

اساس و کاربرد لیزرهای فرابنفش نانوسیم اکسید روی

الهام نارنجی^۱، مریم علیان نژادی^{۱*} و محمد باقر ضعیفی^۲

۱- گروه اپتیک و لیزر، دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

۲- اداره آموزش و پرورش نیشابور، خراسان رضوی، ایران

چکیده

امروزه، لیزرهای نانوسیم ZnO برای کاربردهای جدید در پردازش و محاسبات اطلاعات نوری و به عنوان منابع تحریک در تحقیقات پزشکی و زیستی کاربردهای گسترده‌ای دارند. بنابراین، در این مقاله لیزر ZnO با طول موج عملکردی در ناحیه فرابنفش نزدیک (۳۵۰ تا ۴۰۰ نانومتر) مورد بررسی قرار می‌گیرد. نانوسیم‌های ZnO با ساختار بلوری ورتزیت به عنوان ماده فعال لیزر در نظر گرفته شده و مشخصه‌های نوری و اساس ایجاد تابش در خروجی لیزر ZnO مورد بررسی قرار می‌گیرد. بررسی‌ها نشان می‌دهد که برای ایجاد لیزر فرابنفش ZnO باید تا حد امکان نقص‌های ساختاری ماده فعال را کاهش داد. همچنین، برهمکنش نور-ماده در نانوساختارهای ZnO به طور چشمگیری قوی‌تر از بلورهای ماکروسکوپی است و این ویژگی نوری تحت تأثیر شکاف انرژی نواری، اندازه، شکل، جهت‌گیری و بلوری بودن نانوسیم‌ها قرار دارد. تک نانوسیم ZnO می‌تواند به دلیل اختلاف ضریب شکست با محیط اطراف به عنوان موجبر یا تشدیدگر به کار گرفته شود و مدهای تشدید شونده به ابعاد نانوسیم بستگی دارد.

واژه‌های کلیدی: اکساید روی، پلاریتون، لیزر نانوسیم ZnO نیمه‌رسانا

ایمیل نویسنده مسئول: m_alianezhadi@semnan.ac.ir

۱-مقدمه

لیزرهای ناحیه فرابنفش کاربرد گسترده‌ای در پزشکی، صنعت و پژوهش علمی دارند. همچنین، نانوساختارهای گسیل‌کننده نور به دلیل خواص فیزیکی منحصر به فرد و کاربردهای بالقوه‌ی آن‌ها در لیزرها، صنعت اپتوالکترونیک و دستگاه‌های میکروآنالیز، در حال حاضر بسیار مورد توجه قرار دارند. در این میان اکسید روی با داشتن گاف انرژی ۳/۴ eV، انرژی اکسایدتونی ۶۰ meV و نیز برخورداری از خواص نوری غیرخطی به ماده‌ای کارآمد برای ساخت نسل جدید وسایل نوری تبدیل شده است [۱-۳].

اساس ایجاد لیزر در سال ۱۹۱۷ میلادی زمانی که اینشتین احتمال جذب و گسیل القایی یک کوانتای الکترومغناطیسی را محاسبه کرد، پایه‌گذاری شد [۴]. سپس، مسیری تدریجی و آهسته برای تحقق لیزرهای حالت جامد طی شد و در سال ۱۹۶۰ میلادی برای نخستین بار لیزر جامد گزارش شد. گسیل القایی فرایند حاکم و مهمی است که افزون بر سرعت‌های جذب و گسیل القایی در لیزرها مورد توجه خاص قرار دارد. در این فرایند، انتشار موج الکترومغناطیسی دقیقاً در همان

فرکانس و فاز موج الکترومغناطیسی موجود در محیط اتفاق می‌افتد و سپس دو فوتون در فاز و جهت یکسان حرکت می‌کنند. از این رو گسیل القایی منجر به افزایش شدت امواج الکترومغناطیسی‌ای می‌شود که در یک راستای مشخص و با ارتباط فازی معین در محیطی که به محیط بهره معروف است، منتشر می‌شوند. محیط بهره حجمی از اتم‌ها است که می‌تواند شاره‌ای حاوی مولکول‌های فعال نوری یا جامد نیمه‌رسانا باشد. دستیابی به وارونی جمعیت در واقع شرط دستیابی به لیزر است که در لیزرهای نیم‌رسانا با جذب فوتون‌ها در محیط بهره یا تحریک الکتریکی فراهم می‌شود. محیط بهره به منظور افزایش گسیل القایی در کاواک قرار می‌گیرد.

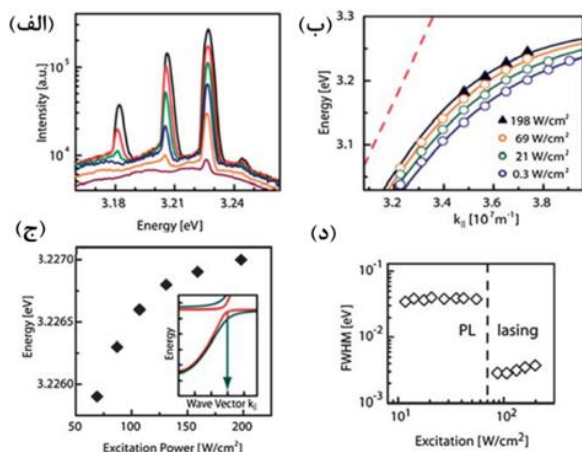
در سال ۲۰۰۱ میلادی نیز نخستین گزارش ایجاد لیزر مبتنی بر نانوسیم منفرد ZnO ارائه شد [۵]. این گزارش، توجه محققان را به هندسه‌ی نانوسیم ZnO جلب کرد. نانوسیم‌های ZnO دارای قطره‌هایی در محدوده‌ی ۱۰۰ نانومتر هستند. محصور شدن امواج الکترومغناطیسی در نانوسیم‌های ZnO به دلیل اختلاف ضریب شکست آن با محیط اطرافش است که منجر به ایجاد

این معنی است که حالت‌های اشغال شده‌ی بیشتری در پایین نوار رسانش یعنی الکترون‌های رسانش نسبت به حالت‌های خالی یعنی حفره‌ها وجود دارد. از این رو، سطح شبه فرمی برای الکترون‌ها در نوار رسانش و برای حفره‌ها در نوار ظرفیت واقع شده است. با این وجود، بسیاری از گزارش‌ها تأکید می‌کنند که تحریک اساسی در لیزر ZnO باید اکسایتون باشد. در ZnO انرژی اتصال الکترون به حفره بسیار زیاد (۶۰ meV) و بیشتر از دو برابر انرژی گرمایی در دمای اتاق است. این به معنی آن است که اکسایتون‌ها در دمای اتاق پایدار هستند [۱۷] و اکسایتون‌ها و اکسایتون-پلاریتون‌ها برای درک خواص نوری ZnO در شرایط برانگیخته مهم هستند.

تقریباً همه‌ی انواع بلورهای ZnO، تابش نوری قابل توجهی در ناحیه فرابنفش نزدیک دارند که باعث علاقه دانشمندان و محققان به این لیزر شده است. افزون بر این، تولید این نانوساختارها با روش‌های ساده‌ی رشد مثل روش‌های شیمیایی امکان‌پذیر است. لومینسانس در بلورهای ماکروسکوپی ZnO و نانوساختارهای ZnO با ابعاد کوانتومی قابل توجه است و امکان بهره‌برداری از آن در این مواد فراهم است. با توجه به اهمیت لیزرهای ZnO در این مقاله به روش‌های ایجاد این لیزرها، مباحث تئوری حاکم بر عملکرد این لیزرها و نیز کاربرد آن‌ها خواهیم پرداخت.

۲- مکانیسم لیزر: پراکندگی اکسایتون-پلاریتون، بازترکیب الکترون-حفره

به منظور پرداختن به بررسی سازوکار عملکرد لیزر ZnO، ابتدا نتایج حاصل از یک سیم بر روی بستر را بررسی می‌کنیم. شکل ۱ شروع و افزایش شدت مدهای تشدید لیزر نانوسیم ZnO با کواک فابری-پرو را نشان می‌دهد.



شکل ۱: ویژگی‌های لیزری نانوسیم هگزاگونال ZnO با قطر حدود ۲۰۰ نانومتر، طول ۴ میلی‌متر که روی یک بستر سیلیکا قرار دارد. (الف) طیف لیزر با افزایش توان دمش، (ب) مدهای فابری پرو در نمودار انرژی-بردار موج، (ج) موقعیت بزرگترین قله انرژی به عنوان تابعی از توان دمش، (د) تمام پهنا در نصف بیشینه‌ی (FWHM) یک قله لومینسانس که به طور ناگهانی در آستانه عملکرد لیزر افزایش می‌یابد [۱۷].

حالت‌های الکترومغناطیسی موج ایستاده^۱ می‌شود. در سال ۲۰۰۳ میلادی، مطالعه‌ای در خصوص لیزرهای میکروکواک نانوروبان ZnO منتشر شد [۶]. در سال ۲۰۰۴ میلادی، دینامیک بارهای فوق سریع در لیزرهای تک نانوروبان و تک نانوسیم ZnO مورد بررسی قرار گرفت [۷]. پس از آن در سال ۲۰۰۷ میلادی، بررسی‌هایی تحت عنوان لیزر فرابنفش اکسایتون در دستگاه‌های گسیل نوری مبتنی بر ZnO و گسیل برانگیخته در دمای اتاق انجام شدند [۸، ۹]. در سال ۲۰۰۹ میلادی، ژانگ و همکارانش به بررسی لیزرهای نانوسیم ZnO با پمپ دو فوتونی و آستانه پایین پرداختند [۱۰]. سیدیروپولس و همکارانش لیزرهای نانوسیم پلاسمونیک فوق سریع در نزدیکی فرکانس پلاسمون سطحی را در سال ۲۰۱۴ میلادی مورد بررسی قرار دادند [۱۱]. در سال ۲۰۱۷ میلادی تأثیر کیفیت فیلم نقره بر آستانه لیزرهای نانوسیم پلاسمونیک توسط یو و همکارانش مطالعه شد [۱۲]. سپس در سال ۲۰۲۰ میلادی، مقاله‌ای توسط برانکو و همکارانش جهت بررسی محدودیت دمای پایین برای رشد نانوسیم‌های اکسید روی با استفاده از فرایندهای تخریب لیزری منتشر شد [۱۳]. در حال حاضر نیز مطالعاتی مانند خصوصیات نوری لیزرهای نانوسیم و همچنین طراحی منطقی لیزر نانوسیم ZnO بر روی پلاریتون پلاسمون سطحی گزارش شده است [۱۴، ۱۵] و این زمینه به عنوان پژوهش مناسب مورد توجه قرار دارد.

دلایل متعددی برای انتخاب و مطالعه‌ی نانوسیم‌های ZnO به عنوان ماده فعال لیزری وجود دارد. اولاً، ZnO در شرایط محیط دارای ساختار بلوری ورتزیت^۲ با سلول واحد شش ضلعی و دو شاخص شبکه‌ی a و c با نسبت c/a بین ۱/۵۳۹۳ و ۱/۶۰۳۵ است که می‌تواند به عنوان تشدیدگر مورد بهره‌برداری قرار گیرد [۱]. در واقع ZnO با ساختار بلوری ورتزیت دارای یک محور قطبی بلورشناسی یعنی محور C است که در حقیقت یک محور طبیعی رشد سریع بلور است. از این رو چندین روش گاز-فاز و محلول، منجر به بلورهای نانوسیم ZnO با محور C قطبی به عنوان محور طول می‌شود. قطر این نانوسیم‌ها در موارد متعدد بین ۱۰۰ تا ۵۰۰ نانومتر گزارش است که این اندازه‌ها در محدوده‌ی خوبی برای پشتیبانی از حالات مقید الکترومغناطیسی کوانتیده قرار دارند. این ویژگی‌ها منجر به برخی خواص نوری می‌شوند که تعیین آن‌ها افزون بر سطوح انرژی الکترونی به هندسه‌ی نانوسیم نیز بستگی دارد [۱۶].

از بررسی عناوین تحقیقات انجام شده تا به امروز مشخص می‌شود که ZnO به عنوان یک محیط بهره‌ی ویژگی‌های خاصی دارد که در این مقاله به آنها خواهیم پرداخت. در یک نیم-رسانای معمولی، برانگیختگی‌هایی که منجر به گسیل القایی می‌شوند، حفره‌ها یعنی ترازهای الکترون‌های خالی در بالای نوار ظرفیت و الکترون‌ها یعنی ترازهای پر شده در پایین نوار رسانش هستند. وارونی جمعیت مورد نیاز برای گسیل القایی به

¹ Standing wave

² Wurtzite

شکل ۱، نشان می‌دهد که شروع لیز با باریک شدن ناگهانی پهنای تابش از حدود 40 meV (اکسایتون پهن حرارتی) به حدود 2 meV مشخص می‌شود. وابستگی انرژی به بردار موج مدهای فابری پرو، به ازای شدت‌های مختلف دمش در شکل (۱ب) ارائه شده است. در واقع، شکل نمودارهای انرژی-بردار موج مدهای لیزر حفظ شده و منحنی باقی مانده است و آن‌ها را می‌توان با پلاریتون معادله (۵) به روشی مشابه مدهای لومینسانس برآزش کرد. با افزایش شدت دمش، هر مد عریض‌تر شده و به تدریج به انرژی‌های بالاتر منتقل می‌شود. فالرت و همکارانش طیف‌سنجی تفکیک شده زمانی را با یک نانوسیم در دماهای پایین بررسی کردند؛ افزایش مدهای لیزری جدیدی با عدد کوانتومی کمتر m_e به وجود آمد. آن‌ها همچنین مشاهده کردند که افزایش شدت دمش منجر به انتقال به آبی این مد لیزر می‌شود [۱۸]. داده‌های آن‌ها نشان می‌دهند که لیزر توسط اکسایتون-پلاریتون‌ها فراهم می‌شود. انتقال به آبی مد لیزر با افزایش شدت دمش از دیدگاه اکسایتون-پلاریتون، با تضعیف انرژی پیوند اکسایتون، به دلیل افزایش بار آزاد توضیح داده می‌شود. رشد و افزایش مدهای جدید لیزر در اعداد کوانتومی کمتر m_e با افزایش شدت دمش، نشانگر اشغال افزایش یافته این حالت‌ها به دلیل فرایندهای پراکندگی است.

پراکندگی اکسایتون-اکسایتون (پلاریتون-پلاریتون) به عنوان ساز و کار لیزر در کارهای اولیه و جدیدتر مطرح شده و مورد قبول قرار گرفته است. زامفیرسکو و همکارانش بر اساس شکاف عرضی-طولی بسیار بزرگ و در نتیجه توان نوسانگر بزرگ اکسایتون بیان کردند که ZnO باید یکی از بهترین مواد برای دستیابی به لیزر پلاریتون باشد [۱۹]. آن‌ها دمای چگالش ذرات را محاسبه کردند. نمودار فاز برای ZnO نواحی قابل توجهی از گسیل خود به خودی پلاریتون و لیزر پلاریتون را نشان می‌دهد. کلینگ شیرن و همکارانش بیان کردند که پهن‌شدگی گرمایی تشدید اکسایتون در دمای اتاق با انرژی پیوند اکسایتون قابل مقایسه است. افزون بر این، انرژی جذب الکترون-حفره توسط حامل‌های دیگر غریب می‌شود [۹]، یعنی اکسایتون در شرایط

بالاتر از چگالی بحرانی موت^۱ (حدود $0.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) به طور کامل جدا شده و پلاسمای الکترون-حفره تشکیل می‌شود. این گروه اظهار داشتند: علیرغم این که احتمالاً چگالی در نانوسیم‌های ZnO در آستانه‌ی لیزر به چگالی موت می‌رسد، اما هنوز کمتر از چگالی لازم برای جابجایی سطح شبه فرمی الکترون‌ها و حفره‌ها به ترتیب در نوار رسانش و ظرفیت برای رسیدن به وضعیت وارونی جمعیت مورد نیاز جهت لیزر الکترون-حفره است [۹]. توجه به این نکته مهم است که شکاف نواری با افزایش دمای شبکه و همچنین با افزایش چگالی الکترون‌ها و حفره‌های برانگیخته، کاهش می‌یابد. یک مدل بهره بر اساس بازترکیب نوار به نوار الکترون-حفره در پلاسمای الکترون-حفره نیز برای توضیح نتایج ارائه شده در بالا پیشنهاد

شده و بهره به صورت تابعی از انرژی فوتون برای حالتی که افزایش چگالی جمعیت حالت برانگیخته ایجاد می‌شود، محاسبه شد [۱۸]. مشاهده می‌شود که قله‌ی بهره در چگالی ذرات cm^{-3} 10^{18} به وجود می‌آید و با افزایش چگالی به دلیل نرمال‌سازی مجدد شکاف نواری به سمت انرژی‌های کمتر کشیده می‌شود. ورستیچ و همکارانش با در نظر گرفتن برهمکنش الکترون-حفره، دافعه‌های کولن و نرمال‌سازی مجدد شکاف نواری توانستند یک نظریه جامع چند ذره‌ای برای ZnO ای که به صورت نوری برانگیخته شده، ارائه دهند [۲۰]. این تئوری توانست بهره را در چگالی‌های تحریکی که مربوط به روش پلاسمای الکترون-حفره است، پیش بینی کند. لیزر ZnO در محدوده‌ی دمایی وسیعی، از دمای برودتی تا بالاتر (دمای اتاق) مشاهده شده است. احتمالاً سازوکار مسئول بهره، به کیفیت سیم‌ها و دما بستگی دارد.

۳- مبانی لیزرهای نانوسیم

به دلیل کاربردهای گسترده‌ی لیزر از پزشکی گرفته تا مصارف تجاری و صنعتی، علاقه‌ی شدید به کوچک‌سازی لیزر وجود دارد. نیاز روزافزون به لیزرهای کوچکتر باعث پدید آمدن دستگاه‌هایی مانند لیزرهای گسیلنده‌ی سطحی با تشدیدگر عمودی (VCSEL) شده است که برخی از آن‌ها کاربردهای تجاری پیدا کرده‌اند. همین امر باعث انجام تحقیقات روزافزون بر روی کاوش و توسعه‌ی لیزرهای نانومقیاس برای کاربرد در دستگاه‌های فوتونیک تراشه‌ای و حسگرهای فوق حساس شده است.

تشدیدگر کوچک با طول کوتاه منجر به اتلاف نوری بالایی در سطح مشترک نانوکاواک با هوا می‌شود و به طور کلی، بازتاب اندک سطح مشترک ZnO-هوا و طول کوتاه کاواک از معایب نانولیزرهای ZnO فابری پرو است که منجر به اتلاف بالای آینه‌ای و آستانه توان دمش بالای لیزر می‌شود. برای حل این مشکل باید بهره محیط فعال افزایش یابد یا طول ماده فعال افزوده شود. نانوسیم‌ها و نانومیله‌های ZnO به عنوان یک راهکار مناسب برای حل این مشکل مطرح شده و توانسته‌اند این مشکل را مرتفع نمایند. نانومیله‌های ZnO با مقطع شش ضلعی به عنوان یک کاواک طبیعی و کامل برای لیزر فرابنفش (UV) کاربرد دارند. اگرچه که مطالعات لی و همکارانش نشان داده است که نانومیله‌ها می‌توانند برای ایجاد لیزرهای فرابنفش با دمش الکتریکی به عنوان گزینه مناسبی به کار گرفته شوند [۴]، اما مساحت سطح وجه انتهایی نانومیله‌ها نسبت به نانوسیم‌ها بزرگتر است. این سطح بزرگ می‌تواند برای برخی از کاربردها مانند دستگاه‌های حسگر به عنوان یک مزیت محسوب شود اما در کاربردهای دیگر مانند دستگاه‌های اپتوالکترونیک دیودهای گسیلنده نور و دستگاه‌های سلول خورشیدی مشکل‌ساز باشد. افزون‌براین، در نانومیله‌ها با توجه به قطر آنها می‌تواند مدهای عرضی مرتبه‌های بالاتر نیز فعال شوند و عملکرد تک‌مد را مختل کند. این در حالی است که

¹ Mott density

سوال و ابهام بعدی در مورد این لیزرها این است که اساساً چقدر بهره برای جبران اتلاف در این لیزرهای نانوسیم می‌توان ایجاد کرد؛ زیرا طول نانوسیمها نسبت به کاواک‌های لیزری نیمه‌رسانای معمولی چند مرتبه مقداری کوچکتر است. ضریب به دام افتادن که در رابطه ۱ وجود دارد، به صورت نسبت انرژی نوری در محیط بهره به انرژی در مد هدایت^۳ تعریف می‌شود. نکته جالب در مورد لیزرهای نانوسیم این است که این ضریب در یک لیزر نانوسیم می‌تواند بزرگتر از واحد باشد [۲۳]. این ویژگی به ماهیت موجبری قوی نانوسیم مربوط می‌شود و به این لیزرها در دستیابی به لیزر کمک می‌کند، درحالی‌که ضریب برای هندسه‌های دیگر کاواک لیزرهای ZnO متفاوت و کمتر است [۲۴].

مدلسازی دقیق لیزر در مقیاس نانو با پیشرفت مطالعه‌ی لیزرهای نانوسیم منفرد اهمیت زیادی پیدا کرد. با این شیوه می‌توان توان دمش آستانه و منحنی مشخصه لیزر را به دست آورد و حتی رفتار گذرای لیزر را نیز مورد بررسی قرار داد. برای لیزر در مقیاس نانو، آستانه‌ی لیز اندکی متفاوت است، زیرا بخش بیشتری از گسیل خود به خود در مد لیزر جفت می‌شود. معادلات سرعت جفت شده برای توصیف چگالی بار و چگالی فوتون برای حالت تک‌مد را می‌توان به با روابط ۲ بیان کرد [۲۵]:

$$\frac{dN}{dt} = \eta p - \frac{N}{\tau_r} - \frac{N}{\tau_{nr}} - \Gamma a(N - N_0)S \quad (2)$$

$$\frac{dS}{dt} = \beta \frac{N}{\tau_r} + \Gamma a(N - N_0)S - \frac{1}{\tau_s} S$$

در این رابطه N چگالی بار، S چگالی فوتون، P شدت پمپ، η بازده پمپ، τ_r و τ_{nr} ضرایب گسیل، N_0 چگالی بار جابه‌جا شده، a بهره‌ی و Γ ضریب به دام افتادن هستند. بهره در روش خطی توسط رابطه‌ی ۳ تقریب زده می‌شود:

$$g = a(N - N_0) \quad (3)$$

با حل این معادلات سرعت جفت شده در شرایط پایدار می‌توان چگالی فوتون را به صورت تابعی از شدت دمش به دست آورد که در شکل ۲ نشان داده شده است. مقادیر عددی a ، τ_s ، τ_r ، τ_{nr} ، Γ و N_0 برای رسم این نمودار با مدلسازی لیزرهای نانوسیم به دست آمده است [۲۶].

نانوسیمها و میکروسیمهای ZnO به دلیل طول کاواک بلندتر در مقایسه با نانومیلها دارای توان دمش کمتر هستند و بنابراین، غلبه بر اتلاف آینه‌ای آنها آسان‌تر از نانومیلها می‌باشد. در نتیجه، این ساختارها گزینه مناسبی برای دستگاه‌های اپتوالکترونیک و لیزرهای فرابنفش با دمش نوری هستند.

هندسه‌ی یک بعدی، کاواک لیزری طبیعی، اتصال مناسب و همچنین ساختن آشکارسازهای پردازشگری AFM^۱ را برای جمع‌آوری و تحریک نوری میدان نزدیک امکان‌پذیر می‌کند. با نخستین گزارش عملکرد لیزر از نانوسیمهای ZnO توسط هوانگ و همکارانش، در سال ۲۰۰۱ میلادی، یک رویکرد جدید و آسان تحت عنوان رشد از پایین به بالا برای ساخت لیزرهای نانومقیاس معرفی شد. ناهمسان‌گردی طبیعی و ویژگی‌های مرتبط با ساختار و ریزیت ZnO باعث تعریف این نانوسیمها به عنوان کاواک نوری شد. اگرچه این روند نوید بخش پیشرفت در کوچک‌سازی لیزرهای نیمه‌رسانا بود، اما چندین سؤال بی‌پاسخ باقی ماند. فرض بر این بود که نانوسیم به عنوان یک کاواک فابری پرو عمل می‌کند. نخستین، مجموعه‌ای از نانوسیمها با قطرهای بین ۲۰-۱۵۰ نانومتر و طول بین ۲۱۰ میکرومتر مورد بررسی قرار گرفتند و نتایج نشان داد که شدت گسیل از انتهای نانوسیم بسیار قوی‌تر از وجه‌های جانبی آن است [۲۱]. همچنین، قله‌های لیز قوی‌تری در طیف ثبت شده بود که در وجه انتهایی نانوسیم مشاهده شد. افزون‌براین، طیف‌های میدان دور این نانوسیمها در شرایط بالاتر از آستانه لیزر را می‌توان با مدهای کاواک فابری پرو با ابعادی برابر با طول نانوسیم مشابه دانست که مؤید مناسب بودن به کارگیری کاواک فابری پرو برای توصیف رفتار این لیزرها است. به منظور دستیابی به توان مناسب می‌توان از آرایه‌های نانوسیم استفاده کرد. برای دستیابی به لیزر باید بهره در یک رفت و برگشت نانوسیم فابری پرو از اتلاف ناشی از خروج نور از کاواک و اتلاف ذاتی ماده بیشتر باشد. یعنی:

$$\Gamma g > a_m + a_p = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) + a_p \quad (1)$$

که در این معادله Γ ضریب به دام افتادن، g بهره‌ی ماده، a_m اتلاف آینه‌ای، a_p اتلاف گسیلی، L طول کاواک و R_1 و R_2 ضرایب بازتاب مؤثر و جوه انتهایی است. اتلاف و بهره آستانه‌ی عملکرد لیزر با توجه به رابطه ۱ به بازده طبیعی سطوح نانوسیم-هوا بستگی دارد. هنگامی که قطر نانوسیمها در مرتبه‌ی طول موج نور باشد، فرایند بازتاب معمولی در محل اتصال نیم‌رسانا-هوا به فرایند پراکندگی تبدیل می‌شود. از لحاظ تئوری نشان داده شده است که این بازتاب مؤثر، به علت پراکندگی در انتهای یک نانوسیم می‌تواند بسیار متفاوت و در برخی موارد بسیار بیشتر از پیش بینی رابطه‌ی استاندارد فرنل^۲ باشد که باعث کاهش اتلاف آینه می‌شود [۲۲].

³ guided mode

¹ scanning AFM probes

² Fresnel

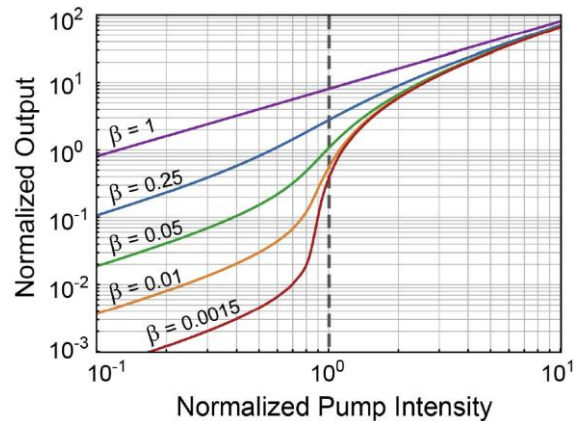
افزون براین لیزرهای نانوسیم و موجبرهای ZnO برای کاربردهای جدید در پردازش و محاسبات اطلاعات نوری و به عنوان منابع تحریک موضعی در تحقیقات پزشکی و بیولوژیکی نوید دستیابی به شرایط بهتر را می‌دهند.

۴- روش‌های ایجاد ماده فعال لیزری ZnO

روش‌های ایجاد ماده فعال لیزری برای ZnO را می‌توان به صورت تک بلورهای ماکروسکوپی، لایه‌های نازک (چند بلوری)، چاه‌های کوانتومی (محصور شدن الکترون در یک بعد)، میله‌های کوانتومی (محصور شدن الکترون در دو بعد) و نقاط کوانتومی (محصور شدن الکترون در سه بعد) رشد داد [۳۰]. محصور شدن قابل توجه الکترون در صورتی اتفاق می‌افتد که یک یا چند بعد ZnO از شعاع اکسایتون بور (حدود ۳ نانومتر) کوچکتر شود [۱۷].

نانوسیم‌های ZnO دارای قطرهایی در محدوده ۱۰۰ نانومتر هستند و به دام افتادن الکترونی را نشان نمی‌دهند. با این وجود محصور شدن امواج الکترومغناطیسی در نانوسیم‌های ZnO به دلیل اختلاف ضریب دی‌الکتریک این نانوسیم‌ها با محیط منجر به ایجاد حالت‌های الکترومغناطیسی موج ایستاده می‌شود. گروه‌های تحقیقاتی مختلف، روش‌های زیادی را برای تولید نانوسیم‌های اکسید روی به عنوان ماده فعال این لیزرها گزارش کرده‌اند [۳۱]. این روش‌ها به طور کلی به دو دسته فازبخار و فاز محلول طبقه‌بندی می‌شوند. سنتز فاز محلول یک روش جذاب و اقتصادی برای سنتز نانوسیم‌ها در دمای پایین (کمتر از ۲۰۰ درجه سانتیگراد) است. این موضوع انعطاف پذیری بیشتری را برای انتخاب زیرلایه‌ی آلی و معدنی ارائه می‌دهد. روش فاز محلول در محلول آبی یا آلی یا مخلوطی از هر دو انجام می‌شود و شامل روش‌های الکتروشیمیایی با دمای پایین، شیمیایی و آب گرمایی است [۳۲-۳۴]. به کارگیری سنتز فاز محلول علیرغم مزایایی مثل انعطاف‌پذیری و هزینه‌ی کم در مقایسه با روش‌های فاز بخار همچنان به آزمایشگاه محدود می‌شوند که این مطلب به مشکل ایجاد سازگاری با لیزر در حین فرایند ساخت مربوط می‌شود [۳۵].

تولید ماده فعال لیزر ZnO با روش فاز بخار معمولاً در دماهای ۵۰۰ تا ۲۰۰۰ درجه سانتیگراد انجام می‌شود. روش‌های دمای پایین‌تر دارای مزایایی مثل نشر محدود بین زیرلایه و سیم هستند، درحالی‌که روش‌های فاز بخار با دمای بالاتر بطورکلی بلورینگی، جهت‌گیری و خواص نوری و الکترونی بهتری را به دلیل اثرات بازپخت ارائه می‌دهند. در روش سنتز فاز بخار، بخار ماده‌ی مورد نظر یا از طریق تبخیر یا احیای شیمیایی ایجاد می‌شود و سپس این بخار بر روی سطح زیرلایه‌ی جامد، رسوب می‌کند. روش لایه نشانی بخارشیمیایی به کمک ترکیبات آلی-فلزی^۱ (MOVPE)، رسوب بخار فیزیکی^۲ (PVD) و رسوب بخار



شکل ۲: نمودار توان خروجی بر حسب شدت دمش لیزر فرضی به ازای

مقادیر مختلف β [۲۷].

مقدار β بخشی از گسیل خود به خودی را توصیف می‌کند که در مد لیزر مورد نظر جفت می‌شود. به طور کلی با کوچک شدن حجم کاواک این ضریب گسیل خود به خود، افزایش می‌یابد و آستانه باشیب ملایم کاهش می‌یابد و در نتیجه گذار به لیز با شیب تند و ناگهانی روی نمی‌دهد [۲۵]. هنگامی که $\beta = 1$ و τ_{nr} در مقایسه با τ_r بزرگ است، منحنی S به یک خط مستقیم تبدیل می‌شود و لیزر به ظاهر بدون آستانه است (نمودار بنفش رنگ در شکل ۲).

حوزه‌ی نیمه‌رساناهایی که لیزر نانوسیم (در دمای اتاق) برای آن‌ها نشان داده شده است، به نظر می‌رسد تحت سلطه‌ی مواد II-VI مثل ZnO و CdS است. اما تنها ماده‌ی III-V که به طور منظم در رابطه با لیزر نانوسیم گزارش می‌شود، GaN است. همه‌ی این نیمه‌رساناها یک گذار مستقیم در شکاف نواری اصلی دارند. دلیل اینکه امکان ایجاد لیزر در ZnO، CdS و GaN وجود دارد، به انرژی اتصال اکسایتون در این مواد مربوط است که به طور قابل توجهی قوی‌تر از سایر نیمه‌رساناها مانند GaAs می‌باشد. افزون‌براین، نیمه‌رساناهای III-V بازترکیبی (سطحی) قوی را نشان می‌دهند که از ایجاد وارونی جمعیت مورد نیاز برای لیزر جلوگیری می‌کند [۲۸]. واضح است که افزون بر مواد II-VI، نیمه‌رساناهای III-V نیز با توجه به شکاف‌های نواری مستقیمی که گستره‌ی انرژی از فرسوخ نزدیک تا فرابنفش نزدیک را در برمی‌گیرند، دارای پتانسیل بالایی برای دست یافتن به لیزرهای نانوسیم کوچک هستند. پژوهشگران محدودی محاسبات حالت را بر اساس نظریه‌ی ماکسول ارائه می‌دهند و یا فیزیک میکروسکوپی را در نظر گرفته‌اند [۲۹]. فیزیک نوری نانوسیم‌های نیم‌رسانا به دلیل جفت شدن حالت‌های نوری در کاواک نانوسیم با برانگیختگی الکترون-حفره و اکسایتون‌ها که منجر به خواص نوری می‌شود نه تنها توسط شکاف نواری الکترونی ماده بلکه توسط هندسه‌ی نانوسیم نیز تعیین می‌شود. احتمالاً افزون بر الکترون‌ها، حفره‌ها و اکسایتون‌های جفت شده با حالت‌های الکترومغناطیسی، حتی همبستگی‌های الکترون-حفره‌ای چندجسمی در دمای پایین و چگالی‌های تحریک بزرگ مهم هستند.

¹ Metalorganic vapor-phase epitaxy

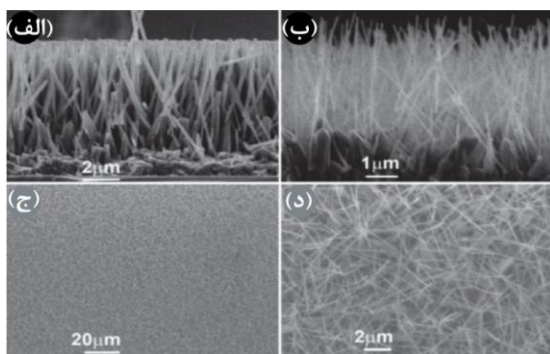
² Physical vapor deposition

سازگاری رسوب بخار فیزیکی (PVD) با رشد لایه تک بلور بر روی سطح سیلیکون^۴ (CMOS)، آن را به یکی از راه‌حل‌های جذاب برای سنتز نانوسیم‌های ZnO تبدیل کرده است. نانوسیم ZnO معمولاً یا با تبخیر حرارتی و یا کندوپاش بسامد رادیویی سنتز می‌شود. فرایند تبخیر حرارتی با تبخیر و اکسیداسیون پودر Zn در دمای بالا شروع می‌شود. برای تشکیل نانوسیم، ZnO تبخیر شده مستقیماً روی زیرلایه رسوب می‌کند در حالی که جامد یا هدف Zn در کندوپاش بسامد رادیویی واکنشی استفاده می‌شوند. در این فرایند، ماده منبع یا به عبارتی پودر در دمای بالا به فاز بخار تبدیل می‌شود که منجر به متراکم شدن فاز بخار بر روی بستر مورد نظر تحت ترکیب خاصی از پارامتر فرایند می‌شود تا نانوساختار مورد نظر را تشکیل دهد.

رشد مطلوب نانوساختار را می‌توان با کنترل مقادیر فرایندی متعددی مانند دمای منبع، فشار محفظه و سرعت جریان گاز که عمدتاً مسئول رشد نانوساختار هستند، به دست آورد. اسپانارانوا و همکارانش [۳۸] نانومیله‌های ZnO را به صورت عمودی، تراز و یکنواخت با استفاده از روش کندوپاش بسامد رادیویی بر روی زیرلایه سیلیکونی رسوب دادند [۳۹]. آن‌ها هدف ZnO با خلوص ۹۹,۹۹۹ درصد را برای سنتز نانومیله‌ها در محیط آرگون خالص استفاده کردند.

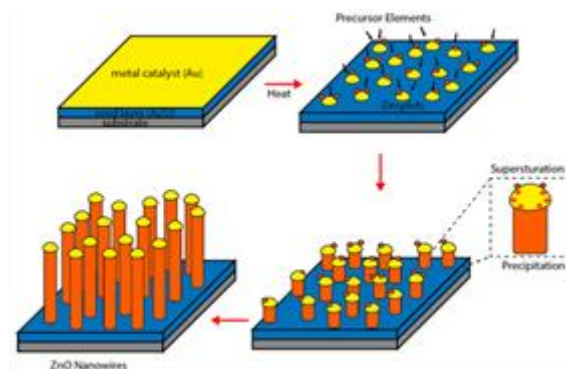
رسوب بخار شیمیایی (CVD) یک راه حل مناسب برای سنتز نانوسیم در مقیاس بزرگ بدون نیاز به کاتالیست است [۴۰]. رویکرد بدون کاتالیست تولید نانوسیم‌های ZnO با خلوص بالا را در دمای به نسبت پایین در مقایسه با رویکرد رشد VLS تضمین می‌کند.

لوپان و همکارانش، از روش CVD برای رسوب نانوسیم ZnO بر روی بستر سیلیکون (۱۰۰) در فشار کم استفاده کردند. تصاویر SEM مربوط به ZnO تولید شده، در شکل ۵ ارائه شده است [۴۱]. آن‌ها از Zn فلزی با خلوص بالا و اکسیژن به عنوان مواد اولیه استفاده کردند.

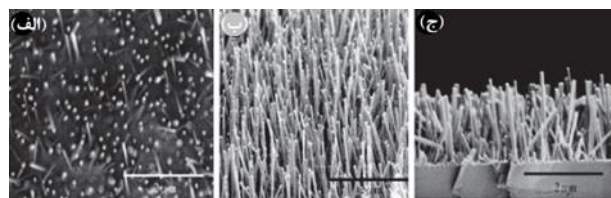


شکل ۵. تصاویر SEM از مقطع نانوسیم ZnO با توجه به موقعیت زیرلایه در بخش رشد: (الف) در ورودی بخشی که نسبت Zn/O بالاتر است، (ب) در بخش خروجی که نسبت Zn/O کوچکتر است. (c) و (d) تصاویر SEM از زاویه بالا در بخش خروجی هستند (نسبت Zn/O کوچکتر است) [۴۱].

شیمیایی^۱ (CVD) در دسته‌ی سنتز فاز بخار قرار می‌گیرند. رویکرد سنتز فاز بخار به طور گسترده برای سنتز نانوساختار استفاده می‌شود. رویکرد فاز بخار را می‌توان به دو دسته روش جامد-مایع-بخار^۲ (VLS) و روش رشد جامد-بخار^۳ (VS) طبقه بندی کرد. رویکرد VLS بیشتر برای سنتز نانوسیم‌ها استفاده می‌شود. در این روش، نانوسیم‌ها با استفاده از واکنش دهنده‌های پیش‌ساز گازی سنتز می‌شوند. از آنجایی که واکنش دهنده‌ها در فاز گاز هستند، سازماندهی و دستکاری نانوساختار به منظور به دست آوردن نانوسیم‌های بلوری و بدون نقص آسان است. رویکرد VLS جهت رشد نانوسیم برای نخستین بار توسط واگنر و الیس در سال ۱۹۶۴ میلادی توضیح داده شد [۳۶]. آن‌ها نقش کاتالیست را برای رشد ساختارهای ریز نیمه‌رسانای بلوری توضیح دادند. در کار آن‌ها از ذرات طلا (Au) به عنوان کاتالیست برای رشد ساختارهای ریز سیلیکونی از منابع مختلف بخار مانند تترا کلرید سیلیکون (SiCl₄) یا سیلان (SiH₄) استفاده شد. رشد نانوسیم ZnO بر روی بستر سیلیکونی با روکش طلا در دمای ۸۵۰ تا ۹۵۰ درجه سانتی‌گراد و در حضور گاز آرگون رخ داد. روش رشد VLS به صورت تصویری در شکل ۳ نشان داده شده است [۱]. همچنین، تصاویر میکروسکوپی نانوسیم اکسید روی سنتز شده در شکل ۴ ارائه شده است [۳۷].



شکل ۳. فرایند رشد نانوسیم بخار-مایع-جامد با استفاده از طلا به عنوان کاتالیست [۱].



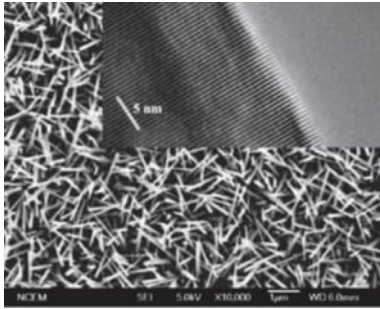
شکل ۴. تصاویر SEM (الف) نمای بالای نانوسیم‌های ZnO، (ب) نمای با شیب ۴۵ درجه نانوسیم‌های ZnO، (ج) سطح مقطع نانوسیم‌های اکسید روی [۳۷].

¹ Chemical vapor deposition

² The vapor-liquid-solid method

³ The vapor-solid

⁴ Single-crystal film grown on silicon surface



شکل ۷. تصویر SEM نانوسیم‌های ZnO سنتز شده با استفاده از لیزر. تصویر TEM نیز در داخل شکل نشان داده شده است [۴۳].

اخیراً ریپ و همکارانش یک مدل ساده و دقیق برای توصیف رقابت مدهای لیزرهای نانوسیم بر روی بسترهای فلزی ارائه دادند که طبق آن لیزرهای نانوسیم ZnO با بستر آلومینیومی می‌تواند آستانه لیز را کاهش دهد؛ درحالی‌که آستانه لیز برای یک بستر نقره در مقایسه با بستر دی‌اکتريک افزایش می‌یابد [۴۴].

۵- تحریکات نوری در بلورهای ماکروسکوپی ZnO

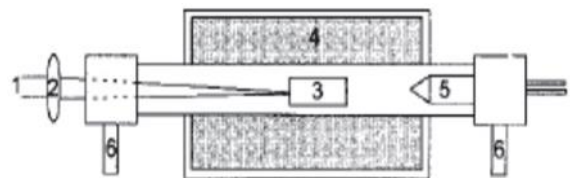
۱-۵- خواص نوری اساسی ZnO
بلورهای ZnO را می‌توان با یکی از ابعاد در حدود نانومتری تهیه کرد که تحریکات الکترون-حفره‌ای به محدوده کوانتومی محدود شوند [۴۵]. نانوسیم‌های ZnO معمولی دارای قطرهایی در محدوده ۱۰۰ نانومتر هستند و محدودیت‌های کوانتومی تحریک‌های الکترونی را نشان نمی‌دهند. ارتباط آن‌ها در محصور شدن امواج الکترومغناطیسی است که توسط گذار نوری تشدید می‌شوند. تقریباً تمام نمونه‌های ZnO هنگام برانگیختگی بالای شکاف نواری در فرابنفش نزدیک، لومینسانس شدیدی را نشان می‌دهند.

معمولاً یک قله‌ی پهن (سبز) در محدوده‌ی مرئی و یک قله‌ی آبی در محدوده‌ی فرابنفش نزدیک، نزدیک به شکاف نواری وجود دارد. گذار نوری تک بلورهای ماکروسکوپی به طور گسترده با استفاده از انواع مختلف طیف سنجی نوری، از جمله طیف سنجی بازتاب نور قطبیده با تفکیک زاویه، طیف سنجی جذب و طیف سنجی فوتولومینسانس مورد بررسی قرار گرفته است. انرژی اتصال الکترون به حفره‌های اکسایتون در ZnO حدود ۶۰ مگاولت است که در مقایسه با بسیاری از نیمه‌رساناهای غیر آلی بسیار قوی است. این انرژی اتصال اکسایتون بالا باعث تبدیل ZnO به یک ماده‌ی تحقیقاتی جذاب برای مطالعات و کاربردهای اساسی شده است. انرژی جذب الکترون-حفره در شدت تحریک به اندازه‌ی کافی بالا، به شدت غریب می‌شود و تحریکات اصلی الکترون‌ها و حفره‌ها (وابستگی ضعیف) هستند (پلاسمای الکترون-حفره). واضح است که گذار بین نظام اکسایتون و نظام پلاسمای الکترون-حفره باید تدریجی باشد. با این وجود اغلب به عنوان چگالی

رشد به کمک لیزر بیشتر برای سنتز مقدار قابل توجه نانوسیم‌های بسیار نازک با تبخیر و تخریب هدف جامد توسط لیزر انجام می‌شود. این روش بر اساس روش رشد VLS که بحث شد، عمل می‌کند. در این روش از تخریب لیزری برای تشکیل خوشه بخار محلول در کاتالیست فلز مذاب استفاده می‌شود و سپس، ماده هدف یعنی Zn، متبلور می‌شود و نانوسیم‌ها تشکیل شوند. مزایای این روش برای سنتز نانوسیم می‌تواند به موارد زیر اشاره کرد:

می‌توان از آن برای سنتز نانوسیم ترکیبی استفاده کرد، زیرا نیازی به شکل بلوری ندارند. همچنین، رویکردی مؤثر برای کنترل استوکیومتری نانوسیم‌ها است. افزون بر این، روش رشد به کمک لیزر می‌تواند برای سنتز نانوسیم‌هایی با آلایش مواد مختلف استفاده شود. کیفیت بلوری و خواص نوری نانوسیم‌ها در مقایسه با سایر روش‌های سنتز به دلیل استفاده از لیزر پر انرژی که دمای زیرلایه را در طول سنتز افزایش می‌دهد بهتر است.

تنظیمات ابزار برای سنتز نانوسیم از طریق روش لیزری در شکل ۶ نشان داده شده است. با توجه به شکل ۶، خروجی لیزر پالس (ناحیه ۱) بر روی یک هدف برای لایه‌نشانی نانوسیم‌ها (مانند ناحیه ۳) از طریق سیستم نوری (مانند ناحیه ۲)، متمرکز می‌شود. ناحیه سرد (ناحیه ۵) برای جمع‌آوری مواد فرسوده در جریان گاز استفاده می‌شود [۴۲].



شکل ۶. شماتیک دستگاه رشد نانوسیم [۴۲].

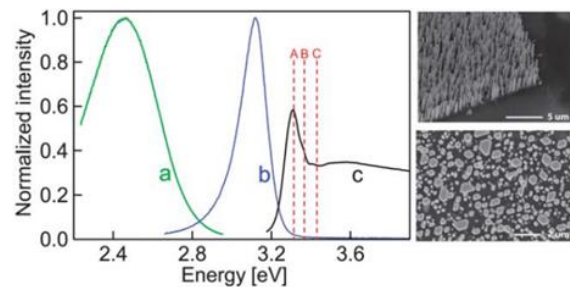
همچنین، خوشه‌های نانوسیم با توزیع اندازه باریک را می‌توان با پالس لیزر فمتوثانیه تولید کرد. لیزر فمتوثانیه دارای چگالی توان پالس لیزری بالا و پهنای زمانی پالس بسیار کوتاه است، در نتیجه زمان برهمکنش بسیار کوتاهی بین پالس لیزر و ماده هدف وجود دارد که منجر به تشکیل ذرات می‌شود. ژانگ و همکارانش از لیزر فمتوثانیه برای سنتز نانوسیم‌های ZnO استفاده کردند [۴۳]. شکل ۷ تصاویری از نانوسیم ZnO را نشان می‌دهد که توسط لیزر فمتوثانیه رشد داده شده است. ویژگی‌های نوری نانوساختارهای اکسید روی برای ایجاد ماده فعال لیزری بسیار مهم است، چون ایجاد لیزر به طیف جذب و نشر ماده فعال بستگی دارد. بنابراین در ادامه به بررسی این ویژگی‌ها خواهیم پرداخت.

گذار نوری متفاوت است: اکسایتون‌های A و B دارای گشتاور دوقطبی انتقالی عمود بر محور قطبی بلور ZnO هستند. این بدان معناست که بردار موج K فوتون‌های تشدید کننده همچنان می‌تواند عمود بر محور C (به نام قطبش σ) یا موازی با محور C (به نام قطبش α) باشد [۴۷]. اکسایتون C دارای گشتاور دوقطبی انتقالی موازی با محور C است و از این رو بردار موج K بر محور C عمود است. واضح است که جهت‌گیری گشتاور دوقطبی انتقالی برای جفت شدگی کوانتومی بین اکسایتون الکترون-حفره و موج الکترومغناطیسی تشدیدکننده آن در حفره‌ی نانوسیم مهم است.

۴-۵- اکسایتون-پلاریتون در بلورهای ماکروسکوپی ZnO
با یک دیدگاه ساده می‌توان بیان کرد که به دلیل انرژی بالای اتصال الکترون به حفره و ثابت نوسانگر قوی در بلورهای اکسید روی عملاً برانگیزش اولیه اکسایتون‌ها در طیف وسیعی از دماها و در شدت‌های تحریک به اندازه‌ی کافی کم، اتفاق می‌افتد. پدیده مهمی وجود دارد که منجر به درک رفتار نوری میکرو و نانوساختارهای ZnO می‌شود. در دهه‌ی ۶۰ میلادی، هاپفیلد و توماس نخستین کسانی بودند که برهمکنش کوانتومی فوتونی را که در یک بلور نیمه‌رسانا در حال حرکت است با اکسایتون الکترون-حفره در شرایط تشدید بررسی کردند [۴۸-۵۰]. استدلال آن‌ها این بود که تا زمانی که هیچ فرایند برگشت ناپذیری اتفاق نیفتد، هر دو حالت مقید می‌توانند به یکدیگر تبدیل شوند. از نظر کوانتومی، فوتون در حال حرکت و اکسایتون را می‌توان به عنوان دو ذره مرکب در نظر گرفت که برهمکنش می‌کنند و این برهمکنش منجر به پراکندگی انرژی-بردارموج و ایجاد دو ذره مرکب جدید یعنی اکسایتون-پلاریتون می‌شود [۱۹، ۵۱]. شبه ذرات جدید در نمودار پراکندگی انرژی برحسب بردار موج به ترتیب با شاخه پلاریتون بالایی و پایینی نشان داده می‌شوند. این پدیده شبیه به ترازهای انرژی مقید و غیرمقید است که از برهمکنش اوربیتال‌های تشدید دو اتم ایجاد می‌شوند. شکاف انرژی بین دو تراز به عنوان شکافتگی مد عادی یا شکافتگی رابی^۲ معروف است که معیاری از قدرت برهمکنش اکسایتون-فوتون است. برای مثال، شکافتگی تراز انرژی در GaAs نیمه‌رسانا حدود ۱/۰ مگاولت است [۵۲]. این شکافتگی را می‌توان به طور قابل توجهی در حفره‌هایی با حالت فوتون موج ایستاده افزایش داد و به همین دلیل GaAs به عنوان ماده فعال لیزری مورد استفاده قرار می‌گیرد. در ZnO ماکروسکوپی، شکافتگی انرژی تعیین شده با طیف‌سنجی انعکاسی با تفکیک زاویه‌ای در حدود ۱۰ مگا الکترون ولت است [۱۹]. این تقریباً یک ۱۰۰ برابر بزرگتر از این انرژی برای GaAs است و بنابراین اکسید روی می‌تواند به عنوان ماده مناسب برای برهمکنش بسیار قوی نور-ماده در نظر گرفته شود. از این رو خواص نوری ZnO ماکروسکوپی در دما و چگالی تحریک به اندازه‌ی کافی پایین، در واقع با تصویر اکسایتون-

گذار مات^۱ نشان داده می‌شود [۴۶]. چگالی بار مورد نیاز برای غربالگری انرژی جذب الکترون-حفره حدود $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ است. اکسایتون‌های آزاد در بررسی لیزر نانوسیم‌های ZnO در دمای اتاق از اهمیت بالایی برخوردار هستند. در دمای ۵ کلوین، اکسایتون‌های A، B و C به ترتیب در ۳/۳۷، ۳/۴ و ۳/۴۴ الکترون ولت قرار دارند. با افزایش دما، تشدیدها عریض‌تر می‌شوند (میرایی) و همچنین به علت وجود شبکه‌ی وابسته به دما که بر شکاف نوری تأثیر می‌گذارد، به سمت انرژی کمتر انتقال می‌یابند. گذار نوری برانگیخته B و C قوی‌ترین قدرت نوسانگر را دارند. گشتاور دوقطبی گذار اکسایتون‌های A و B عمود بر محور C قطبی است در حالیکه اکسایتون C دارای گشتاور دوقطبی انتقالی موازی با محور C است. این ویژگی‌ها در درک خواص نوری نانوسیم‌های ZnO ضروری هستند.

منحنی‌های a و b در شکل ۸ طیف لومینسانس نمونه‌های نانوسیم‌های ZnO سمت راست در دمای اتاق و با تحریک لامپ زنون با شدت کم را نشان می‌دهد. در این طیف، یک قله‌ی نشری لومینسانس پهن به رنگ سبز مشاهده می‌شود که به نقص‌های موجود در بلور برمی‌گردد و یک قله در ناحیه‌ی فرابنفش نزدیک به رنگ آبی نیز در این طیف وجود دارد که بسیار شبیه به قله لومینسانسی است که معمولاً برای بلورهای ماکروسکوپی ZnO با کیفیت بلوری بالا مشاهده می‌شود.



شکل ۸. تصاویر SEM نانوسیم‌های ZnO بر روی یاقوت نبود و خواص نوری اولیه‌ی آن‌ها در دمای اتاق [۱۷].

بررسی دقیق با نانوبلورهای محصورشده‌ی کوانتومی قوی نشان می‌دهد که انتشار سبز به دلیل گذار بین حالت نقص (کمبود و جای خالی اکسیژن) واقع در شکاف نواری و یکی از نوارهای ظرفیت است. گذار سبز با طیف سنجی لومینسانس قطبیده با نانوسیم‌های منفرد مورد بررسی قرار گرفت. نسبت شدت سبز با توجه به گسیل بین نواری به کیفیت نمونه و شرایطی مانند رطوبت و شدت تحریک بستگی دارد. طیف تحریک فوتولومینسانس (که در دمای اتاق با نظارت بر گسیل سبز به دست می‌آید) قله‌ی مشخصی را نشان می‌دهد که با شروع جذب شکاف نواری و تولید حامل‌های آزاد قابل توصیف نیست. قله نشانه‌ای واضح از گذارهای برانگیخته A، B و C در دمای اتاق ارائه می‌کند. جهت‌گیری گشتاور دوقطبی گذار برای سه

² Normalmode splitting or Rabi-splitting

¹ Mott

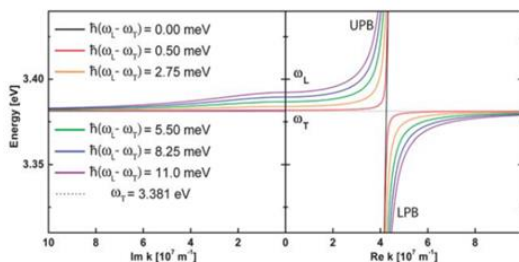
توان نوسانگر را می‌توان با رابطه (۷) به شکاف طولی-عرضی یک گذار نوری ربط داد که این شکافها مستقیماً از طیف‌سنجی بازتابی تعیین می‌شوند.

$$f \frac{Ne^2}{\epsilon_b m_e} = \omega_L^2 - \omega_T^2 \quad (۷)$$

فرکانس تشدید عرضی ω_T در واقع نزدیک به فرکانس تشدید ω_0 است که در آن تابع دی‌الکتریک با شیب تند تا بی‌نهایت افزایش می‌یابد (رابطه ۶). فرکانس طولی ω_L فرکانسی است که تابع دی‌الکتریک برای آن صفر می‌شود. با جایگزینی معادله (۷) در (۶) و ترکیب این معادله با معادله (۵)، می‌توان سطوح انرژی اکسایتون-پلاریتون نزدیک به تشدید اکسایتون را به صورت زیر به دست آورد:

$$E(\omega, \vec{k}) = \hbar\omega(\vec{k}) = \frac{\hbar c \vec{k}}{\sqrt{\epsilon_b \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}\right)}} \quad (۸)$$

معادله (۵) شاخه‌های بالایی و پایینی ترازهای انرژی یک اکسایتون-پلاریتون در حال گسیل را به صورت تابعی از بردار موج \vec{k} ارائه می‌دهد. تعداد، توان و میرایی نوسانگرها در واقع عوامل اساسی حاکم بر مسئله هستند. نمودارهای معادله (۵) پلاریتون برانگیخته به ازای شکافتگی‌های طولی و عرضی مختلف در شکل ۹ ارائه شده است [۱۷]. لازم به ذکر است که در این نمودارها از میرایی صرف نظر شده است. مشاهده می‌شود که شکافتگی با افزایش $\hbar(\omega_L - \omega_T)$ یا به عبارتی با افزایش fN (با توجه به رابطه ۴)، بزرگتر می‌شود. مدل فوق یک مدل اولیه برای درک خصوصیات نوری اکسید روی است. با وجود اینکه مدل‌های دیگری که فرض وجود اکسایتون و اکسایتون-پلاریتون را در نظر نمی‌گیرند، وجود دارد اما معمولاً طیف فوتولومینسانس و لیزر ZnO با استفاده از همین اصول فوق به دست آمده و تحلیل می‌شود. نکته جالب توجه اینجاست که برهمکنش نور با ZnO در تشدیدگرهای نوری به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد که نویدبخش کاربردهای ویژه برای این مواد است.



شکل ۹. سطوح انرژی پلاریتون در ZnO به ازای شکافتگی‌های متفاوت طولی-عرضی (مقیاسی برای قدرت اتصال) که با معادله ۵ محاسبه شده

پلاریتون‌ها (نه اکسایتون‌ها به تنهایی) به بهترین شکل قابل درک است. نکته قابل توجه اینجاست که برهمکنش نور-ماده در نانو ساختارهای ZnO حتی بسیار قوی‌تر از بلورهای ماکروسکوپی است [۱۹، ۵۳]. این به معنی آن است که خواص نوری نانو ساختارهای ZnO حتی تا دمای اتاق و شدت‌های تحریک به اندازه‌ی کافی پایین با استفاده از اکسایتون-پلاریتون قابل درک خواهند بود.

اکسایتون-پلاریتون که تا حدی خصوصیتی شبه فوتون دارند، می‌توانند با معادلات ماکسول و در نتیجه با معادله‌ی موج حاصل توصیف شوند:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0(\omega) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (۴)$$

امواج هماهنگ تخت با بردار میدان الکتریکی $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$ یکی از جواب‌های این معادله هستند.

جایگزاری رابطه‌ی بین بردار موج \vec{k} و فرکانس ω برای اکسایتون-پلاریتونی که در یک نیمه‌رسانا غیرمغناطیسی همسانگرد حرکت می‌کند، با تابع دی‌الکتریک $\epsilon(\omega, \vec{k})$ مشخص می‌شود. بنابراین، ترازهای انرژی شاخه‌های پلاریتون-اکسایتون به صورت زیر به دست می‌آید:

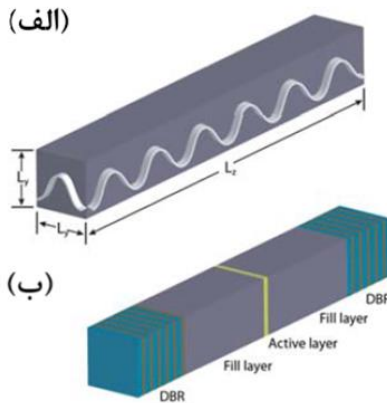
$$\vec{E}(\omega, \vec{k}) = \hbar\omega = \frac{\hbar c \vec{k}}{\sqrt{\epsilon(\omega)}} \quad (۵)$$

می‌توان مشاهده کرد که رابطه بین بردار موج و فرکانس با یک موج الکترومغناطیسی در خلأ در ضریب $1/\sqrt{\epsilon(\omega)}$ متفاوت است. از این رو تابع دی‌الکتریک $\epsilon(\omega)$ رابطه‌ی پراکندگی بردار موج انرژی اکسایتون-پلاریتون‌ها را تعیین می‌کند. اساساً $\epsilon(\omega)$ را می‌توان براساس یک مدل میکروسکوپی محاسبه کرد. اما در هر حال، مدل ماکروسکوپی لورنتس برای یک نوسانگر میرا نیز می‌تواند راهگشا باشد. با این روش، تابع دی‌الکتریک با رابطه (۶) مشخص می‌شود:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_b \left(1 + \frac{Ne^2}{\epsilon_b m_e} \frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}\right) \quad (۶)$$

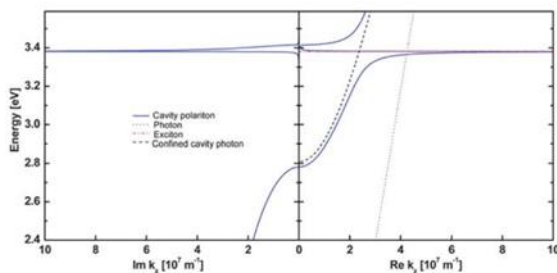
که در آن ω_0 فرکانس اکسایتون عرضی، γ ثابت میرایی، N تعداد نوسانگرهای اتمی در واحد حجم است که دارای قدرت نوسانگر f هستند. استحکام فتر یا به عبارتی توان نوسانگر، $0 < f < 1$ ، توان نسبی یک گذار خاص از حالت پایه به مجموع تمام گذارها از همان حالت پایه می‌باشد. استحکام و

همچنین، برای افزایش بازتاب از وجوه نانومیله یا نانوسیم‌های ZnO می‌توان از لایه‌نشانی و توری‌های بازتابی براگ استفاده کرد.



شکل ۱۰. مدلی برای مدهای فوتونی و پلاریتونی در نانوسیم‌های ZnO. نمایش طرح‌واری از مدهای الکترومغناطیسی فوتونی در نانوسیم‌های تتراگونال ZnO. (الف) تصویر موجی از حالتی که برای آن نیم طول موج برابر با ابعاد کوچکتر نانوسیم است و (ب) نحوه‌ی افزایش بازتاب حالت در وجوه انتهایی با توری‌های بازتابی براگ (DBR) [۱۷].

مدهای الکترومغناطیسی و اکسایتون به دلیل توان نوسانگر بزرگ گذارهای ZnO، به شدت برهمکنش می‌کنند که منجر به ایجاد شاخه‌ی بالا و پایین اکسایتون-پلاریتون می‌شود (شکل ۱۱). لی و همکارانش ساختار مد اکسایتون-پلاریتون را برای یک نانوسیم ZnO با تقارن هگزاگونال که روی بستر سیلیکا قرار دارد، محاسبه کردند [۵۵]. این محاسبه بر اساس حل معادلات ماکسول با روش اجزای محدود و تابع دی‌الکتریک به دست آمده با مدل لورنتس (معادله ۶) انجام شده است.



شکل ۱۱. رابطه‌ی پراکندگی برای مدهای اکسایتون-پلاریتون که به صورت جانبی در یک نانوسیم بلند ZnO با تقارن تتراگونال محدود شده است. در محاسبات، اعداد کوانتومی $m_x = m_y = 1$ در نظر گرفته شده و m_z می‌تواند آزادانه تغییر کند. شکافتگی طولی-عرضی اکسایتون-B براساس اندازه‌گیری‌های روی ZnO حجیم یعنی ۱۱ MeV انتخاب شده است. تشدید اکسایتون در $3/381 \text{ eV}$ و میرایی $0/11 \text{ meV}$ در محاسبات استفاده شده است [۱۷].

شکل ۱۲، ساده‌ترین مدهای مرتبه پایین (قطبیده‌خطی HE_{11}) را با نمودارهای رنگی دامنه (نوسان) میدان الکتریکی

است. این محاسبه برای تشدید اکسایتون C و B در بلور ماکروسکوپی ZnO که شکافتگی‌ای در محدوده‌ی ۱۰ meV نشان می‌دهد [۱۷].

اثرات برهم‌کنش نور-ماده در نانوساختارهای ZnO به طور چشمگیری قوی‌تر از بلورهای ماکروسکوپی است. همچنین، این خواص نوری و برهمکنش قوی نور-ماده در نانوساختارهای ZnO به اندازه و شکل نانوساختارها بستگی دارد و می‌توان آن‌ها را با مهندسی مواد تنظیم کرد.

۳-۵- اکسید روی تحت تحریک نوری قوی:

نظریه اساسی میکروسکوپی بیان می‌کند که انرژی جذب‌شده در اثر تحریک شدید دی‌الکتریک با اکسایتون‌ها و به طور مؤثرتر با الکترون‌ها و حفره‌ها بررسی و تعیین می‌شود. انرژی اتصال الکترون به حفره ضعیف می‌شود و اکسایتون‌ها به الکترون‌ها و حفره‌های مستقل یا دارای وابستگی ضعیف تبدیل می‌شوند. افزون بر این، شکاف نواری ZnO به میزان قابل توجهی با افزایش چگالی الکترون‌ها و حفره‌ها کاهش می‌یابد. واضح است که اگرچه خواص نوری ZnO توسط اکسایتون‌ها در درجه حرارت و یا شدت تحریک پایین کنترل می‌شود، این مسئله لزوماً در چگالی‌ها و دماهای بالاتر صدق نمی‌کند.

۴-۵- حالت‌های فوتون محدود و اکسایتون-پلاریتون در نانوسیم‌های ZnO:

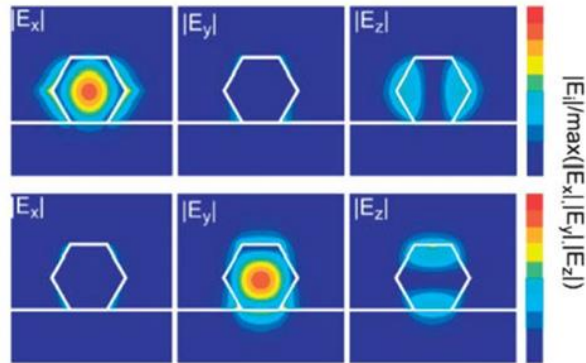
بلورهای تک بعدی ZnO را می‌توان در طیف گسترده‌ای از قطرهای بین ۱ nm تا ۱ میکرون رشد داد. نانوسیم‌های ZnO نازک‌تر و ضخیم‌تر، دارای خواص نوری متمایزی هستند. گذار نوری ZnO با میانگین قطر ۱۲۵ nm در حدود $2/3$ الکترون ولت است که متناظر با طول موج مد الکترومغناطیسی تشدید کننده

$$\lambda = \frac{hc}{nE}$$

(که n ضریب شکست ZnO است)، می‌باشد. در

صورتیکه اگر ابعاد جانبی نانومیله متناسب با نصف طول موج فوق (۶۵ nm) باشد، این طول موج در میله می‌تواند تشدید شود. بنابراین، نانومیله‌های ZnO که قطر آنها (به طور قابل ملاحظه‌ای) کمتر از ۶۵ nm و نانوسیم‌هایی با قطر بالای ۶۵ nm باید به طور خاص مورد بررسی قرار گیرند. قطبش پذیری نوری در نانومیله‌های ZnO با قطر کمتر از ۶۵ nm در امتداد محور طولی بسیار بزرگتر است چرا که نانومیله‌های نازک، نور را با میدان الکتریکی که ترجیحاً در امتداد محور طولی است، جذب و منتشر می‌کنند. این پدیده را می‌توان تنها براساس استدلال‌های الکترواستاتیک درک کرد [۵۴]. اگر قطر نانوسیم ZnO بزرگتر از ۶۵ nm شود، یک مد الکترومغناطیس عرضی به دلیل اختلاف ضریب شکست بلور با محیط اطراف آن، می‌تواند هدایت شود (شکل ۱۰). به عبارت دیگر، چنین نانوسیم‌های ZnO به عنوان تشدیدگر و موجبر برای مدهایی عمل می‌کنند که بردار موجی موازی با محور طولی نانومیله (که تقریباً همیشه محور C است)، دارند. اگر قطر نانوسیم‌های ZnO بیشتر افزایش یابد، حالت‌های عرضی جدیدی ظاهر می‌شوند.

در جهت‌های جانبی $|E_x|$ و $|E_y|$ و محور طول $|E_z|$ نشان می‌دهد [۱۷]. این نمایش به منظور نشان دادن قطبش و محدود شدن (تحدید) مدها انتخاب شده است. واضح است که مدها در داخل نانومیمه ZnO محدود شده‌اند.



شکل ۱۲: دامنه میدان در جهت α و γ برای دو پایین‌ترین مد تپه‌کن که بین دو وجه انتهایی نانوسیم هگزاگونال ZnO با قطر ۸۶ nm قرار گرفته است. مدها به صورت خطی قطبیده هستند و عمود بر محور C قرار دارند (که $k_z \propto C$ است) یا به عبارتی مدهای TE هستند.

۶- خواص نوری نانوسیم‌های ZnO

خواص نوری نانوسیم‌های ZnO با اندازه، شکل، جهت‌گیری و بلوری بودن آن‌ها تعیین می‌شود. برای مثال، نانومیمه‌های ZnO به دلیل افزایش نسبت سطح به حجم، فعالیت فوتوکاتالیستی بالاتری نسبت به لایه‌های نازک نشان می‌دهند. خواص نوری نقش مهمی در تحلیل نانو ساختارها ایفا می‌کند. خواص نوری انواع نانو ساختارهای ZnO با استفاده از روش‌های زیادی مانند تشدید پارامغناطیس الکترون^۱ (EPR)، فوتولومینسانس (PL)، جذب نور و تعیین غلظت حامل، مورد مطالعه قرار گرفته است [۵۶]. خواص نوری نانو ساختارهای ZnO، غالباً در دمای اتاق مورد مطالعه قرار گرفته است، اما در هر حال مطالعات فوتولومینسانس در دمای متغیر نیز روی نانو ساختارهای مختلف ZnO گزارش شده است [۳۴، ۵۷].

خواص نوری نانوذرات ZnO به دلایل مختلف مورد بررسی قرار می‌گیرد. یک دلیل اولیه، بررسی استاندارد ویژگی‌های نانو ساختارهای سنتز شده با روش‌های مختلف سنتز است. این ویژگی‌های نوری معیاری از نقص‌های ساختاری و ویژگی‌های نانو ساختار را در اختیار محققان قرار می‌دهد. معمولاً نانوسیم‌های ZnO که در دماهای پایین سنتز می‌شوند نسبت به نانو ساختارهای سنتز شده در دماهای بالا، تابش نشری نوری و غیر نوری بیشتری به دلیل وجود نقص‌ها نشان می‌دهند. دلیل دوم می‌تواند تعداد نسبتاً زیاد نشرهای کاندولومینسانس نانوسیم‌های ZnO باشند [۵۸]. کاندولومینسانس (CL) در یک میکروسکوپ الکترونی- روبشی (SEM) اندازه‌گیری می‌شود.

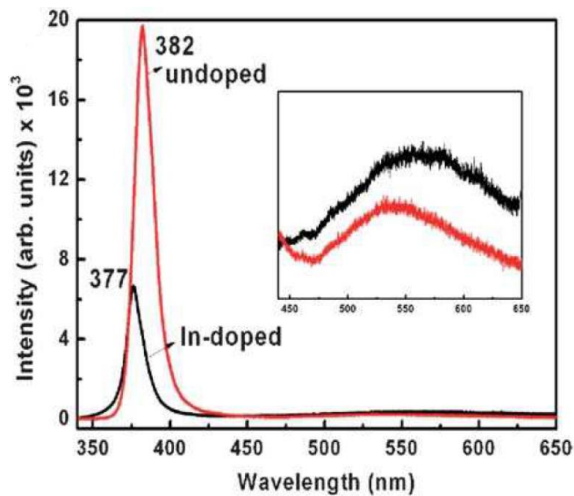
نتایج بررسی‌ها رابطه‌ی مستقیم بین گسیل نور و هندسه‌ی نانوسیم را نشان می‌دهد. تأثیر هندسه‌ی نانوسیم، کشش شبکه و تحریک موضعی (موجبر) بر خواص نوری آن مهم و قابل بررسی است، اگرچه طبق بررسی‌ها گسیل برانگیخته در نانوسیم‌های ZnO، توسط پمپ پرتو الکترونی به دست نیامده است. انگیزه‌ی سوم برای مطالعه‌ی خواص نوری نانوسیم‌های ZnO، درک منشأ و ماهیت حالت‌های فوتونیک هدایت شونده است که نقش مهمی در لومینسانس و فرایند لیز دارند [۱۶]. سیم‌ها به صورت موضعی برانگیخته می‌شوند، در مواردی لومینسانس به روشی محلی با استفاده از یک سوراخ سوزنی در صفحه‌ی هدف میکروسکوپ یا توسط میکروسکوپ نوری میدان نزدیک تشخیص داده می‌شوند. حالت‌های فوتونیک هدایت شده به کمک این روش‌های طیف‌سنجی شناسایی و تحلیل می‌شوند. آخرین انگیزه برای مطالعه‌ی خواص نوری ZnO، مطالعه‌ی انتشار اموج الکترومغناطیسی با استفاده از نوع n در یک سیستم دوگانه نامتجانس یا یک اتصال p-n نانوسیم ZnO است [۵۹]. نانوسیم‌های ZnO، هندسه‌ی آسانی دارند و می‌توانند در LEDهای کوچک و لیزر به کار روند.

طیف فوتولومینسانس دمای پایین (۴ تا ۱۰ کلوین) برای ZnO معمولاً چندین قله را نشان می‌دهد که مربوط به اکسایتون‌های محدود شده است [۶۰]. با اندازه‌گیری دمای متغیر فوتولومینسانس می‌توان اطلاعات مفیدی در مورد خواص نوری و ساختاری ZnO ارائه داد. طیف فوتولومینسانس دمای اتاق ZnO معمولاً از نشر فرابنفش و احتمالاً یک یا چند نوار مرئی به دلیل نقص و یا ناخالصی تشکیل شده است. تغییر در موقعیت قله فرابنفش برای نانو ساختارهای مختلف ZnO مشاهده شده است. نشر لبه نواری در دمای اتاق برای نانو ساختارهای ZnO در ابعاد ۳۷۳، ۳۷۸، ۳۸۰، ۳۸۱ و ۳۸۳-۳۹۱ نانومتر گزارش شده است [۶۱-۷۰]. نانو ساختارهای منفرد تابش فرابنفش را در محدوده بین ۳۸۴-۳۹۱ نانومتر نشان داده‌اند [۶۸].

در مطالعات مختلف، توضیحات متفاوتی برای تنوع در انتشار لبه نواری در نانو ساختارهای ZnO گزارش شده است. یکی از دلایل احتمالی، غلظت‌های متفاوت نقص‌های محلی است [۷۱]. این نقص‌ها می‌تواند بر موقعیت لبه نواری و همچنین شکل طیف لومینسانس تأثیر بگذارد. اگرچه گزارش‌های متعددی مبنی بر گسیل فرابنفش قوی و نقص ضعیف در نانو ساختارهای ZnO وجود دارد، اما در برخی موارد تنها نشر نقص مشاهده می‌شود یا نشر فرابنفش در مقایسه با نشر نقص بسیار ضعیف‌تر است [۷۲، ۷۳]. بنابراین، روشن شدن منشأ نشر نقص‌های مختلف موضوع مهمی است. با این وجود، باید توجه داشت که نسبت شدت نشر فرابنفش و نشر ناشی از نقص به چگالی تحریک و همچنین ناحیه تحریک بستگی دارد [۷۴]. در نتیجه، نسبت این دو انتشار را نمی‌توان به عنوان یک عامل تعیین کننده مطلق برای تعیین کیفیت بلوری ZnO بیان کرد، اگرچه که این نسبت در مقایسه کیفیت نمونه‌های مختلف با شرایط تحریک یکسان، مفید است. ناحیه مرئی طیف فوتولومینسانس، می‌تواند دارای

¹ Electron paramagnetic resonance

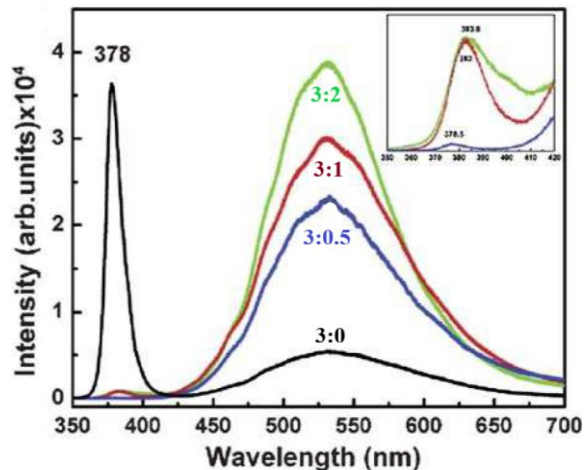
شدت لومینسانس در ناحیه نوار نشر سبز و سوم، کاهش شدت لومینسانس در ناحیه نشر فرابنفش. انتقال به آبی یا به عبارت دیگر تغییر در شکاف نوار نوری در نانوسیم‌های آلاییده شده به حالت‌های ناخالصی نزدیک به پایین نوار هدایت نسبت داده می‌شوند [۸۱]. الکترون‌های بیشتری وجود دارند که توسط ناخالصی‌های ایندیوم وارد می‌شوند و سطوح انرژی واقع در پایین نوار رسانش را پر می‌کنند. هنگامی که یک نمونه آلاییده شده با لیزر He-Cd در ۳۲۵ نانومتر برانگیخته می‌شود، اکسایتون‌ها به سطوح انرژی بالاتری در پایین نوار رسانش نسبت به اکسایتون‌های نمونه غیرآلاییده، حرکت می‌کنند. بازترکیب تابشی این اکسایتون‌ها منجر به انتقال به آبی قله نشر در ناحیه فرابنفش می‌شود. کاهش شدت نشر ناحیه فرابنفش در نمونه آلاییده به دلیل اثر برهمکنش کولن اکسایتون ضعیف است. ایندیوم به عنوان یک مرکز پراکندگی عمل می‌کند و یک میدان پتانسیل کولن ایجاد می‌کند که به دلیل از دست دادن اثر متقابل کولن، اکسایتون‌ها را یونیزه می‌کند. در نتیجه، اثر اکسایتون به وضوح کاهش می‌یابد، و شدت گذار نیز کاهش می‌یابد.



شکل ۱۴: طیف فوتولومینسانس نانوسیم‌های ZnO خالص و آلاییده در دمای اتاق [۸۰].

در سال‌های اخیر، یکپارچه‌سازی دستگاه‌های الکترونیکی به سرعت افزایش یافته است و اندازه دستگاه‌ها به تدریج به مقیاس نانو رسیده است. نانوسیم‌ها به عنوان پل یکپارچه‌سازی دستگاه‌ها، مورد تحقیقات و توسعه گسترده‌ای قرار گرفته‌اند. نانوسیم‌ها، به‌ویژه نانوسیم‌های اکسید فلزی، به دلیل خواص عالی الکترونیکی، نوری، مغناطیسی و بیولوژیکی‌شان در کاربردهای مختلفی مانند دستگاه‌های عملکردی میکرو-نانو، حسگرها و باتری‌ها استفاده شده‌اند [۸۲]. در بررسی گوان و همکارانش، سازوکاری برای ساخت و ادغام دستگاه‌های کاربردی میکرو-نانو از طریق اتصال داخلی نانوسیم‌های ZnO با تابش لیزر فمتوثانیه جهت پیوند دادن نانوذرات نقره پیشنهاد شده است [۸۳].

قله‌های متعدد باشد که به نشر نقص نسبت داده شده است. خطوط نشر در ۴۰۵، ۴۲۰، ۴۴۶، ۴۸۵، ۵۱۰، ۵۴۴، ۵۸۳ و ۶۴۰ نانومتر گزارش شده است [۷۵]. نمونه‌ای از نشر نقص از نانوسیم‌های ZnO آلاییده نشده و آلاییده شده با سرب با نسبت (۳:۰، ۵:۳، ۱:۳، ۲:۳) در شکل ۱۳ نشان داده شده است [۷۶]. این طیف یک انتقال به قرمز بزرگ در حدود ۱۰ نانومتر در نشر فرابنفش با افزایش نسبت آلیش سرب نشان می‌دهد. همچنین، افزایش آلیش سرب منجر به افزایش شدت نشر در ناحیه طول موج سبز و کاهش شدت نشر در ناحیه فرابنفش می‌شود. انتقال به قرمز در طیف لومینسانس در ناحیه فرابنفش (نمودار داخل شکل ۱۳) یا به عبارتی باریک شدن شکاف نوری با افزایش نسبت آلیش به سرب می‌تواند به دلیل برهم-کنش‌های تبادل قوی sp-d بین الکترون‌های نوری ZnO و الکترون‌های موضعی d یون‌های Pb^{2+} باشد، که حالت‌های ناخالصی نوری را در نزدیکی انتهای نوار رسانش ایجاد می‌کند [۷۷]. این ترازهای ناخالصی در قسمت پایین نوار هدایت باعث باریک شدن شکاف نوری می‌شود. کاهش شکاف نوری و انتقال آن به سمت محدوده مرئی معمولاً با وارد کردن ناخالصی به نیمه‌رسانا القا می‌شود [۷۸]. کاهش شدت نشر فرابنفش و افزایش شدت نشر سبز نشان می‌دهد که مقدار نقص‌ها با افزایش نسبت آلیش به سرب، بیشتر می‌شوند. بنابراین، گسیل القایی نانوسیم‌های آلاییده به سرب را کاهش می‌دهد [۷۹].



شکل ۱۳: طیف فوتولومینسانس نانوسیم‌های ZnO بدون آلیش و آلاییده شده با نسبت‌های مختلف سرب در دمای اتاق [۷۶].

شکل ۱۴، طیف فوتولومینسانس نانوسیم‌های خالص و آلاییده شده را در دمای اتاق نشان می‌دهد. تحریک نوری نانو ساختارها با استفاده از لیزر He-Cd با طول موج ناحیه فرابنفش ۳۲۵ نانومتری انجام شده است [۸۰]. طیف فوتولومینسانس نمونه خالص دارای یک قله قوی در ناحیه فرابنفش در انرژی ۳.۲۵ eV (۳۸۲ نانومتر) و یک نوار بسیار ضعیف و گسترده در طول موج سبز با مرکز حدود ۵۴۰ نانومتر است. نانوسیم‌های آلاییده در مقایسه با نانوسیم‌های خالص سه تغییر عمده را در طیف نشان می‌دهند. اول انتقال به آبی در نشر فرابنفش، دوم افزایش

- [3] G. Chen, P.-S. Wang, Chinese Physics Letters, 35, 127701,(2018).
- [4] A. Einstein, First published in, 121-128,(1916).
- [5] M.H. Huang, S. Mao, H. Feick, H. Yan, Y. Wu, H. Kind, E. Weber, R. Russo, P. Yang, science, 292, 1897-1899,(2001).
- [6] H. Yan, J. Johnson, M. Law, R. He, K. Knutsen, J. McKinney, J. Pham, R. Saykally, P. Yang, ADVANCED MATERIALS, 15, 2052-2052,(2003).
- [7] J.C. Johnson, K.P. Knutsen, H. Yan, M. Law, Y. Zhang, P. Yang, R.J. Saykally, Nano Letters, 4, 197-204,(2004).
- [8] C. Klingshirn, J. Fallert, H. Zhou, H. Kalt, Applied Physics Letters, 91, 131115,(2007).
- [9] C. Klingshirn, R. Hauschild, J. Fallert, H. Kalt, Physical Review B, 75, 115203,(2007).
- [10] C. Zhang, F. Zhang, T. Xia, N. Kumar, J.-i. Hahm, J. Liu, Z.L. Wang, J. Xu, Optics express, 17, 7893-7900,(2009).
- [11] T.P. Sidiropoulos, R. Röder, S. Geburt, O. Hess, S.A. Maier, C. Ronning, R.F. Oulton, Nature Physics, 10, 870-876,(2014).
- [12] H. Yu, T.P. Sidiropoulos, W. Liu, C. Ronning, P.K. Petrov, S.H. Oh, S.A. Maier, P. Jin, R.F. Oulton, Advanced Optical Materials, 5, 1600856,(2017).
- [13] J. Bruncko, M. Michalka, J. Kovac, A. Vincze, Applied Physics A, 126, 1-7,(2020).
- [14] S.A. Church, R. Al-Abri, P. Parkinson, D. Saxena, Progress in Quantum Electronics, 100408,(2022).
- [15] Y. Yu, B. Liu, Z. Duan, L. Ma, Y. Zhong, M. Li, Applied Optics, 61, 8115-8122,(2022).
- [16] H.-Y. Li, S. Ruhle, R. Khedoe, A. Koenderink, D. Vanmaekelbergh, Nano letters, 9, 3515-3520,(2009).
- [17] D. Vanmaekelbergh, L.K. Van Vugt, Nanoscale, 3, 2783-2800,(2011).
- [18] J. Fallert, F. Stelzl, H. Zhou, A. Reiser, K. Thonke, R. Sauer, C. Klingshirn, H. Kalt, Optics express, 16, 1125-1131,(2008).
- [19] M. Zamfirescu, A. Kavokin, B. Gil, G. Malpuech, M. Kaliteevski, Physical Review B, 65, 161205,(2002).
- [20] M.A. Versteegh, T. Kuis, H. Stoof, J.I. Dijkhuis, Physical Review B, 84, 035207,(2011).
- [21] J.C. Johnson, H.-J. Choi, K.P. Knutsen, R.D. Schaller, P. Yang, R.J. Saykally, Nature materials, 1, 106-110,(2002).
- [22] A. Maslov, C. Ning, Applied physics letters, 83, 1237-1239,(2003).
- [23] A. Maslov, C. Ning, IEEE journal of quantum electronics, 40, 1389-1397,(2004).
- [24] C.-Z. Ning, K. Ding, F. Fan, Z. Liu, S. Turkdogan, D. Shelhammer, L. Yin, P. Nicholson, H. Ning, 2014 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series, IEEE2014., 23-24.

همچنین به تازگی برای دستیابی به حالت‌های پلاسماون پلاریتون سطحی و همچنین جلوگیری از تغییرات آستانه لیز که ناشی از تغییرات محیطی است، استفاده از بسترهای فلزی توسط ریپ و همکارانش معرفی شده است [۴۴]. آن‌ها نشان داده‌اند که در لیزرهای نانوسیم ZnO، استفاده از یک بستر آلومینیومی باعث کاهش آستانه لیز خواهد شد؛ درحالی‌که یک بستر نقره آستانه لیز را در مقایسه با یک بستر دی‌الکتریک افزایش می‌دهد.

۷- بحث و نتیجه‌گیری

ZnO نیمه‌رسانایی جالب برای کاربرد در دستگاه‌های الکترونی نوری است، مانند دیودهای ساطع کننده نور (LED)، لیزرهای پمپ الکتریکی، جمع‌آوری الکترون در سلول‌های فتوولتائیک و همچنین به عنوان اکسید رسانای شفاف است. این کاربردها بستگی زیادی به تولید ZnO با کیفیت قابل قبول و با حداقل نقص‌های ممکن دارد، زیرا ویژگی‌هایی مثل طیف لومینسانس ماده به نقص‌های ساختار وابسته است. بلورهای ZnO، تابش نوری قابل توجهی در ناحیه فرابنفش نزدیک دارند که باعث علاقه به این ماده به عنوان ماده فعال لیزری شده است. طیف لومینسانس ناشی از نقص این ماده در ناحیه سبز طیف و تابش لومینسانس این ماده در ناحیه فرابنفش نزدیک قرار دارد. بنابراین، برای دستیابی به لیزرهای ZnO در ناحیه فرابنفش باید حداقل نقص‌های ساختاری را کاهش داد. طول بلند نانوسیم‌ها، بازتاب بیشتر از رابطه استاندارد فرنل در مرز ZnO- هوا، ضریب به دام‌افتادگی بزرگتر از ۱ و نشر خود به خودی قابل توجه و تقویت شده در ناحیه فرابنفش نزدیک در دمای اتاق باعث کاهش توان دمش آستانه این لیزرها و مطلوبیت این لیزرهای بسیار کوچک می‌شود. و با استفاده از آرایه‌های لیزر نانوسیم می‌توان به توان مطلوب دست یافت.

فیزیک نوری نانوسیم‌های نیمه‌رسانا به دلیل جفت شدن حالت‌های نوری در کاواک نانوسیم توسط برانگیختگی الکترون-حفره و اکسایتون‌ها است که منجر به خواص نوری بی‌نظیر این نانوساختارها می‌شود. این ویژگی نوری تحت تأثیر شکاف نواری و هندسه نانوسیم‌ها قرار دارد. همچنین در نانوساختارهای ZnO اثرات برهمکنش نور-ماده به طور چشمگیری قوی‌تر از بلورهای ماکروسکوپی است. این برهمکنش قوی نور-ماده در نانوساختارهای ZnO منجر به وابستگی خواص نوری آن‌ها به اندازه و شکل نانوساختارها می‌شود و به همین دلیل می‌توان آن را توسط مهندسی مواد تنظیم کرد. همچنین، با حل معادلات سرعت موجود در مقاله می‌توان به منحنی مشخصه این لیزرها و نیز آستانه دمش لیزر دست یافت.

۸. منابع

- [1] A. Galdámez-Martinez, G. Santana, F. Güell, P.R. Martínez-Alanis, A. Dutt, Nanomaterials, 10, 857,(2020).
- [2] J. Lv, X. Li, Physical Chemistry Chemical Physics, 20, 11882-11887,(2018).



- [47] A. Toropov, O. Nekrutkina, T. Shubina, T. Gruber, C. Kirchner, A. Waag, K. Karlsson, P.-O. Holtz, B. Monemar, *Physical Review B*, 69, 165205,(2004).
- [48] J. Hopfield, *Physical Review*, 112, 1555,(1958).
- [49] J. Hopfield, D. Thomas, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 12, 276-284,(1960).
- [50] J. Hopfield, D. Thomas, *Physical review letters*, 15, 22,(1965).
- [51] X. Zhang, P. Wang, X. Zhang, J. Xu, Y. Zhu, D. Yu, *Nano Research*, 2, 47-53,(2009).
- [52] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa, *Physical Review Letters*, 69, 3314,(1992).
- [53] B. Gil, A.V. Kavokin, *Applied Physics Letters*, 81, 748-750,(2002).
- [54] P.J. Pauzauskie, D. Talaga, K. Seo, P. Yang, F. Lagugné-Labarthe, *Journal of the American Chemical Society*, 127, 17146-17147,(2005).
- [55] R. Guo, J. Nishimura, M. Matsumoto, M. Higashihata, D. Nakamura, J. Suehiro, T. Okada, *Applied Physics B*, 90, 539-542,(2008).
- [56] N. Garces, L.B. Wang, *Appl. Phys. Lett*, 81, 622,(2002).
- [57] S. Chen, Y. Liu, *Adv. Mater.(Weinheim, Ger.)*, 17, 586,(2005).
- [58] M. Zhou, H. Zhu, Y. Jiao, Y. Rao, S. Hark, Y. Liu, L. Peng, Q. Li, *The Journal of Physical Chemistry C*, 113, 8945-8947,(2009).
- [59] C. Cheng, B. Liu, E.J. Sie, W. Zhou, J. Zhang, H. Gong, C.H.A. Huan, T.C. Sum, H. Sun, H.J. Fan, *The Journal of Physical Chemistry C*, 114, 3863-3868,(2010).
- [60] B.K. Meyer, Alves, H, D. Hofmann, W. Kriegseis, D. Forster, F. Bertram, J. Christen, A. Hoffmann, M. Straßburg, M. Dworzak, *physica status solidi (b)*, 241, 231-260,(2004).
- [61] R.-C. Wang, C.-P. Liu, J.-L. Huang, S.-J. Chen, *Applied Physics Letters*, 87, 053103,(2005).
- [62] L. Huang, S. Wright, S. Yang, D. Shen, B. Gu, Y. Du, *The Journal of Physical Chemistry B*, 108, 19901-19903,(2004).
- [63] H.J. Fan, R. Scholz, F.M. Kolb, M. Zacharias, *Applied physics letters*, 85, 4142-4144,(2004).
- [64] X. Meng, D. Shen, J. Zhang, D. Zhao, Y. Lu, L. Dong, Z. Zhang, Y. Liu, X. Fan, *Solid State Communications*, 135, 179-182,(2005).
- [65] H.T. Ng, B. Chen, J. Li, J. Han, *Appl. Phys. Lett*, 82, 2023,(2003).
- [66] X. Liu, X. Wu, H. Cao, R. Chang, *Journal of applied physics*, 95, 3141-3147,(2004).
- [67] F. Wen, W. Li, J.-H. Moon, J.H. Kim, *Solid State Communications*, 135, 34-37,(2005).
- [25] C.-Z. Ning, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 19, 1503604-1503604,(2013).
- [26] H. Gao, A. Fu, S.C. Andrews, P. Yang, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 110, 865-869,(2013).
- [27] S.W. Eaton, A. Fu, A.B. Wong, C. Ning, P. Yang,
- [28] R.E. Algra, M.A. Verheijen, M.T. Borgström, L.-F. Feiner, G. Immink, W.J. van Enckevort, E. Vlieg, E.P. Bakkers, *Nature*, 456, 369-372,(2008).
- [29] V. Bordo, *Physical Review B*, 81, 035420,(2010).
- [30] K. Dulta, G. Koşarsoy Ağçeli, P. Chauhan, R. Jasrotia, P. Chauhan, *Journal of Cluster Science*, 33, 603-617,(2022).
- [31] P. Rong, S. Ren, Q. Yu, *Critical reviews in analytical chemistry*, 49, 336-349,(2019).
- [32] T. Pauporté, D. Lincot, B. Viana, F. Pellé, *Applied Physics Letters*, 89, 233112,(2006).
- [33] J.H. Choy, E.S. Jang, J.H. Won, J.H. Chung, D.J. Jang, Y.W. Kim, *Advanced Materials*, 15, 1911-1914,(2003).
- [34] Z. Qiu, K. Wong, M. Wu, W. Lin, H. Xu, *Applied physics letters*, 84, 2739-2741,(2004).
- [35] W.I. Park, D.H. Kim, S.-W. Jung, G.-C. Yi, *Applied Physics Letters*, 80, 4232-4234,(2002).
- [36] a.R. Wagner, s.W. Ellis, *Applied physics letters*, 4, 89-90,(1964).
- [37] C.Y. Lee, T.Y. Tseng, S.Y. Li, P. Lin, *Journal of Applied Science and Engineering*, 6, 127-132,(2003).
- [38] B. Zou, R. Liu, F. Wang, A. Pan, L. Cao, Z.L. Wang, *The Journal of Physical Chemistry B*, 110, 12865-12873,(2006).
- [39] S. Ranwa, M. Kumar, J. Singh, M. Fanetti, M. Kumar, *Journal of Applied Physics*, 118, 034509,(2015).
- [40] S. Ma, A.H. Kitai, *Materials Research Express*, 4, 065012,(2017).
- [41] O. Lupan, G.A. Emelchenko, V.V. Ursaki, G. Chai, A. Redkin, A.N. Gruzintsev, I. Tiginyanu, L. Chow, L.K. Ono, B.R. Cuenya, *Materials Research Bulletin*, 45, 1026-1032,(2010).
- [42] A.M. Morales, C.M. Lieber, *Science*, 279, 208-211,(1998).
- [43] Y. Zhang, R.E. Russo, S.S. Mao, *Applied Physics Letters*, 87, 133115,(2005).
- [44] D. Repp, A. Barreda, F. Vitale, I. Staude, U. Peschel, C. Ronning, T. Pertsch, *arXiv preprint arXiv:2211.04376*,(2022).
- [45] X. Qin, M. Liu, D. Yang, X. Zhang, *The Journal of Physical Chemistry B*, 114, 3863-3868,(2010).
- [46] C. Klingshirn, J. Fallert, H. Zhou, J. Sartor, C. Thiele, F. Maier-Flaig, D. Schneider, H. Kalt, *physica status solidi (b)*, 247, 1424-1447,(2010).



- [68] Q. Yang, K. Tang, J. Zuo, Y. Qian, *Applied Physics A*, 79, 1847-1851,(2004).
- [69] S. Choopun, N. Hongsith, S. Tanunchai, T. Chairuangri, C. Krua-In, S. Singkarat, T. Vilaithong, P. Mangkorntong, N. Mangkorntong, *Journal of Crystal growth*, 282, 365-369,(2005).
- [70] W. Yu, X. Li, X. Gao, *Crystal growth & design*, 5, 151-155,(2005).
- [71] W. Göpel, U. Lampe, *Physical Review B*, 22, 6447,(1980).
- [72] Y. Chen, J. Jiang, Z. He, Y. Su, D. Cai, L. Chen, *Materials Letters*, 59, 3280-3283,(2005).
- [73] R. Wang, J.H. Xin, X.M. Tao, W.A. Daoud, *Chemical Physics Letters*, 398, 250-255,(2004).
- [74] W. Shi, B. Cheng, L. Zhang, E. Samulski, *Journal of applied physics*, 98, 083502,(2005).
- [75] D. Reynolds, D.C. Look, B. Jogai, *Journal of Applied Physics*, 89, 6189-6191,(2001).
- [76] M. Ahmad, C. Pan, W. Yan, J. Zhu, *Materials science and engineering: B*, 174, 55-58,(2010).
- [77] K. Vanheusden, *Appl. Phys. Lett*, 76, 1280-1282,(1995).
- [78] J. Jie, G. Wang, X. Han, Q. Yu, Y. Liao, G. Li, J. Hou, *Chemical Physics Letters*, 387, 466-470,(2004).
- [79] N.F. Mott, L. Friedman, *Philosophical Magazine*, 30, 389-402,(1974).
- [80] M. Ahmad, J. Zhao, J. Iqbal, W. Miao, L. Xie, R. Mo, J. Zhu, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42, 165406,(2009).
- [81] Z. Zhang, K. Yao, Y. Liu, C. Jin, X. Liang, Q. Chen, L.M. Peng, *Advanced functional materials*, 17, 2478-2489,(2007).
- [82] Y.-W. Cheng, C.-H. Chen, S.-W. Yang, Y.-C. Li, B.-L. Peng, C.-C. Chang, R.-C. Wang, C.-P. Liu, *Scientific reports*, 8, 1-10,(2018).
- [83] Y. Guan, G. Wang, S. Zhao, L. Wang, Y. Ding, L. Yang, *Applied Sciences*, 12, 1004,(2022).



Fundamental and applications of ultraviolet Zinc Oxide Nanowire Lasers

E. Narenji¹, M. Aliannezhadi^{1*}, M. Zaefi²

1. Faculty of Physics, Semnan University, Semnan, Iran.

2. Ministry of Education, Neyshabur, Iran

Abstract:

Today, ZnO nanowire lasers are widely used for new applications in optical information processing and computing, and also as excitation sources in medical and biological researches. Therefore, in the paper, the ZnO laser with a lasing wavelength in the near ultraviolet region (350 to 400 nm) is investigated. ZnO nanowires with the wurtzite crystal structure are considered as the active medium of the laser, and the optical characteristics and the basis of generated radiations at the output of the laser are analyzed. Studies show that the structural defects of the active medium of a ZnO ultraviolet laser should be reduced as much as possible to achieve lasing. Also, the light-matter interactions in ZnO nanostructures are significantly stronger than in macroscopic crystals, and this optical property is influenced by the energy bandgap, size, shape, orientation, and crystallinity of the ZnO nanowire. A single ZnO nanowire can be used as a waveguide or resonator due to the difference in its refractive index with the surrounding medium, and the resonant modes depend on the dimensions of the nanowire.

Keywords: Exciton, zinc oxide, polariton, ZnO nanowire laser, semiconductor