

بررسی اثر آهنگ انباشت روی نانوساختار لایه‌های نازک مس و ثابت‌های اپتیکی آن‌ها

معصومه فیروزی*

گروه فیزیک، واحد کاشان، دانشگاه آزاد اسلامی، کاشان، ایران

تاریخ ثبت اولیه: ۱۳۹۶/۱۱/۱۵، تاریخ دریافت نسخه اصلاح شده: ۱۳۹۷/۰۳/۱۰، تاریخ پذیرش قطعی: ۱۳۹۷/۰۳/۲۲

چکیده

در این پژوهش اثر آهنگ انباشت روی ثابت‌های اپتیکی لایه‌های نازک مس در بازه طول موج (۱۷۵-۳۳۰۰ nm) به روش کریمرز-کرونیگ بررسی شده‌اند. این لایه‌ها به روش تبخیر در خلاء توسط پرتو تفنگ الکترونی و با آهنگ انباشتی در بازه (۰/۶-۲۰ Å/s) در دمای ۳۱۳ K و زاویه $8/5^\circ$ تهیه شده‌اند و سپس اندازه‌گیری‌های اپتیکی توسط دستگاه اسپکتروفوتومتر (Carry 500) انجام شده است. برای بررسی اثر آهنگ انباشت روی ثابت‌های اپتیکی، ابتدا اثر این پارامترها روی نانوساختار لایه‌های نازک فلزی، با مدل منطقه‌ای ساختاری (SZM) مورد بررسی قرار گرفته و سپس اثر این نانوساختار روی ثابت‌های اپتیکی توسط نظریه تقریب محیط موثر (EMA) مورد بررسی قرار می‌گیرد. به عبارت دیگر تقریب محیط موثر (EMA) برای ایجاد ارتباط بین نتایج میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) و پیشگویی‌های SZM و EMA است. همخوانی خوبی بین مدل SZM و مقادیر حجم جزئی حفره‌های بدست آمده از نظریه EMA بدست می‌آید. در بررسی ثابت‌های اپتیکی مشاهده می‌شود که بخش حقیقی ضریب شکست نمونه‌های لایه‌ای Cu با افزایش آهنگ انباشت کاهش می‌یابد. در حالی که مقدار جذب با افزایش آهنگ انباشت افزایش می‌یابد. علت را در کاهش میزان حفره‌ها در آهنگ‌های انباشت بالاتر می‌توان یافت. این افزایش مقدار جذب در لایه‌ها طبق نظریه محیط موثر باعث کاهش بخش حقیقی ثابت دی الکتریک ϵ_1 و بخش موهومی ثابت دی الکتریک ϵ_2 در آهنگ‌های انباشت بالاتر می‌شود.

واژه‌های کلیدی: ثابت‌های اپتیکی، آهنگ انباشت، مدل منطقه‌ای ساختار، لایه نازک مس.

۱- مقدمه

مطالعه محققان زیادی قرار گرفته است. یکی از جالب‌ترین ویژگی‌های نانوذرات فلزی، خواص نوری و الکترونیکی آن‌ها است که متناسب با شکل و اندازه نانوذرات تغییر می‌کند. در انواع نانوذرات فلزی تشدید پلاسمون سطحی SPR

در سال‌های اخیر ساخت و مطالعه نانوذرات فلزی در شکل‌ها و اندازه‌های مختلف، به علت کاربردهای فراوان آن‌ها مورد

* عهده‌دار مکاتبات: معصومه فیروزی

نشانی: کاشان، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد کاشان، گروه فیزیک

تلفن: ۰۵۵۴۰۰۵۵-۰۳۱، دورنگار: ۰۵۶-۵۵۵۴۰۰۳۱، پست الکترونیکی: M.Firuzi@iaukashan.ac.ir

کرد که اختلافات در تابع دی الکتریک بین فلز کپه‌ای و لایه بمباران یونی شده به طور اساسی از تغییرات در اندازه دانه و وجود حفره‌ها افزایش می‌یابد.

سان (Sun) و همکارانش [۱۷] بستگی ضخامت ساختار و خواص اپتیکی لایه‌های نقره انباشت شده با استفاده از کندوپاش مغناطیسی را مطالعه کردند. گرچه آن‌ها طیف اپتیکی را در گستره طول موج ۶۸۰-۴۲۰ نانومتر اندازه‌گیری کردند اما آن‌ها نتایج را برای یک طول موج منفرد ۶۳۳ نانومتر گزارش کرده‌اند. نتایج آن‌ها نشان می‌دهد که خواص اپتیکی لایه‌های آن‌ها به ضخامت لایه وابسته است و برای لایه‌های با ضخامت کمتر از ۱۷ نانومتر که لایه نقره پیوسته می‌شود، با افزایش ضخامت لایه، خواص اپتیکی به طور قابل توجهی تغییر می‌کند و سپس در ضخامت ۴۱ نانومتر پایدار می‌شود.

مغازه‌ای و همکارانش [۱۸] اثر دما و ضخامت لایه را بر نانو ساختارها و توابع اپتیکی لایه‌های نازک نیکل تحت شرایط UHV بررسی کردند. ثابت‌های اپتیکی این لایه‌ها نشان می‌دهد که رفتارهای پاشندگی به ضخامت لایه و شرایط انباشت حساس است. جهت‌گیری‌های ترجیحی، زمختی سطح لایه‌های نازک Ni و توابع اپتیکی آن‌ها همخوانی خوبی را نشان می‌دهند.

سوالونی و همکارانش در کارهای متعددی اثر پارامترهای مختلف انباشت را روی خواص فیزیکی، اپتوالکترونیکی لایه‌های نازک فلزات، فلزات نجیب و ... بررسی کردند [۱۹-۲۲] در حالی که در مورد اثر آهنگ انباشت روی خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس تحقیقات جامعی انجام نشده است که در این مقاله اثر آهنگ انباشت، روی خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس بررسی می‌شود.

خواص اپتیکی فلزات، با ثابت‌های اپتیکی آن‌ها، یعنی ضریب شکست مختلط $\tilde{n} = n + ik$ یا ثابت دی الکتریک مختلط $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = \tilde{n}^2$ توصیف می‌شود. لازم به ذکر است که مقادیر n ، k ، ϵ_1 و ϵ_2 همگی به بسامد (طول موج) بستگی دارند. لذا این روابط را می‌توان به شکل کلی‌تر به صورت $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + ik(\omega)$ و $\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ بیان

(Surface Plasmon Resonance) مسئول خواص نوری منحصر بفرد آن‌ها است. در فلزات نجیب مانند مس فرکانس پلاسمون سطحی جایگزیده در منطقه نور مرئی واقع می‌شود. برانگیختگی پلاسمون سطحی در نانو ذرات مس، کاربردهای فراوانی در حسگرهای زیستی و شیمیایی، تصویربرداری بیولوژیکی، نانو آنتن‌ها و سلول‌های خورشیدی دارد [۱]. اندازه‌گیری ثابت‌های اپتیکی فلزات نجیب از جمله مس از زمان درود (Drude) شروع شد و تلاش برای بالا بردن دقت اندازه‌گیری و مقایسه نتایج تجربی و نظری ادامه یافت [۱]. با توجه به اینکه ساختار، خواص فیزیکی و به خصوص اپتیکی لایه‌های نازک را می‌توان بر حسب نوع زیر لایه، دما، ضخامت، آهنگ انباشت و دیگر پارامترها به منظور دستیابی به مشخصه‌های فیزیکی مطلوب به میزان قابل توجهی تغییر داد [۲-۷]، این ویژگی‌ها اساس توسعه کاربردهای لایه‌های نازک را تشکیل می‌دهند. از جمله این کاربردها می‌توان پوشش لایه‌های فلزی در آینه‌های نیم‌اندود تابشگرهای UV، آینه‌های تلسکوپ، قطبش‌گرها، قطعات فعال نوری، فیلترهای اپتیکی، مدارهای میکروالکترونیک و اپتیک تجمعی را نام برد [۸-۱۴].

روزی (Rosie) و لینچ (Lynch) [۱۵] فرآیندهای درگیر در وابستگی دمایی در فلزات را مطالعه کردند. انبساط حرارتی باعث می‌شود که تجمع فونون‌ها، پهن‌شدگی توزیع فرمی و انتقال تراز فرمی افزایش یابد. این مکانیزم‌های حرارتی باعث انتقال کم انرژی در ساختار نوار و یا تراز فرمی فلزات می‌شود. به عنوان یک نتیجه این جابجایی کوچک انرژی در موقعیت قله‌ها در منحنی ϵ_2 بر حسب انرژی فوتون، تغییراتی را در مقدار ϵ_2 در یک انرژی داده شده ایجاد می‌کند.

پارمی‌گیانی (Parmigiani) و همکارانش [۱۶] خواص الکتریکی و اپتیکی لایه‌های نازک نقره با ضخامت ۵۰ نانومتر را که تحت شرایط بمباران یونی تهیه کردند، بررسی نمودند. مطالعه مقایسه‌ای با استفاده از آنالیز تقریب محیط موثر بروگمان (Bruggman) بین داده‌های اپتیکی آن‌ها و تنش‌ها، اندازه دانه‌ها و پارامترهای شبکه اندازه‌گیری شده پیشگویی

پروفایل سنج اندازه گیری شد. فشار پایه در حدود 2×10^{-9} mbar بود و گازهای باقیمانده شامل H_2 ، H_2O ، CO و CO_2 طیف سنج جرمی چهار قطبی تحلیل شدند. آهنگ های انباشت متفاوت با طیف سنج جرمی چهار قطبی اندازه گیری شدند و منبع تبخیر توسط یک پس تغذیه کنترل شد. فاصله بین بوته تبخیر و زیرلایه $54/5$ cm است. آنالیز نمونه های بالا یک زمینه ای را برای بررسی اثر آهنگ انباشت روی خواص اپتیکی لایه های نازک مس ایجاد می کند. هر زیرلایه تا دمای 313 K در طول انباشت گرم می شود و پس از اتمام فرآیند انباشت نمونه ها در محیط خلاء سرد شدند تا به دمای اتاق برسند. پس از بیرون آوردن نمونه ها از محفظه خلاء، اندازه گیری های اپتیکی روی آن ها انجام شد و یا آن ها در داخل دسیکاتور خلاء نگهداری شدند. لذا سطح لایه ها در تماس با هوا قرار نگرفت تا موجب ایجاد سطح اکسیدی روی آن ها شود. فرآیند انباشت چندین بار تکرار شد تا باز تولید نتایج اپتیکی تایید شود. زیرلایه های استفاده شده در تمامی این نمونه ها شیشه های دایره ای (float glass) به ضخامت $d=3$ mm می باشند.

برای بررسی خواص اپتیکی این نمونه ها روش کریمرز-کرونیگ به کار رفته است. برای تحلیل کریمرز-کرونیگ نمونه های مورد بررسی در این پروژه، باید مقادیر بازتابندگی در بازه پهنی از طول موج ($3300-40$ nm) یا ($30-0$ eV) مشخص باشد. برای این منظور مقادیر بازتابندگی نمونه ها توسط دستگاه اسپکتروفوتومتر (Carry 500) واقع در مرکز تحقیقات پلاسما، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات تهران اندازه گیری شد. البته این دستگاه اندازه گیری طیف اپتیکی در بازه طول موج $3300-185$ nm (بازه انرژی $6/8-0/4$ eV) را فراهم می آورد. لذا باقیمانده طیف بازتابندگی ($175-40$ nm) را با استفاده از داده های گزارش شده توسط هاگمن (Hagmann) [۲۳]، برای نمونه ای از لایه مس در دمای اتاق بهنجار کردیم. به این ترتیب مقادیر بازتابندگی در بازه ($30-0$ eV) معلوم و لذا تحلیل

نمود. وجود بخش موهومی در عبارت ضریب شکست باعث جذب نور و کاهش شدت آن می شود [۱]. در تابش عمودی با یک بسامد (طول موج) مشخص، بر یک لایه فلزی نازک به ضخامت d می توان بازتاب R و عبور T را به عنوان توابعی از k ، n و d/λ بیان کرد. اگر ضخامت لایه مشخص باشد مقادیر n و k را در هر طول موجی می توان به طور هم زمان با استفاده از مقادیر R_{exp} (بازتاب تجربی) یا T_{exp} (عبور تجربی) و در پاره ای موارد با استفاده از هر دو به دست آورد. روش های تجربی زیادی برای تعیین ثابت های اپتیکی لایه های نازک وجود دارد: روش های کریمرز-کرونیگ، لازیز Laaziz، کوالنکا و لیسیتسا Kovalenko and Lisitsa (اندازه گیری R و T به طور همزمان)، نورسنجی Photometry و قطبش سنجی Polarizometry که در بین این روش ها، فقط روش کریمرز-کرونیگ است که در آن، بازه بسامد از صفر تا بی نهایت تغییر می کند و بقیه روش ها دارای بازه بسامد محدود می باشند. در حال حاضر این روش یکی از مفیدترین روش ها برای تعیین دقیق ثابت های اپتیکی است که به عنوان روش مرجع و مطمئن شناخته شده است، لذا در این مقاله، روش کریمرز-کرونیگ برای محاسبه ثابت های اپتیکی استفاده می شود [۲۲].

۲- فعالیت های تجربی

در این پژوهش، لایه های نازک فلز نجیب مس مورد بررسی قرار می گیرد. این لایه ها (با درجه خلوص حداقل $99/99\%$) به روش تبخیر باریکه الکترونی در محیط خلاء، سیستم (Balzars UMS 500U) روی زیرلایه های شیشه ای مسطح با زمختی سطحی ریشه مربع میانگین ($R_q=0/3$ nm (rms)) (با استفاده پروفایل سنج Rank Taylor Hobson Talysurf) تهیه شدند. قبل از استفاده تمام زیرلایه ها در حمام آلتراسونیک با استفاده از استون و اتانول گرم تمیز شدند. پس از انباشت، ضخامت لایه ها با استفاده از همان

کریمرز-کروینگ مورد بررسی قرار می‌گیرد و می‌توان ثابت‌های اپتیکی ϵ_1 ، ϵ_2 و k ، n را محاسبه کرد [۲۲]. علاوه بر محاسبات بالا، آنالیز میکروسکوپ نیروی اتمی (Scientific, Park AFM) برای به دست آوردن مورفولوژی سطح لایه استفاده شد.

۳- نتایج و بحث

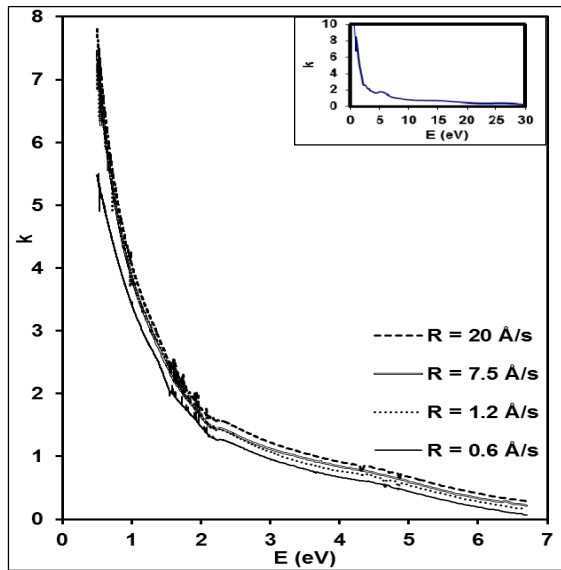
۳-۱- محاسبه ثابت‌های اپتیکی

در این بخش نتایج تجربی حاصل از مطالعه اثر آهنگ انباشت روی خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس مورد بررسی قرار می‌گیرد. زیرلایه‌های استفاده شده در تمامی این نمونه‌ها شیشه‌های دایره‌ای (float glass) به ضخامت $d=3\text{ mm}$ می‌باشند.

در بیشتر فلزات و دی‌الکتریک‌ها، انرژی فعال‌سازی برای پخش سطحی، به دمای ذوب ماده، T_m ، بستگی دارد. لذا انتظار می‌رود فرآیندهای اساسی متفاوت، گستره‌های متفاوتی از T_s/T_m (دمای کاهش یافته، T_s دمای زیرلایه است) را شامل شده و ساختار واقعی را توجیه کنند. این همان مفهوم مدل منطقه‌ای ساختار می‌باشد. این مدل، برای توصیف ارتباط بین میکروساختار (ستون‌های $0.1\text{ }\mu\text{m}$ و بزرگتر) و شرایط لایه‌نشانی لایه نازک به کار می‌رود.

شرایط آزمایش‌های لایه‌نشانی در لایه‌های نازک Cu در جدول ۱ آورده شده است. از آنجائیکه در این حالت انباشت، $T_s=313\text{ K}$ و دمای کاهش یافته $0.3 < T_s/T_m = 0.25$ (منطقه I) می‌باشد، لذا نحوه رشد این لایه‌ها از مدل منطقه‌ای ساختار Structure Zone Model (SZM) ارائه شده توسط مسیر و همکارانش [۲۴-۲۶] برای نانو ساختارهای انباشت شده تحت شرایط $T_s/T_m \leq 0.5$ پیروی می‌کند. همچنان که مسیر و همکارانش یک مدل ترکیبی را ارائه داده‌اند که هم میکروساختارها و هم نانو ساختارهای لایه نازک را شامل می‌شود ($0.1 - 30\text{ }\mu\text{m}$) و تحت شرایط $T_s/T_m \leq 0.5$ لایه نازک انباشت می‌شود.

شکل ۱ نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کروینگ را برای بخش حقیقی ضریب شکست نمونه‌های لایه‌ای Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف نشان می‌دهد. نمودار ضمیمه شده در گوشه سمت راست تمامی شکل‌های نشان داده شده در این بخش، نتایج "هاگمن" را برای یک نمونه Cu کپه‌ای نشان می‌دهد که نمودارهای ما روندی مشابه با نمودار "هاگمن" دارد [۲۳]. مشاهده می‌شود که با افزایش آهنگ انباشت بخش حقیقی ضریب شکست کاهش می‌یابد. علت را می‌توان بدین صورت توضیح داد که در آهنگ‌های انباشت کم، ساختار لایه منطقه I مدل منطقه‌ای ساختاری SZM است. در دماهای کم زیرلایه (313 K) تحرک اتم‌های اضافه شونده با دمای زیرلایه محدود می‌شود. پخش سطحی در اثر دمای زیر لایه بسیار ناچیز است اما افزایش آهنگ انباشت باعث افزایش اندازه حرکت آن‌ها در افزایش انتقال این اندازه حرکت در سطح بوده و در نتیجه این افزایش اندازه حرکت باعث پخش سطحی و کاهش حفره‌ها شده و ضریب شکست افزایش می‌یابد. هر چند این موضوع نیز نباید نادیده گرفته شود که افزایش آهنگ انباشت باعث دفن شدن اتم‌ها در زیر اتم‌های بعدی (بمباران اتم انباشتی توسط اتم‌های بعدی) می‌شود. در نتیجه این دو فرآیند باید در رقابت با یکدیگر باشند. بنابراین، با شکل‌گیری هسته‌های جدید کوچک تنگ‌چین و رشد آن‌ها به ساختارهای رشته‌ای به هم فشرده بدون حفره، ساختاری مشابه با ساختار منطقه‌ای I را در لایه‌های نازک کندوپاش شده خواهیم داشت [۲۶]. به این ترتیب با کاهش کسر حجمی حفره‌ها و زمختی سطح در آهنگ‌های انباشت بالاتر، ضریب شکست کاهش می‌یابد. شکل ۲ نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کروینگ را برای بخش موهومی ضریب شکست نمونه‌های لایه‌ای Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف نشان می‌دهد. با افزایش آهنگ انباشت مقدار جذب افزایش می‌یابد. علت را در کاهش میزان حفره‌ها در آهنگ‌های انباشت بالاتر می‌توان یافت که در شکل ۶ به وضوح مشاهده می‌شود. این کاهش حفره‌ها در آهنگ‌های انباشت بالاتر باعث افزایش میزان جذب می‌شود.

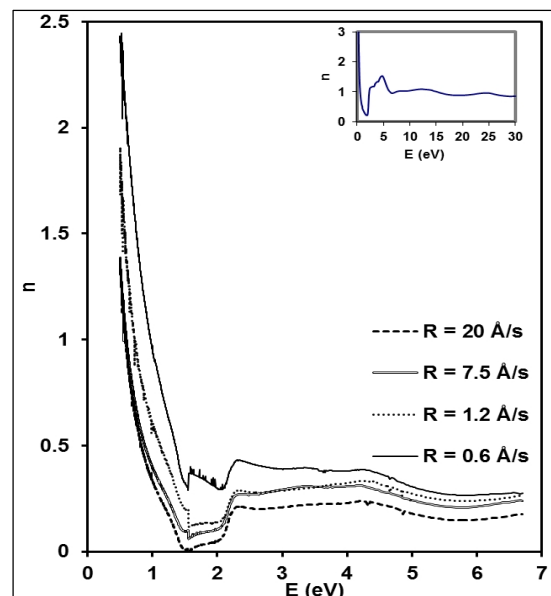


شکل ۲: نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کروینگ برای بخش موهومی ضریب شکست لایه‌های نازک Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف بر حسب انرژی.

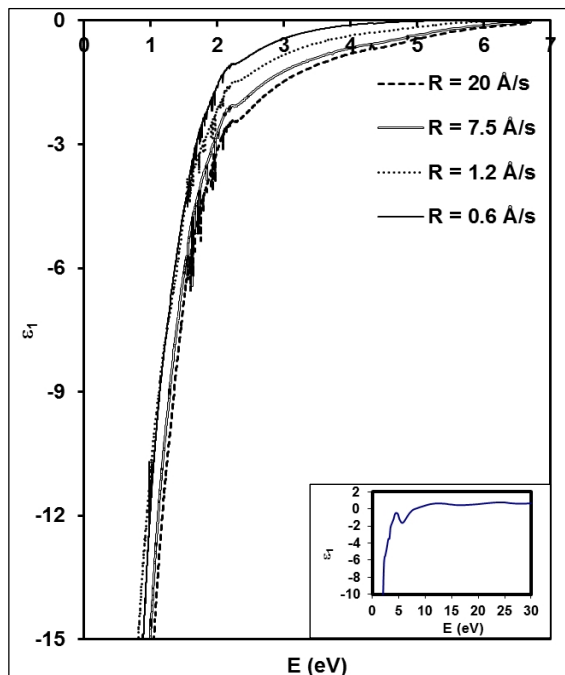
شکل ۳ نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کروینگ را برای بخش حقیقی ثابت دی الکتریک نمونه‌های لایه‌ای Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف نشان می‌دهد. با افزایش آهنگ انباشت مقدار ϵ_1 کاهش می‌یابد. افزایش مقدار جذب در لایه‌های نازک مس طبق نظریه محیط موثر اسپنس باعث کاهش مقدار ϵ_1 در آهنگ‌های انباشت بالاتر می‌شود. بخش موهومی ثابت دی الکتریک ϵ_2 نیز مطابق با شکل ۴ با افزایش آهنگ انباشت، کاهش می‌یابد. این روند با توجه به نمودارهای n و k توصیف شده در بالا قابل توجیه است. همچنان که اسپنس و همکارانش از بررسی‌های خود نتیجه گرفتند که در ناحیه درود تغییرات (اختلافات) ثابت‌های اپتیکی ناشی از تغییر اندازه دانه‌ها در لایه می‌باشد که موجب تغییر پارامتر پراکندگی در ناحیه درود می‌شود و در ناحیه میان نواری تغییرات (اختلافات) ناشی از نواحی سطحی با چگالی کمتر، اصولاً از مرزهای دانه‌ها یا فضاهای باز روی سطح زمخت می‌باشد که هر دوی آن‌ها توسط نظریه محیط موثر به صورت یک مدل داده شده‌اند تا یک ناحیه سطح مرکب را که از فلز و خلاء (هوا) تشکیل شده، نشان دهند. شکل ۵ تصاویر AFM لایه‌های شکل گرفته در آهنگ‌های

جدول ۱: شرایط آزمایش‌های لایه‌نشانی در بررسی آهنگ انباشت روی ثابت‌های اپتیکی لایه‌های نازک مس.

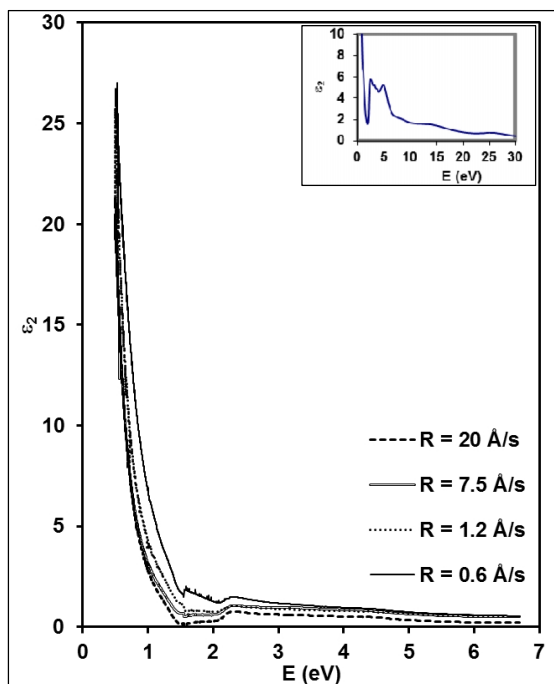
آهنگ تبخیر (Å/s)	۰/۶	۱/۲	۷/۵	۲۰
ضخامت لایه (nm)	۶۰/۰۰ ±۰/۰۵	۶۰/۰۰ ±۰/۰۵	۶۰/۰۰ ±۰/۰۵	۶۰/۰۰ ±۰/۰۵
دمای زیر لایه (K)	۳۱۳±۲	۳۱۳±۲	۳۱۳±۲	۳۱۳±۲
دمای کاهش یافته (T _i /T _m)	۰/۲۵	۰/۲۵	۰/۲۵	۰/۲۵
زاویه انباشت	۸/۵	۸/۵	۸/۵	۸/۵
فشار اولیه (mbar)	۲×۱۰ ^{-۹}	۲×۱۰ ^{-۹}	۲×۱۰ ^{-۹}	۲×۱۰ ^{-۹}
فشار تبخیر (mbar)	۳×۱۰ ^{-۸}	۳×۱۰ ^{-۸}	۳×۱۰ ^{-۸}	۳×۱۰ ^{-۸}



شکل ۱: نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کروینگ برای بخش حقیقی ضریب شکست لایه‌های نازک Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف بر حسب انرژی.



شکل ۳: نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کرونیک برای بخش حقیقی ثابت دی الکتریک لایه‌های نازک Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف بر حسب انرژی.



شکل ۴: نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کرونیک برای بخش موهومی ثابت دی الکتریک لایه‌های نازک Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف بر حسب انرژی.

انباشت متفاوت را نشان می‌دهد. به طوری که ساختارهای متفاوت به دست آمده برای این لایه‌ها در این شکل با پیشگویی‌های نانو ساختاری بیان شده در بالا سازگار است. مقایسه این چهار تصویر نشان می‌دهد که با افزایش آهنگ انباشت، زمختی کاهش می‌یابد. علت را این چنین توجیه می‌کنیم که افزایش آهنگ انباشت باعث دفن شدن اتم‌ها در زیر اتم‌های بعدی (بمباران اتم انباشتی توسط اتم‌های بعدی) می‌شود. بنابراین، با شکل‌گیری هسته‌های جدید کوچک تنگ‌چین و رشد آن‌ها به ساختارهای رشته‌ای بهم فشرده بدون حفره، ساختاری مشابه با ساختار منطقه‌ای T را در لایه‌های نازک کندوپاش شده خواهیم داشت که این کاهش حفره‌ها با افزایش آهنگ انباشت، منجر به کاهش زمختی می‌شود.

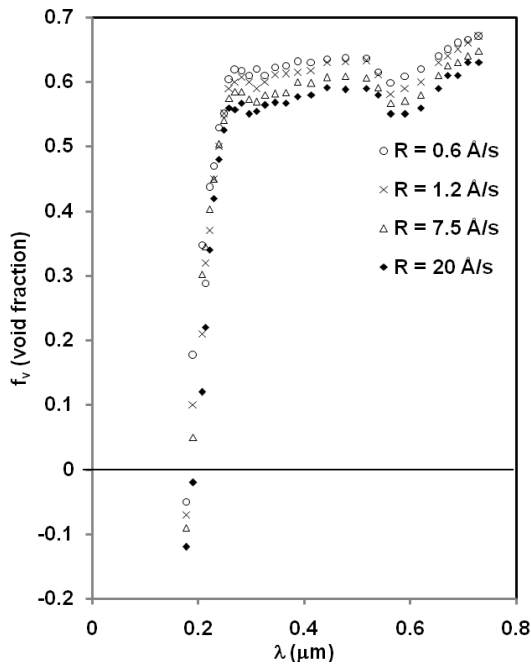
۲-۳- نظریه تقریب محیط موثر (EMA)

در این پژوهش، نظریه تقریب محیط موثر (EMA) در این پژوهش، نظریه تقریب محیط موثر (EMA) Effective Medium Approximation برای ایجاد ارتباط بین مدل ساختار منطقه‌ای SZM و تقریب EMA انجام می‌شود. اثر حفره‌ها روی خواص اپتیکی لایه‌های نازک با استفاده از تقریب محیط موثر بیان می‌شود [۲۷،۲۹]. با برابر قرار دادن ثابت دی الکتریک محیط میزبان ϵ_h و ثابت دی الکتریک موثر لایه ϵ ($\epsilon = \epsilon_h$) تقریب محیط موثر پروگمان بدست می‌آید:

$$f_v \left[\frac{1 - \epsilon_h}{1 + 2\epsilon_h} \right] = (f_v - 1) \left[\frac{(\epsilon - \epsilon_h)}{(\epsilon + 2\epsilon_h)} \right] \quad (1)$$

که فازهای ماده و حفره را به طور همزمان در نظر می‌گیرد. با استفاده از این معادله که ϵ به عنوان مقدار ثابت دی الکتریک برای فلز که ای و ϵ_h مقدار ثابت دی الکتریک برای لایه نازک مس می‌باشد، حجم جزئی حفره‌های f_v برای کل گستره انرژی اندازه‌گیری شده $6/8 - 48/8$ eV به روش حداقل مربعات به دست می‌آید. نتیجه این محاسبات در آهنگ‌های انباشت مختلف در شکل ۶ نشان داده شده است. خط $f_v = 0$ در نمودار f_v بر حسب λ حجم جزئی حفره‌ها را

برای نمونه کپه‌ای (مرجع فرض شده) نشان می‌دهد. اسپنس [۲۹] در بررسی‌های خود مقادیر مثبت و منفی f_v را به ترتیب

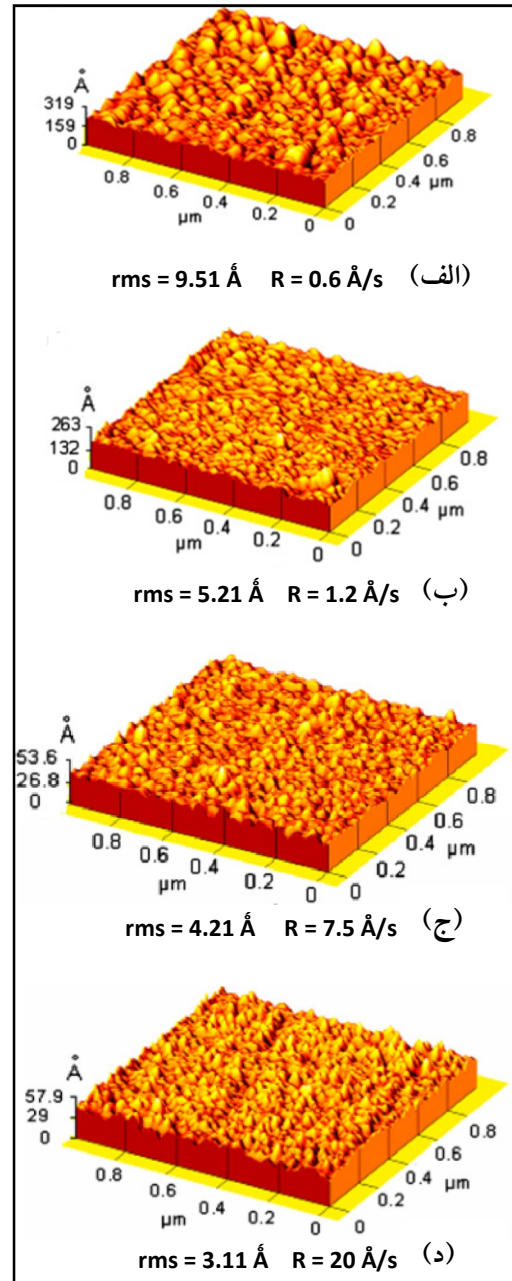


شکل ۶: نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کرونیک برای حجم جزئی حفره‌ها بر حسب طول موج لایه‌های نازک Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف.

حفره‌ها بر حسب طول موج در لایه‌های نازک Cu برای آهنگ‌های انباشت مختلف در شکل ۶ نشان می‌دهد که حجم جزئی حفره‌ها با افزایش آهنگ انباشت، کاهش می‌یابد که با پیش‌بینی مدل SZM و مورفولوژی مشاهده شده در تصاویر AFM ارائه شده در شکل ۵ همخوانی دارد. تعداد اتم‌های جذب شده دهن شده با آهنگ انباشت افزایش می‌یابد و تغییر ساختاری از ساختار ستونی به ساختار رشته‌ای چگالیده شکل می‌گیرد.

۳-۳- منطقه میان نوری

شکل ۷ ضریب جذب تجربی $\alpha(E) = (2E/\hbar c)k(E)$ را برای لایه‌های نازک مس با آهنگ انباشت متفاوت نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با افزایش آهنگ انباشت، ضریب جذب افزایش می‌یابد. افزایش میزان جذب در آهنگ‌های انباشت بالاتر به واسطه کاهش حفره‌ها در آهنگ‌های انباشت بالاتر است که با منحنی‌های شکل ۲ همخوانی دارد. این نتایج روند مشابهی را با نتایج نمونه‌های



شکل ۵: تصاویر AFM لایه‌های نازک مس روی زیرلایه شیشه در ضخامت $d=60$ nm و آهنگ‌های انباشت متفاوت R، (الف) ۰/۶، (ب) ۱/۲، (ج) ۷/۵ و (د) ۲۰ Å/s.

به لایه‌هایی با چگالی کمتر و بیشتر از نمونه کپه‌ای نسبت می‌دهد. همچنان که شکل ۶ نشان می‌دهد، مقادیر f_v در کل بازه مورد بررسی به جز چند نقطه، مثبت می‌باشد که کم بودن چگالی لایه‌های مورد بررسی را نسبت به نمونه کپه‌ای نشان می‌دهد.

نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کرونیک برای حجم جزئی

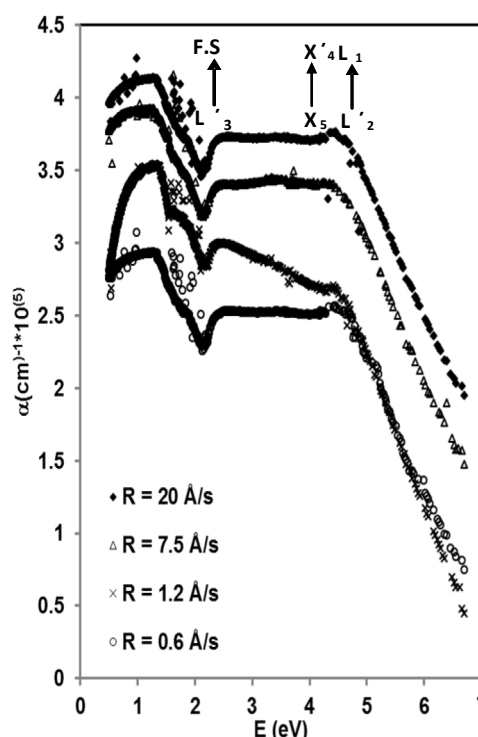
UHV بررسی شد. ارتباط بین نانو ساختار لایه‌های نازک مس به عنوان تابعی از آهنگ انباشت و خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس با مطالعه ارتباط بین نتایج AFM، پیشگویی‌های مدل منطقه‌ای ساختاری SZM و نتایج تقریب محیط موثر EMA بدست می‌آید.

در بررسی اثر آهنگ انباشت روی خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس مشاهده می‌شود که با افزایش آهنگ انباشت مقدار بخش حقیقی و موهومی ضریب شکست، به ترتیب کاهش و افزایش می‌یابند. این روند با توجه به کاهش مقدار حفره‌ها در آهنگ انباشت بالاتر و پدیده پخش سطحی قابل توجه است. این افزایش مقدار جذب، باعث افزایش مقدار k و ضریب جذب α و نیز کاهش مقدار ϵ_1 و ϵ_2 در آهنگ‌های انباشت بالاتر می‌شود. همچنین حجم جزئی حفره‌ها با افزایش آهنگ انباشت کاهش می‌یابد که با پیش‌بینی مدل SZM و مورفولوژی مشاهده شده در تصاویر AFM همخوانی دارد. در منطقه میان نواری لایه‌های نازک مس مشاهده می‌شود که با افزایش آهنگ انباشت، ضریب جذب افزایش می‌یابد. افزایش میزان جذب در آهنگ‌های انباشت بالاتر به واسطه کاهش حفره‌ها در آهنگ‌های انباشت بالاتر است.

مراجع

- [1] L. Ward, "The optical constants of bulk materials and films", Iop publishing, UK, 1988.
- [2] H. Savaloni, F. Babaei, S. Song, F. Placido, *Applied Surface Science*, **255**, 2009, 8041.
- [3] K. Khojier, H. Savaloni, S. Zolghadr, *Applied Surface Science*, **320**, 2014, 315.
- [4] K. Khojier, H. Savaloni, N. Habashi, M.H. Sadi, *Materials Science in Semiconductor Processing*, **41**, 2016, 177.
- [5] K. Khojier, H. Savaloni, *Journal of Electronic Materials*, **44**, 2015, 3458.
- [6] S.A. Kovalenko, M.P. Lisitsa, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, **5**, 2002, 294.
- [7] S.A. Kovalenko, R.D. Fedorovich, *Semiconductor Physics. Quantum Electronics & Optoelectronics*, **3**, 2000, 383.
- [8] F. Abdi, H. Savaloni, *Applied Surface Science*, **330**, 2015, 74.
- [9] H. Savaloni, M. Fakharpour, A. Siabi-Garjan, F. Placido, F. Babaei, *Applied Surface Science*, **393**, 2017, 234.
- [10] F. Babaei, H. Savaloni, *Plasmonics*, **13**, 2018, 203.
- [11] P. Esmaili, H. Kangarlou, H. Savaloni, M. Ghorannevis, *Results in physics*, **7**, 2017, 3380.
- [12] K. Khojier, H. Savaloni, E. Amani, *Applied Surface Science*, **289**, 2014, 564.

کپه‌ای بیان شده توسط "اهرنریچ" Ehrenreich و "فیلیپ" Philip [۳۰] در گستره انرژی تا $6/8$ eV نشان می‌دهند. نمونه‌های Cu جذب تیزی را در حدود $2/2$ eV نشان می‌دهند که با گذار L'_3 به سطح فرمی surface $L'_3 \rightarrow$ Fermi (F.S) در حدود $2/2$ eV همخوانی دارد [۳۰]. علاوه بر گاف بیان شده در بالا گذارهای $X'_4 \rightarrow X_5$ و $L'_2 \rightarrow L_1$ نیز مشاهده می‌شوند.



شکل ۷: نتایج حاصل از تحلیل کریمرز-کرونیگ برای ضریب جذب در نمونه‌های لایه‌ای Cu در آهنگ‌های انباشت مختلف بر حسب انرژی.

۴- نتیجه‌گیری

در این مقاله، خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس روی زیرلایه شیشه به روش کریمرز-کرونیگ مورد بررسی قرار گرفت. نمونه‌های لایه نازک مس به روش تبخیر در خلاء توسط تفنگ الکترونی در ضخامت 60 nm و آهنگ‌های انباشت $0/6$ ، $1/2$ ، $7/5$ و 20 Å/s در دمای 313 K و تحت زاویه $8/5^\circ$ تهیه شدند و سپس اثر آهنگ انباشت روی خواص اپتیکی لایه‌های نازک مس انباشت شده تحت شرایط

for *Light and Electron Optics*, **132**, 2017, 364.

[22] H. Savaloni, M. Firouzi-Arani, *Philosophical Magazine*, **88**, 2008, 711.

[23] H.J. Hagemann, W. Gudat, C. Kunz, *Journal of the Optical Society of America*, **65**, 1975, 742.

[24] R. Messier, A.P. Giri, R.A. Roy, *Journal of Vacuum Science and Technology*, **A2**, 1984, 500.

[25] B.A. Movchan, A.V. Demchishin, *Physics of Metals and Metallography*, **28**, 1969, 83.

[26] J.A. Thornton, *Journal of Vacuum Science and Technology*, **12**, 1975, 830.

[27] D.E. Aspnes, E. Kinsbron, D.D. Bacon, *Physical Review*, **B21**, 1980, 3290.

[28] D.A. Bruggeman, *Annals of Physics*, **24**, 1935, 636.

[29] D.E. Aspnes, *Thin Solid Films*, **89**, 1982, 249.

[30] H. Ehrenreich, H. Philip, *Physical Review*, **128**, 1962, 1622.

[13] M. Firouzi-Arani, H. Savaloni, M. Ghoranneviss, *Applied Surface Science*, **256**, 2010, 4502.

[14] K. Khojier, H. Savaloni, Z. Sadeghi, *Journal of Theoretical and Applied Physics*, **8**, 2014, 116.

[15] R. Rosi, D.W. Lynch, *Physical Review. B*, **5**, 1972, 3883.

[16] F. Parmigiani, E. Key, T.C Huang, J. Perrin, M. Jurich, J.D. Swalen, *Physical Review B33*, **1986**, 879.

[17] X. Sun, R. Hong, H. Hou, *Thin Solid Films*, **515**, 2007, 6962.

[18] F. Maghazeei, H. Savaloni, *Optics Communications*, **281**, 2008, 4687.

[19] F. Abdi, H. Savaloni, F. Placido, *Optics Communications*, **380**, 2016, 69.

[20] H. Savaloni, H. Kangarloo, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **40**, 2006, 203.

[21] M. Ravankhah, H. Savaloni, *Optik-International Journal*