and Liquid Crystals*, 477, 137-151, 2007.

[34] A.L. Elias, M.J. Brett, Sousa, “Template induced chiral ordering in nematic liquid crystalline materials: A deuterium nuclear magnetic resonance study,” *Journal of Applied Physics*, 99, 116105-116110, 2006.

[35] E. M. Purcell, C.R. Pennypacker, “Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains,” *Astrophys. J*, 186, 705-714, 1973.

[36] L. Eckertova, “Physics of Thin Films,” chapter 1, Plenum Press, 2nd edition, 1990.

[37] H. Savaloni, F. Babaei, S. Song, F. Placido, “Characteristics of sculptured Cu thin films and their optical properties as a function of deposition rate,” *Applied Surface Science*, 255, 8041–8047, 2009.

[38] F. Babaei, H. Savaloni, “Reflection, transmission and circular dichroism in axially excited slab of a copper thin film helicoidal bianisotropic medium,” *Optics communications*, 278, 321-328, 2007.

[39] F. Babaei, H. Savaloni, “Numerical study of the remittances of axially excited chiral sculptured



Investigation of the optical Properties and plasmonic oscillations of nano-structure of Manganese Chiral Single Ring

M. Fakharpour*

Department of, Faculty of., University, city (Times New Roman 11pt)

Abstract: Manganese chiral single ring nanostructure are produced using oblique angle deposition together with rotation of substrate holder about its surface normal. The structural characterization of the produced samples was obtained using field emission scanning electron microscope (FESEM) and atomic force microscope (AFM). The optical spectra of the samples were obtained using a single beam spectrophotometer for the incident light of the surface normal. Then, absorption spectra are obtained for linearly polarized light at incident light angle 0° and different azimuthal angles by homogenization method. Obtained results are consistent with the experimental optical absorption spectra. The plasmonic oscillations type inside nanostructure of chiral single ring is investigated by using the discrete dipole approximation (DDA).

Keywords: Discrete dipole approximation, Manganese chiral single ring, Absorption, Nano-structure, Homogenization