



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

گرایش حالت جامد

عنوان:

مطالعه دینامیک فرآیندهای بازترکیب نوری در چاههای کوانتومی GaN/AlGaN

نگارش:

محمود صابونی

استاد راهنما:

دکتر حمید هراتی زاده

تیرماه ۱۳۸۴

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

تقدیم به

پدر و مادرم بخاطر حمایت های بی دریغشان

سپاسگزاری

این پایان نامه و مطالعات انجام شده درباره آن پس از عنایت الهی و حمایت های بی دریغ پدر و مادرم که با ایجاد محیطی آرام، شرایط را برای پیشبرد پروژه فراهم کردند، حاصل کار افراد چندی است که بدون راهنمایی های آنها هیچگاه به نتیجه لازم نمی رسید. در ابتدا بر خود لازم می دانم از هدایت های بی شائبه استاد راهنمای خود جناب آقای دکتر حمید هراتی زاده سپاسگزاری کنم که روش کار ایشان باعث افزایش روحیه پژوهش در میان تمامی دانشجویانشان گردیده است. از همکاران خود جناب آقای مرتضی اسمعیلی و خانم فروغ السادات طبسی در گروهی که هر کدام روی جنبه های مختلفی از چاه های کوانتومی کار کرده ایم بخاطر کمک هایشان در مواقعی که پروژه به بن بست می رسید، با تمام وجود تشکر می کنم.

از پروفیسور بو مونمار¹، بخاطر استفاده از نتایج آزمایش هایی که با هدایت ایشان در دانشگاه لینشوپینگ کشور سوئد انجام شده و نیز بخاطر استفاده از مقالات کارگشای ایشان در تمام مراحل پایان نامه

از پروفیسور هیروشی آمانو² و همکارانش که نمونه ها را در دانشگاه میجو کشور ژاپن تهیه کردند از هیأت محترم داوران بخاطر قبول داوری و نقد و بررسی پایان نامه و از تمامی دوستان و اساتیدی که در دانشکده فیزیک دانشگاه شاهرود مرا حمایت کردند، سپاسگزارم.

¹ B. Monemar

² H. Amano

چکیده

به دلیل گستردگی گاف انرژی نیم رساناهای نیتروژن دار ($6/2 eV - 0/7 eV$) که از ناحیه مادون قرمز تا ماوراء بنفش را شامل می گردد، این مواد کاندیداهای بسیار خوبی برای ساخت قطعات اپتوالکترونیکی از جمله دیودهای لیزری و دیودهای نوری می باشند. کاربرد گسترده دیودهای نوری و لیزری به ویژه در ناحیه آبی، بنفش و ماوراء بنفش در تکنولوژی کامپیوتر و ارتباطات ضرورت تحقیق و درک فیزیکی صحیح فرآیندهای باز ترکیب و عوامل مؤثر در آنها جهت اصلاح ساختار و افزایش کارایی قطعات اپتوالکترونیکی را اجتناب ناپذیر کرده است.

در این پایان نامه به مطالعه نانو ساختارهای تشکیل شده از چاه های کوانتومی می پردازیم. چاه های کوانتومی مذکور از تکرار پنج لایه از جنس GaN و $AlGaN$ با ۷ درصد آلومینیوم بر روی زیرلایه $Sapphire$ و در راستای [۰۰۰۱] ساخته شده است. برای رشد این ساختارها از روش رسوب گذاری بخار شیمیایی ترکیبات آلی فلزی^۳ که یک روش نیمه صنعتی است، استفاده شده است. برای افزودن آلایش، در این نمونه ها از روش اضافه کردن آلایش سیلیکونی به ناحیه سد $AlGaN$ استفاده شده است. مطالعه دینامیک فرآیندهای باز ترکیب نوری یعنی بررسی تغییرات فتولومینسانس حاصل از نمونه ها در طی زمان و تفسیر نتایج بدست آمده، از اهداف این کار است. با توجه به این هدف، اغلب از نتایج حاصل از پیکربندی آزمایش فتولومینسانس وابسته به زمان^۴ استفاده شده است. لومینسانس گسیلی از نمونه های مورد مطالعه در محدوده امواج فرابنفش قرار دارد و نمونه های فوق برای ساخت دیودهای لیزری (LDS) و دیودهای نوری ($LEDs$) مورد استفاده قرار می گیرند.

نتایج اندازه گیری ها نشان می دهد که زمان واهلش برای آلایش های مختلف در دمای ۲ کلوین در محدوده ۳۲۰ تا ۴۲۰ پیکوثانیه ثابت است. این موضوع بیانگر جایگزیدگی حفره ها در ناهموازی های پتانسیل می باشد. بخاطر کمبود الکترون های آزاد در نمونه های بدون آلایش و با آلایش متوسط رفتار غیر تک نمایی زمان واهلش به دو مرحله ای بودن مکانیزم باز ترکیب و جایگزیدگی اکسیژن در این نمونه ها نسبت داده می شود در حالیکه رفتار تک نمایی زمان واهلش در نمونه های با آلایش زیاد (در حدود $10^{20} cm^{-3}$) نشان دهنده باز ترکیب تک مرحله ای حامل های آزاد است.

مطالعه زمانی پیک فتولومینسانس تمایل شیفت به انرژی های کمتر را در نمونه های بدون آلایش نشان داد در حالیکه در نمونه های آلایش یافته هیچگونه تغییری در محل پیک فتولومینسانس در طی زمان مشاهده نمی شود و این نشان دهنده غلبه آلایش های سیلیکونی بر حامل های نوری برای استتار میدان قطبشی در این نمونه ها است. افزایش زمان واهلش از ۶۰۰ پیکوثانیه در نمونه با پهنای چاه ۳ نانومتر تا ۱۶۰۰ پیکوثانیه در نمونه با پهنای چاه ۴/۵ نانومتری در حالیکه تمام شرایط رشد و آزمایش آنها یکسان بود نشان دهنده کاهش همپوشانی توابع موج الکترون و حفره می باشد.

از دیگر نتایج بررسی های انجام شده غلبه باز ترکیب های تابشی تا دمایی در حدود ۷۰ کلوین در نمونه با حداکثر آلایش ($9 \times 10^{19} cm^{-3}$) در مقایسه با نمونه بدون آلایش (۳۰ کلوین) می باشد. علی رغم وجود نقایص ساختاری بیشتر در نمونه آلایش یافته بعلت وجود یک ناحیه گاز الکترون دوبعدی در این نمونه، باز ترکیب های تابشی تا دماهای بالاتری بعنوان عامل غالب عمل می نمایند که این موضوع به افزایش قابل ملاحظه بازده نوری در اثر آلایش سیلیکونی در این ساختارها می انجامد.

³Metal Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD)

⁴ Time-Resolved Photoluminescence (TRPL)

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
الف	سپاسگزاری.....
ب	چکیده.....
ج	فهرست مطالب.....
ه	فهرست شکل ها.....
ح	فهرست جداول.....
۱	مقدمه.....

بخش اول

فصل اول: مواد نیم رسانا و روش های رشد آنها

۶	۱-۱: بلور و ساختار نواری.....
۸	۲-۱: مختصری درباره نیم رساناها.....
۹	۳-۱: انواع نیم رسانا.....
۱۰	۴-۱: روش های رشد ساختارهای کوانتومی در مواد نیم رسانا.....
۱۱	۱-۴-۱: روش رسوب گذاری بخار شیمیایی (MOCVD).....
۱۳	۲-۴-۱: روش رونشستی پرتو مولکولی MBE.....

فصل دوم: نیم رساناهای نیتروژن دار

۱۸	۱-۲: خواص نیم رساناهای نیتروژن دار.....
۱۹	۱-۱-۲: GaN.....
۲۰	۲-۱-۲: AlN.....
۲۱	۳-۱-۲: InN.....
۲۲	۲-۲: ساختار بلوری نیم رساناهای نیتروژن دار.....
۲۴	۳-۲: تحولات ساخت GaN.....
۲۵	۱-۳-۲: مشخصات رشد لایه نشانی.....
۲۶	۲-۳-۲: Modulation Doping.....

فصل سوم: دینامیک فرآیند باز ترکیب نوری در ساختارهای کوانتومی GaN

۳۰	۱-۳: ساختارهای ناهمگون.....
۳۴	۲-۳: محاسبه Band Offset.....
۳۵	۳-۳: حضور میدان های قطبشی داخلی و اثر آنها بر باز ترکیب نوری.....
۳۸	۴-۳: باز ترکیب نوری نیم رساناها.....

۳۸ ۳-۴-۱: انواع باز ترکیب
۴۲ ۳-۴-۲: اکسیتون ها
۴۵ ۳-۴-۳: دینامیک باز ترکیب اکسیتون

فصل چهارم: روش های مطالعه اپتیکی فرآیندهای باز ترکیب در نیم رساناها

۴۸ ۴-۱: مطالعه استاتیک فرآیندهای باز ترکیب به روش فتولومینسانس
۵۱ ۴-۲: مطالعه دینامیک فرآیندهای باز ترکیب بروش فتولومینسانس وابسته به زمان (TRPL)...
۵۲ ۴-۲-۱: Time correlated photon counting
۵۴ ۴-۲-۲: سیستم Streak camera

فصل پنجم: معرفی نمونه ها و تحلیل نتایج

۵۹ ۵-۱: معرفی نمونه های مورد مطالعه
۶۲ ۵-۲: تأیید تجربی جایگزیدگی اکسیتون ها بوسیله مطالعه زمانی فرآیندهای باز ترکیب
۶۵ ۵-۳: اثبات جایگزیدگی حفره ها به کمک دینامیک فرآیند باز ترکیب
۷۰ ۵-۴: وابستگی بازده نوری به پهنای چاه کوانتومی
۷۲ ۵-۵: رقابت باز ترکیبهای نوری و غیرنوری در یک بازه دمایی در نمونه های با آرایش متفاوت
۷۴ ۵-۶: استتار مؤثر میدان های قطبشی داخلی توسط آرایش سیلیکونی
۷۴ ۵-۵-۱: اولین تأیید تجربی بوسیله در نظر گرفتن تاثیر تغییر توان لیزر فرودی
۷۵ ۵-۵-۲: دومین تأیید تجربی با استفاده از شیفت منحنی PL در طی زمان

۸۰ مراجع:

..... ضمیمه:

۸۲ ضمیمه الف: نحوه آنالیز داده ها و معرفی نرم افزارهای مورد استفاده

۸۸ ضمیمه ب: برنامه Loadimgx2 برای تبدیل کدهای ASCII به ماتریس های سه بعدی

بخش دوم:

۹۱ مقاله اول: مطالعه دینامیک باز ترکیب نوری در نانوساختارهای گالیم نیتراید

۹۶ مقاله دوم: Dynamical study of the radiative recombination processes in GaN/AlGaIn QWs

..... مقاله سوم: رقابت حامل های نوری و آرایش سیلیکونی در استتار میدان های قطبشی

۹۸ درچاه کوانتومی GaN

۱۰۲ مقاله چهارم: تاثیر حامل های نوری بر خواص اپتیکی چاه کوانتومی GaN

فهرست شکل ها

شکل		صفحه
(۱-۱)	سطوح انرژی در اتم های سدیم وقتی فاصله آنها در فضای حقیقی کم می شود. حالت تعادل در سدیم در فاصله ۰/۳۶۷ نانومتر روی می دهد.	۶
(۲-۱)	(الف)- نمایی از پیکربندی MOCVD. (ب)- جزئیات دو جریان گاز که توسط Nakamura و همکارانش برای رشد GaN استفاده شده است. (ج)- دیگرام شماتیک از جریانهای گازی نزدیک سطح زیرلایه.	۱۲
(۳-۱)	طرحواره ای از محفظه Knudsen	۱۳
(۴-۱)	طرحواره ای از یک سیستم رشد بلور MBE	۱۵
(۵-۱)	الگوی RHEED در حین فرآیند رشد لایه GaAs یا AlAs بر روی زیرلایه GaAs [۰۰۰۱]. یک دوره تناوب نوسانگر شامل رشد یک تک لایه GaAs یا AlAs می باشد.	۱۶
(۱-۲)	(الف) ساختار ورتسایت. (ب) طرحواره ای از ساختار نواری GaN ورتسایت در راستای k_z و در صفحه k_x-k_y نزدیک نقطه Γ	۲۲
(۲-۲)	نحوه لایه نشانی و نیز ساختار نواری ساختار ناهمگون GaAs و AlGaAs آلاینش یافته با حامل نوع n. E_c و E_f بترتیب انرژی نوار رسانش و انرژی فرمی هستند. گاز الکترونی دو بعدی نیز نشان داده شده است.	۲۷
(۱-۳)	مثال هایی از ساختارهای ناهمگون GaAs/AlGaAs. (الف)- چاه کوانتومی (ب)- ابرشبکه. شکل سطح مقطع انرژی ساختارهای فوق نیز نشان داده شده است.	۳۱
(۲-۳)	طرحواره ای از دسته بندی محدودیت کوانتومی الکترون و حفره در چاه های کوانتومی و ابرشبکه ها.	۳۲
(۳-۳)	گاف انرژی ترکیبات نیتروژندار در ساختار ورتسایت برحسب ثابت شبکه. ناحیه سایه دار ناحیه مرئی را نشان می دهد.	۳۳
(۴-۳)	(الف)- چاه بدون اختلال (ب)- چاه تحت تاثیر میدان قطبشی داخلی. کاهش انرژی به اندازه ΔE اثر محدودیت کوانتومی استارک نامیده می شود.	۳۶
(۵-۳)	کاهش انرژی گسیلی در اثر افزایش عرض چاه. افزایش انرژی در اثر استتار توسط افزایش حامل های نوری	۳۷

- ۳۹ (۶-۳) طرحواره ای از مراکز گذارهای تابشی و غیرتابشی
- ۴۰ (۷-۳) فرآیندهای بازترکیب در نیم رساناها
- ۴۱ (۸-۳) چگونگی انجام بازترکیب نوری (الف)- مرحله برانگیختگی. (ب)- مرحله بازترکیب نوری.
- ۴۳ (۹-۳) (الف)- اثر جدایش میدان بلوری و زوج شدگی اسپین- مدار روی نوار ظرفیت نزدیک نقطه Γ در ساختار ورتسایت GaN. (ب)- مقادیر محاسبه شده نوار انرژی نزدیک نقطه Γ .
- ۴۵ (۱۰-۳) نمایش جایگزیدگی در ناهمواری های سطح
- ۵۰ (۱-۴) پیکربندی آزمایش فتولومینسانس
- ۵۱ (۲-۴) طرحواره ای از Cryostat بهمراه یک نمونه واقعی که با He مایع کار می کند.
- ۵۳ (۳-۴) پیکربندی آزمایش فتولومینسانس وابسته به زمان
- ۵۴ (۴-۴) Streak Camera
- ۵۵ (۵-۴) پیکربندی Streak Camera
- ۵۵ (۶-۴) جدایی زمانی (در حدود 10ps) بصورت جدایی مکانی توسط Streak Camera ثبت می گردد.
- ۵۹ (۱-۵) مقایسه ای طرحوار از زمان برانگیختگی و زمان رهاسازی در لیزر پالسی مورد استفاده
- ۶۰ (۲-۵) طرحواره ای از نمونه های ساخته شده
- ۶۴ (۳-۵) تغییرات زمانی پیک فتولومینسانس برای تمام نمونه ها ، بترتیب کاهش چگالی آرایش از بالا به پایین (به شیب نمونه بدون آرایش دقت کنید)
- ۶۵ (۴-۵) چگالی احتمال الکترون و حفره که نقاط، دایره های خالی و دایره های توپر بترتیب نماینده اتم های Ga، N و Al می باشد. جهت محور Z همان محور $[001]$ کریستالی است.
- ۶۶ (۵-۵) زمان واهلش مربوط به انرژی پیک فتولومینسانس بر حسب چگالی آرایش نمونه ها
- ۶۸ (۶-۵) زمان واهلش فتولومینسانس برای طول موج های مختلف مربوط به نمونه های گروه اول

- (۷-۵) تغییرات زمانی PL برای انرژی مربوط به پیک و انرژی های کمتر و بیشتر از آن برای نمونه های گروه اول ۶۹
- (۸-۵) زمان واهلش فتولومینسانس برای طول موج های مختلف مربوط به نمونه های گروه دوم ۷۱
- (۹-۵) تغییرات زمانی PL برای انرژی مربوط به پیک و انرژی های کمتر و بیشتر از آن برای نمونه های گروه دوم ۷۱
- (۱۰-۵) کاهش همپوشانی توابع موج الکترون و حفره با افزایش پهنای چاه. در شکل توابع موج الکترون و حفره و نیز شکل چاه برای آنها در دو وضعیت مشاهده می گردد. ۷۲
- (۱۱-۵) زمان واهلش پیک فتولومینسانس برای (الف)- نمونه بدون آرایش (ب)- نمونه با حداکثر آرایش، در دماهای مختلف ۷۳
- (۱۲-۵) زمان واهلش پیک فتولومینسانس برای (الف)- نمونه بدون آرایش (ب)- نمونه با حداکثر آرایش، در توان های برانگیختگی مختلف ۷۵
- (۱۳-۵) طیف فتولومینسانس وابسته به زمان برای نمونه های گروه اول ۷۷
- (۱۴-۵) طیف فتولومینسانس وابسته به زمان برای نمونه های گروه سوم ۷۸
- (ضمیمه-۱) نمایش سه بعدی داده های خام تهیه شده به روش TRPL برای یک سری از نمونه ها. ۸۳
- (ضمیمه-۲) نمایی از برنامه Origin که چگونگی وارد کردن داده ها را به برنامه نشان می دهد. در این منو به رسم نمودار فتولومینسانس در انرژی های مختلف برای نمونه بدون آرایش پرداخته ایم. ۸۶
- (ضمیمه-۳) نمایی از برنامه Origin که تغییرات زمانی فتولومینسانس را برای نمونه بدون آرایش را نشان می دهد. ۸۷

فهرست جداول

صفحه		جدول
۲۳	ثابت شبکه نیترایدها در ساختار ورتسایت در دمای اتاق	(۱-۲)
۲۳	گاف انرژی نیترایدها در ساختار ورتسایت در دمای ۵ کلوین و دمای اتاق	(۲-۲)
۳۴	مقادیر (الف) آزمایشگاهی با روش XPS و (ب) تئوری با روش تابع چگالی شبه پتانسیل و LAPW برای نسبت نوار رسانش به نوار ظرفیت برای چند ساختار مختلف	(۱-۳)
۶۱	نمونه های آلیش یافته در ناحیه AlGaIn با چگالی آلیش متفاوت. ضخامت دقیق چاه ها و سدها با روش XRD مشخص شده است. پهنای چاه (لایه GaN) تمام نمونه ها حدود ۳ nm و پهنای سد (لایه AlGaIn) آنها حدود ۷ nm است.	(۱-۵)
۶۱	نمونه های با پهنای چاه متفاوت و بدون آلیش. ضخامت دقیق چاه و سدها با روش XRD مشخص شده است. شرایط رشد تمام نمونه ها مشابه یکدیگر است و ضخامت سد (لایه AlGaIn) نیز برای تمام آنها تقریباً ۷ nm است.	(۲-۵)
۶۲	نمونه های گروه سوم، تمام نمونه ها دارای آلیش سیلیکونی $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ هستند. ضخامت دقیق چاه و سدها با روش XRD مشخص شده است. شرایط رشد نمونه ها مشابه یکدیگر است و تنها تفاوت این دسته از نمونه ها، تفاوت در محل افزودن آلیش است.	(۳-۵)

مقدمه:

دیودهای نوری (LEDs) حالت جامد بعنوان یکی از جدیدترین منابع نوری و جایگزینی برای لامپ های معمولی مطرح هستند. درخشندگی بهتر و کم مصرف بودن و در عین حال قابلیت تغییر رنگ نور خروجی توسط مصرف کننده از قابلیت های بارز این منابع نوری جدید است. از این منابع نوری در جهت ساخت صفحات نمایش با کیفیت بالا برای نمایش در مکان های عمومی مانند استادیوم های ورزشی نیز استفاده می شود. ساخت دیودهای لیزری (LDs) با طول موج کوچکتر برای انتقال اطلاعات بصورت نوری در صنایع مخابرات و یا برای ذخیره اطلاعات در CD های کامپیوتری نیز از دیگر جنبه های مطالعه روی خواص اپتیکی نیم رساناهای جدید است. این کاربردها بخاطر فقدان موادی که در ناحیه آبی به تولید نور بپردازند دچار محدودیت شده بود. بطور مثال در صفحات نمایشگر احتیاج به سه رنگ اصلی قرمز، سبز و آبی داریم و یا برای افزایش حجم اطلاعات قابل ذخیره روی CD های کامپیوتری می توان از طول موج های کوتاه مثل آبی استفاده کرد.

اخیراً با پیشرفت قابل ملاحظه ای در نیم رساناهای نیتروژن دار روش هایی برای حل مشکل ساخت قطعاتی که دارای طول موجی در ناحیه فرابنفش و آبی می باشند، نیز ارائه شده است. لیزرهای با طول موج کوتاهتر و پیک تیزتر (Sharp) باعث افزایش حجم اطلاعات قابل ذخیره شدند. عرضه DVD هایی با گنجایش ۴/۷ گیگابایت در مقایسه با CD های با گنجایش ۰/۶۵ گیگابایت در سال ۱۹۹۶ از نتایج این مطالعات بود در حالیکه مطالعات برای افزایش این مقدار هنوز هم ادامه دارد [۱]. از طرفی برای افزایش سرعت انتقال اطلاعات نیز پیشنهاد استفاده از فوتون بجای الکترون باعث حضور این مواد نیم رسانا در فیبرهای نوری بعنوان منبع تولید فوتون گردید. پیشنهاد استفاده از مدارهای اپتوالکترونیکی بجای مدارهای معمولی که در آنها الکترون از مسیرهای فلزی عبور می کند باعث

افزایش فوق العاده سرعت تبادل اطلاعات در کامپیوترها می گردد. در ادامه این پیشنهاد مجبور هستیم که قطعات اپتوالکترونیکی را برای این مدارها طراحی کنیم که قادر به درک فوتون بجای الکترون باشند. تمام این کاربردهای فوق العاده و از طرفی گستردگی گاف انرژی نیم رساناهای نیتروژن دار ($0.7 \text{ eV} - 6.2 \text{ eV}$) که از ناحیه مادون قرمز تا ماورابنفش را شامل می گردد، باعث افزایش ضرورت تحقیق در این زمینه شده است.

بمنظور افزایش کارایی این قطعات بجای کار با نیم رساناهای کپه ای، تحقیقات دانشمندان مختلف در جهت مطالعه ساختارهای با ابعاد نانو افزایش یافت و بدین ترتیب در سالهای اخیر پژوهش های گسترده ای روی قطعاتی که شامل چاههای کوانتومی^۱ هستند صورت گرفته است. مطالعه سیم های کوانتومی^۲ و نقاط کوانتومی^۳ نیز در جهت افزایش همپوشانی توابع موج الکترون و حفره و در نهایت افزایش کارایی و کاهش جریان آستانه قطعات تولیدی بعنوان پرژه های تحقیقاتی مهمی در این زمینه مطرح هستند.

این پایان نامه بر اساس انجام پژوهش در زمینه های فوق تعریف شده است و نتیجه این مطالعات بصورت پایان نامه موجود منتشر می گردد. این پایان نامه شامل دو بخش و یک ضمیمه می باشد :

بخش اول مشتمل بر ۵ فصل می باشد. فصل اول مقدمه ای بر دیود نیم رسانا و روش های ساخت آن است. فصل دوم اطلاعاتی راجع به مواد نیم رسانا در نیتروژن دار را در بردارد. فصل سوم راجع به تکنیک های ساخت و کوانتومی است و فصل چهارم به بررسی روش های مطالعه فوتوفیزیکی فرآیندهای انتقال انرژی در این سیستم می پردازد. در انتها در فصل پنجم به معرفی نمونه ها و تکنیک های فیزیکی بدست آمده از داده های خام اولیه پرداخته می شود.

بخش دوم این پایان نامه شامل مقالاتی است که در کنفرانس های بین المللی در رابطه با موضوع این پایان نامه ارائه شده است. این بخش شامل یک مقاله منتشر شده در یازدهمین گردهمائی ماده چگال ایران در مرکز تحصیلات تکمیلی زنجان (۵ و ۶ خرداد ۱۳۸۴)، یک مقاله پذیرفته شده در کنفرانس مواد نیتروژن دار در Bremen آلمان (28th August 2005)، یک مقاله پذیرفته شده برای کنفرانس

¹ Quantum Well

² Quantum Wire

³ Quantum Dot

فیزیک ایران (شهریور ۱۳۸۴) و یک مقاله ارائه شده به کنفرانس مشترک فیزیک ماده چگال (۹ و ۱۰ آذرماه ۱۳۸۴) در دانشگاه سمنان می باشد. علاوه بر این دو بخش، این پایان نامه شامل یک ضمیمه می باشد که به بررسی نرم افزارهای مورد استفاده در این پایان نامه و نحوه تحلیل داده های خام اولیه و برنامه نوشته شده در نرم افزار Matlab جهت ذخیره سازی اطلاعات اندازه گیری شده بصورت ماتریس های سه بعدی می پردازد.

نمونه های مورد مطالعه در دانشگاه میجو^۱ کشور ژاپن توسط پروفیسور *Amano* و همکارانش ساخته شده است. آزمایش های TRPL این نمونه ها توسط استاد راهنما در دانشگاه لینشوپینگ^۲ کشور سوئد، انجام شده و داده های بدست آمده برای تفسیر نتایج در دانشگاه صنعتی شاهرود تحت عنوان پایان نامه کارشناسی ارشد مورد مطالعه قرار گرفته است.

^۱ Meijo University

^۲ Linköping University

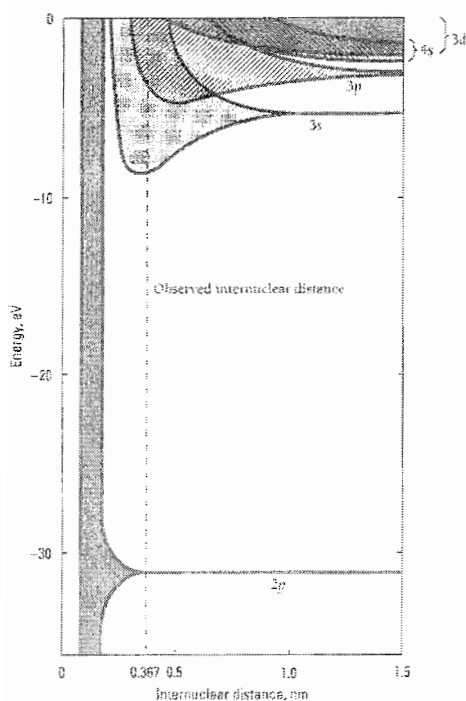
بخش اول

فصل ۱:

مواد نیم رسانا و روش های رشد آنها

- بلور و ساختار نواری
- مختصری درباره نیم رساناها
- انواع نیم رسانا
- روش های رشد ساختارهای کوانتومی در مواد نیم رسانا

۱-۱: بلور وساختار نواری:



شکل (۱-۱): سطوح انرژی در اتم های سدیم وقتی فاصله آنها در فضای حقیقی کم می شود. حالت تعادل در سدیم در فاصله ۰/۳۶۷ نانومتر روی می دهد.

خود را به صورت انرژی گرمایی یا نوری به محیط پس می دهند. این عمل را تحت عنوان باز ترکیب می توان مورد مطالعه قرار داد.

پهنای نوار انرژی با توجه به نوع اتم ها متفاوت است به گونه که یکسری از مواد، دارای گاف انرژی بسیار بزرگ هستند. بدلیل فاصله زیاد بین نوار ظرفیت و رسانش، در دمای اتاق احتمال حضور الکترون در نوار رسانش بسیار ناچیز است که به این مواد عایق گویند. با کمتر شدن گاف انرژی ماده

هنگامی که از یک اتم تنها بحث می کنیم مسئله وجود ترازهای انرژی مطرح می شود و الکترون ها به ترتیبی کاملاً مشخص روی این ترازها قابل چینش هستند. اما وقتی دو اتم را در فضای حقیقی به یکدیگر نزدیک کنیم بطوریکه توابع موج الکترون های موجود روی ترازهای هر اتم همپوشانی داشته باشد، نوارهای انرژی پدیدار خواهد شد. حال اگر تعداد اتم ها افزایش یابد این مسئله تشدید می گردد. در حقیقت هر نوار انرژی شامل تعداد زیادی تراز انرژی است که هر تراز نماینده یک اتم است. الکترون های با فاصله بیشتر از هسته را معمولاً الکترون های نوار رسانش گویند. الکترونها می توانند به هسته در نوار ظرفیت قرار دارند. الکترون های نوار ظرفیت با دریافت انرژی به نوار رسانش منتقل می شوند و در هنگام بازگشت انرژی

به سمت رسانا نزدیک می شود. در مواد رسانا فاصله بین نوار رسانش و ظرفیت در دمای اتاق بسیار ناچیز و گاهی صفر است. در بین این دو دسته از مواد، گروه دیگری از مواد بنام نیم رساناها قرار دارند که گاف انرژی در آنها حتی در مواردی مثل AlN تا $6/2 \text{ eV}$ می رسد.

برای محاسبه ساختار نواری مواد گوناگون روش های مختلفی وجود دارد اما معمولاً به حل معادله شرودینگر با یک پتانسیل دوره ای می پردازیم. آنگاه تنها چیزی که لازم است تابع موج مناسبی است که باید در این معادله جایگزین شود و با این کار نوارها و گاف های انرژی بدست می آیند. متأسفانه، انجام این کار به صورت رضایتبخش چندان هم ساده نیست و حدس جواب خوب به شهودی بیشتر از آنچه اکثر افراد دارند، نیازمند است. با وجود این، ایده کلی ساختار نواری چنان برای درک خواص جامدات حیاتی است که لازم است نوعی توجیه منطقی برای وجود آنها ارائه شود.

لازم به ذکر است که نتایج محاسبات در مورد رابطه E و k در نظریه نواری برای سیستمی حاوی یک تک الکترون ارائه می گردد ولی برای سیستم های واقعی تعداد زیادی الکترون در ماده مورد بحث وجود دارد. برای بررسی این سیستم ها بدین ترتیب عمل می شود که اولین الکترون، پایین ترین حالت انرژی تک الکترونی را اشغال می کند، دومین الکترون نیز حالت بعدی را و به همین منوال الی آخر. در این رویکرد به طور ضمنی فرض کرده ایم که در حالت های انرژی، از اینکه به جای یک الکترون، در حدود 10^{20} الکترون را در یک فضای محدود قرار داده باشیم، فرقی حاصل نمی شود. در بررسی های پیشرفته تر در مورد الکترون ها در فلزات باید تاثیر همه الکترونها بر حالتهای تک الکترونی در نظر گرفته شود، با این حال معلوم شده است که به استثنای فواصل کوتاه، ابرهای الکترونی به گونه ای عمل می کنند که هر الکترون از تاثیر سایر الکترونها استتار می شود. این فواصل کوتاه، حتی در مورد چاههای کوانتومی که موضوع مورد بحث در این پایان نامه است نیز برقرار نمی باشد. در مورد چاه های کوانتومی معمولاً تمام الکترونها بدون نقض اصل طرد پائولی روی تراز پایه قرار دارند و بندرت به ترازهای بالاتر می روند [۲].

۱-۲: مختصری درباره نیم رساناها:

همانگونه که اشاره شد نیم رساناها گروهی از مواد هستند که رسانایی الکتریکی آنها بین فلزات و عایق ها قرار دارد. ویژگی مهم این مواد این است که رسانایی و یا در حقیقت گاف انرژی آنها با تغییر دما، برانگیزش نوری و میزان ناخالصی به نحو قابل ملاحظه ای تغییر می کند.

یکی از مهمترین مشخصات نیم رساناها که آنها را از فلزات و عایق ها متمایز می کند گاف انرژی آنهاست. گاف انرژی تعیین کننده طول موج هایی است که توسط نیم رسانا جذب یا گسیل می شود. به دلیل تنوع گسترده شکاف انرژی نیم رساناها، دیودهای نوری و لیزرها را می توان با طول موج هایی در محدوده گسترده ای از زیر قرمز تا بخش های مرئی طیف یا حتی ناحیه فرکانس های بالا بوجود آورد. از طرفی ویژگیهای الکترونیکی و نوری مواد نیم رسانا به شدت تحت تاثیر ناخالصی هایی است که بصورت مقادیر دقیقاً کنترل شده ای به آنها افزوده می شوند. این حامل های اضافی در ناحیه فعال قطعات اپتوالکترونیک مثل دیودهای نوری و لیزری اضافه می شوند. اضافه کردن آلایش به نیم رساناهای با گاف بزرگ معمولاً مشکل تر است و در مورد GaN بطور خاص اضافه کردن ناخالصی نوع p با مشکلات زیادی همراه است.

جذب انرژی توسط نیم رسانا باعث تحریک الکترون های نوار ظرفیت و انتقال آنها به نوار رسانش می گردد و منجر به تولید زوج الکترون-حفره می شود. این الکترون-حفره پس از تشکیل، تمایل دارند که انرژی از دست داده و به حداقل انرژی برسند. سپس در طول گاف انرژی نیم رسانا بازترکیب انجام دهند.

برای ایجاد الکترون و حفره جدا از هم از روش های مختلفی استفاده می شود. انرژی لازم برای تولید زوج الکترون و حفره می تواند توسط نور، میدان الکتریکی، جریان الکترون ها و یا گرما تامین گردد. در هر صورت فرآیندی را که در نهایت منجر به بازترکیب نوری الکترون و حفره و در نتیجه تولید امواج الکترومغناطیسی شود را لومینسانس گویند.

زوج الکترون و حفره می تواند انرژی خود را بصورت غیر تابشی از دست بدهد. بعنوان مثال انرژی خود را به الکترون دیگری منتقل نماید (الکترون اوژه) و یا تولید (یا جذب) فونون نمایند. در اینصورت فرآیند غیرتابشی رخ داده است. فرآیندهای بازترکیب غیرتابشی بازده نوری قطعات الکترواپتیکی را کاهش می دهند.

۱-۳: انواع نیم رسانا:

مواد نیم رسانا در ستون چهارم و ستون های مجاور آن از جدول تناوبی قرار دارند. سیلیسیم و ژرمانیم ، نیم رساناهای گروه چهار ، نیم رساناهای تک عنصری^۱ نامیده می شوند زیرا از اتم های هم جنس تشکیل شده اند. علاوه بر مواد تک عنصری ، ترکیب اتم های گروه سوم و پنجم و نیز ترکیب های خاصی از عناصر گروه دوم و ششم ، نیم رساناهای مرکب را بوجود می آورند.

تنوع گسترده خواص مواد نیم رسانا به مهندسين قطعات الكترونيكي انعطاف زيادي در طراحي مدارات الكترونيكي و اپتوالكترونيكي بخشيده است. نیم رسانای تک عنصری ژرمانیم در اوایل توسعه نیم رساناها به شکل گسترده ای در ترانزیستورها و دیودها استفاده شد. امروزه از سیلیسیم در اکثر یکسو سازها، ترانزیستورها و مدارات مجتمع استفاده می شود. امروزه نیم رساناهای مرکب نیز کاربرد وسیعی در قطعات خیلی سریع و قطعاتی که نیاز به نشر یا جذب نور دارند ، پیدا کرده اند. ترکیب های دو عنصری^۲ گروه های سه و پنج مانند GaAs و GaP معمولاً در دیودهای نوری (LED) به کار می روند. آشکار سازهای نوری معمولاً از جنس InSb ، CdSe ، و یا ترکیب های دیگر مانند PbTe و HgCdTe می باشند. Si و Ge همچنین کاربرد گسترده ای در آشکارسازهای مادون قرمز و تشعشعات هسته ای دارند. در دیود Gunn ، که یکی از قطعات مهم مایکروویو است ، معمولاً از GaAs یا InP استفاده می شود.

برای افزایش انعطاف در انتخاب خواص مواد، حتی می توان ترکیبات سه عنصری^۳ مانند GaAsP و یا چهار عنصری^۴ مانند InGaAsP رشد داد. لیزرهای نیم رسانا با استفاده از GaAs و AlGaAs و سایر ترکیب های سه تایی و چهارتایی ساخته می شوند.

^۱ Elemental

^۲ Binary

^۳ Ternary

^۴ Quaternary

گاف انرژی ترکیبات سه تایی مثل $Al_xGa_{1-x}N$ را می توان از رابطه ای موسوم به قانون وگارد^۱ که در زیر آمده است ، محاسبه نمود:

$$E_{gap}(Al_xGa_{1-x}N) = xE_{gap}(AlN) + (1-x)E_{gap}(GaN) - bx(1-x)$$

که x درصد آلومینیوم و b بعنوان bowing parameter مطرح می گردد. برای مثال در مورد ترکیب $Al_xGa_{1-x}N$ مقادیر مختلفی برای پارامتر b گزارش شده است. این پارامتر از مقادیر منفی که با افزایش درصد Al منجر به ایجاد گاف انرژی بزرگ می شود تا مقادیر مثبت متغیر است. در این پایان نامه از مقدار گزارش شده توسط گروه پروفیسور *Amano* که برابر 0.25 است [۳]، استفاده شده است.

۴-۱: روش های رشد ساختارهای کوانتومی در مواد نیم رسانا

یکی از دلایلی که از نیم رساناها بشدت در صنایع الکترونیک استفاده می شود را می توان مهارت فوق العاده در تکنیک های رشد این مواد دانست از طرفی کاربردهای صنعتی این مواد ما را جهت بهبود کیفیت رشد این مواد ترغیب می کند. بطور مثال در حال حاضر تک کریستال Ge از عناصر بلوری بسیار خالص محسوب می شود که حاصل سالها تحقیق روی روش رشد آن است. در حال حاضر ویفرهایی با قطر ۳۰ سانتی متر از جنس Si نیز با کیفیت بالا رشد داده می شود. چگالی در رفتگی در این بلورها به کمتر از 10^{12} cm^{-3} رسیده است در حالیکه چگالی ناخالصی به کمتر از یک واحد در 10^{12} می رسد. روش های رشدی مثل MOCVD و MBE قابلیت لایه نشانی روی زیرلایه، تا یک تک لایه اتمی را با دقت خوبی دارند. این روش های رشد این امکان را به ما می دهد که به تهیه ساختارهایی مثل ابرشبهه ها و چاههای کوانتومی بپردازیم. از اینرو در اینجا به مطالعه مختصری راجع به این دو روش که برای ساخت چاه های کوانتومی^۲ مانند GaN/AlGaAs و یا GaAs/AlGaAs و همچنین نقاط کوانتومی^۳ مثل Si/Ge با کیفیت بالا استفاده می شود، خواهیم پرداخت.

^۱ Vegard's law

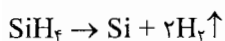
^۲ Quantum Wells

^۳ Quantum Dots

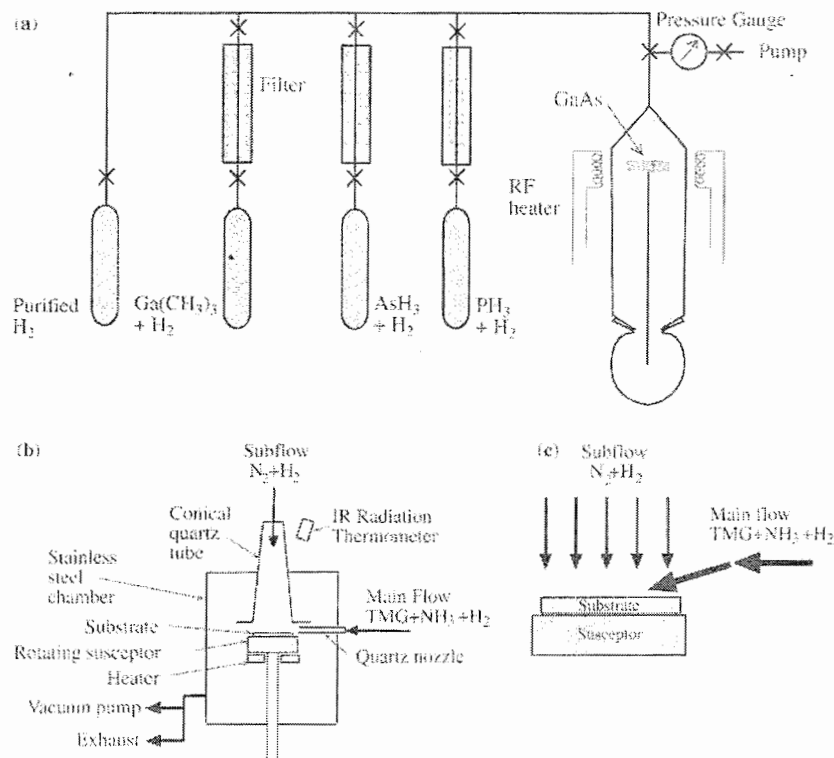
۱-۴-۱: روش رسوب گذاری بخار شیمیایی (MOCVD):

در اغلب قطعات جدید از رشد لایه های نازک روی بلورهای کپه ای استفاده می شود. ضخامت این لایه های نازک در حدود نانومتر است. برای اطمینان از اینکه لایه نازک فوقانی بخوبی رشد کند و فاقد هرگونه کشش و تنشی از سوی زیرلایه باشد، باید زیر لایه بگونه ای انتخاب شود که حداکثر تطابق را از لحاظ ثابت شبکه با لایه نازک فوقانی داشته باشد. اگر لایه نازک و زیرلایه از یک جنس باشند رشد آنها را Homo-Epitaxy گویند بطور مثال رشد لایه نازک Si روی سیلیکون کپه ای. اگر لایه و زیرلایه از موادی با جنس متفاوت باشند رشد آنها را Hetro-Epitaxy گویند.

هرچند لایه نشانی در فازهای مختلف از جمله جامد، مایع و گاز قابل انجام است اما در حالت کلی کنترل فرآیند رشد در فاز گازی با کنترل جریان گاز، ساده تر است. در این روش گازها شامل عناصری هستند که می خواهیم جهت لایه نشانی استفاده کنیم و بین این گازها و زیرلایه واکنش شیمیایی درون راکتور مخصوص انجام می گردد. دمای زیرلایه یک عامل مهم برای تعیین کیفیت لایه نشانی است. واکنش معمول برای تولید لایه نازک سیلیکون بصورت زیر می باشد:

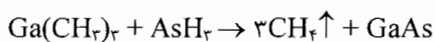


لایه سیلیکون با کیفیت بالایی توسط این روش تولید خواهد شد و گاز هیدروژن براحتی در انتهای واکنش حذف می گردد. از دیگر مزایای این روش سهولت اضافه کردن آلاینش هایی مثل P و As توسط گازهایی مثل فسفین (PH_3) و آرسین (AsH_3) می باشد.



شکل (۲-۱) (الف) - نمایی از پیکربندی MOCVD. (ب) - جزئیات دو جریان گاز که توسط Nakamura و همکارانش برای رشد GaN استفاده شده است. (ج) - دیاگرام شماتیک از جریانهای گازی نزدیک سطح زیرلایه.

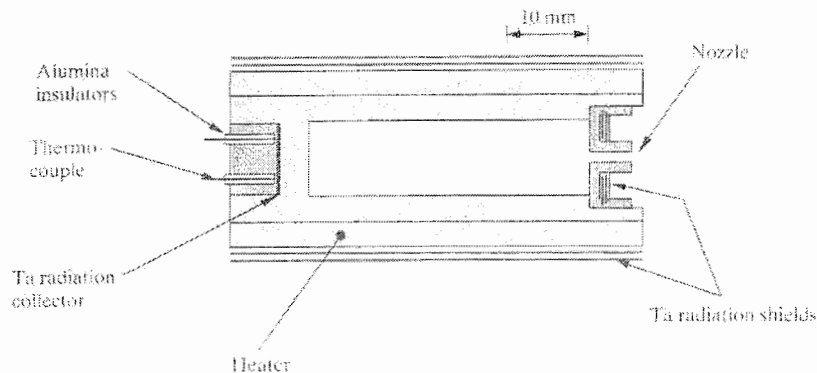
ترکیبات III-V را می توان با استفاده از ترکیبات فلز-آلی مثل تری متیل گالیوم $[Ga(CH_3)_3]$ به شکل جریانی از گاز رشد داد. برای مثال لایه GaAs توسط واکنش زیر رشد داده می شود:



این روش رشد لایه نشانی از گازهای فلز-آلی را تحت عنوان MOCVD می شناسیم و یک پیکربندی شماتیک آن در شکل (۲-۱) نشان داده شده است [۴]. در شکل (۲-۱) (ب) جزئیات دو جریان گازی در پیکربندی MOCVD که توسط Nakamura و همکارانش [۵] برای رشد GaN استفاده شد، نشان داده شده است و در شکل (۲-۱) (ج) طرحواره ای از جریان گاز نزدیک سطح زیرلایه را مشاهده می کنیم.

۱-۴-۲: روش روشنی پرتو مولکولی (MBE):

در روش CVD گازها با فشار نسبتاً بالایی (در حدود یک torr) وارد راکتور می‌شوند. در نتیجه ممکن است گازهای باقیمانده باعث ایجاد مشکل در روند رشد گردند. برای اجتناب از چنین مشکلی، نمونه را تحت شرایط خلاء فوق العاده زیادی^۱ در حدود 10^{-10} - 10^{-12} torr قرار می‌دهند. در این روش رشد مواد واکنش دهنده را بصورت پرتوهایی که از مولکولهای مختلف تشکیل شده اند وارد راکتور می‌کنند. پرتوهای مولکولی بوسیله گرم کردن ماده اولیه تا دمای تبخیر در یک محفظه که دارای روزنه بسیار کوچکی می‌باشد، تولید می‌شود. این محفظه تحت عنوان محفظه Knudsen در شکل (۱-۳) بصورت شماتیک نشان داده شده است.



شکل (۱-۳) - طرحواره ای از محفظه Knudsen

وقتی که بیرون محفظه Knudsen شرایط خلا UHV برقرار باشد، بخار ایجاد شده از همان روزنه به خارج راه پیدا می‌کند و مولکول (اتم) ایجاد شده بدون هیچ برخوردی می‌تواند فاصله ای در حدود چند متر را بپیماید. معمولاً چندین ورودی که شامل پرتوهای عناصر مختلف هستند در پیکربندی MBE طراحی می‌شود تا قدرت ترکیب عناصر مختلف وجود داشته باشد. بدین وسیله ساختمان بلوری را می‌توان با چینش تک تک اتمها رشد داد و هر اتم فرصت کافی برای قرار گرفتن در کمترین حالت انرژی و ایجاد ساختاری با کمترین تنش و کشش را دارد. بخاطر استفاده از پرتوهایی که از

^۱ Ultra High Vacuum(UHV)

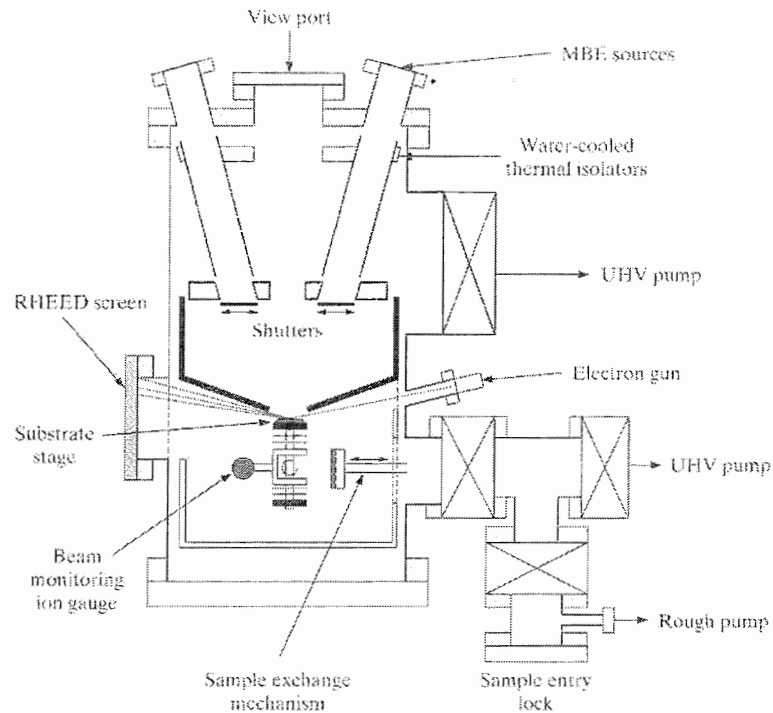
مولکول عناصر سازنده تشکیل شده اند به این روش روش رانشستی پرتو مولکولی (Molecular Beam Epitaxy) گویند.

شکل (۴-۱) پیکربندی یک سیستم MBE را بصورت شماتیک نشان می دهد. در واقع کنترل غلظت عناصر واکنش دهنده برای لایه نشانی دقیق روی زیرلایه، از مراحل پیچیده کار با سیستم MBE است و رابطه زیادی با مهارت اپراتور این سیستم دارد. در این روش رشد بجای وجود خلاء UHV می توان از الکترون ها و یون ها بعنوان کوشگر، برای نشان دادن کیفیت رشد سطوح در حین رشد استفاده کرد. بعضی از این تکنیک ها که بر پایه الکترون قرار دارند، عبارتند از:

۱. Auger Electron Spectroscopy (AES)
۲. Low-Energy Electron Diffraction (LEED)
۳. Reflection High-Energy Electron Diffraction (RHEED)
۴. X-Ray and Ultraviolet Photoemission Spectroscopy (XPS and UPS)

تکنیک رایج RHEED در سیستم رشد MBE دارای کاربرد گسترده ای است.

پیکربندی RHEED شامل یک تفنگ الکترونی با انرژی ۱۰ تا ۱۵ کیلو الکترون ولت است که پرتو خود را تحت زاویه تابش بزرگی به سطح نمونه می تاباند (شکل ۱-۵). الکترون های بازتابی دارای یک الگوی پراش هستند که روی یک صفحه فسفرسان (RHEED Screen در شکل ۴-۱) دیده می شود که از این الگو برای بررسی ناهمواری سطح می توان استفاده کرد.

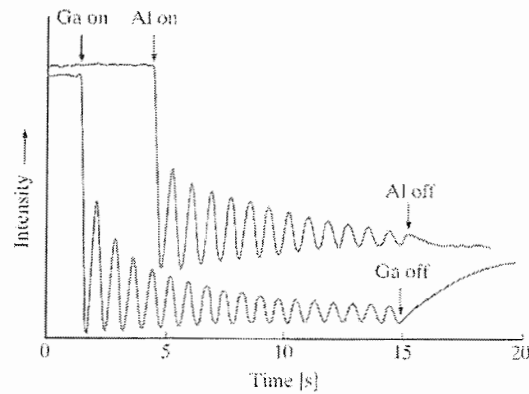


شکل (۴-۱)- طرحواره ای از یک سیستم رشد بلور MBE

از طرفی همانطور که در شکل (۵-۱) می بینید، نمودار مزبور با گذشت زمان میرا می شود. شکل (۵-۱) نمایش نوسان RHEED در حین رشد چاه کوانتومی GaAs/AlAs است. ضخامت لایه های مزبور در حدود ۱۰ نانومتر است که بصورت یک در میان، یعنی یک لایه GaAs و سپس یک لایه AlAs رشد داده می شوند. تفاوت گاف نواری این دو لایه باعث می شود الکترون ها در لایه ای که گاف انرژی کوچکتر است به دام بیفتند که ناحیه مزبور را همان چاه کوانتومی می نامیم و الکترون ها برای خروج از آن باید انرژی دریافت دارند. برای فهم این موضوع که چگونه می توان یک لایه با کیفیت مناسب رشد داد به این نکته توجه داریم که اتم های Al یا Ga با سرعت بیشتری به لایه GaAs اضافه می شوند. با کنترل پرتو مولکولی ورودی از دریچه ها و مشاهده رفتار نوسانگر RHEED در حین رشد می توان لایه های نازکی با ضخامت یک لایه اتمی رشد داد.

روش MBE برای رشد قطعات چاه کوانتومی با کیفیت بالا استفاده می شود. تنها اشکال این روش را می توان در کاربردهای صنعتی دانست زیرا روش بسیار گران قیمتی است و از طرفی سرعت رشد در این روش برای رشد صنعتی مناسب نیست. علاوه بر هزینه ساخت دستگاه (خرید یک سیستم

MBE حداقل ۵۰۰۰۰۰ دلار آمریکا هزینه دارد)، با توجه به صرف انرژی فوق العاده زیاد برای ایجاد
 خلا بسیار بالا، نمی توان از این سیستم برای تولید صنعتی استفاده کرد.



شکل (۱-۵) - الگوی RHEED در حین فرآیند رشد لایه GaAs یا AlAs بر روی
 زیرلایه (۰۰۱) GaAs. یک دوره تناوب نوسانگر شامل رشد یک تک لایه GaAs یا
 AlAs می باشد.

بنابراین روش MBE یک روش کاملاً آزمایشگاهی محسوب می شود و معمولاً در مقیاس های
 بزرگ و صنعتی از روش اقتصادی تر MOCVD استفاده می گردد.

فصل ۲:

نیم رساناهای نیتروژن دار

- خواص نیم رساناهای نیتروژن دار
- ساختار بلوری نیم رساناهای نیتروژن دار
- تحولات ساخت GaN

الکترونگاتیوی بالا و شعاع کم نیتروژن در مقایسه با دیگر عناصر گروه پنج و همچنین پیوند قوی نیتروژن با عناصر گروه سه باعث ایجاد خواص جالبی در پیوندهای نیتروژن با عناصر گروه سه شده است بطوریکه ترکیبات گروه سوم با نیتروژن نام مستقلى یعنی ترکیبات نیتروژن دار یا تری نیترايدها (III-Nitrides) بخود گرفته است و بدلیل اهمیت فوق العاده ویژه این گروه از مواد نیم رسانا و کاربردهای گسترده آنها هم اکنون گروه های تحقیقاتی بسیاری در سراسر دنیا بر روی این گروه از مواد نیم رسانا و بویژه ساختارهای کوانتمی آنها مشغول به تحقیق و کار می باشند. III-N ها بخاطر گاف انرژی پهن و Bond Strength قوی قابلیت استفاده در قطعات نور گسیل که نورهای بنفش و آبی و سبز تولید می کنند را حتی در دماهای بالا دارند. InN و AlN می توانند با GaN ترکیب شوند و با تنظیم مقادیر آنها می توان اندازه گاف انرژی و در نتیجه طول موج خروجی را تنظیم کرد.

۲-۱: خواص نیم رساناهای نیتروژن دار:

اغلب خواص اپتیکی ساختارهای نیتروژن دار به میدان الکتریکی داخلی بستگی دارد [۶]. میدان الکتریکی نیز به روش رشد، آرایش، میدان های تنشی و عرض چاه در ساختارهای چاه کوانتمی بستگی دارد. بنابراین شناخت این کمیت ها برای درک نحوه کارکرد ساختارهای نیتروژن دار الزامی است. از طرفی به دلیل گستردگی گاف انرژی نیم رساناهای نیتروژن دار ($6/2 \text{ eV} - 0/7 \text{ eV}$) که از ناحیه مادون قرمز تا ماورای بنفش را شامل می گردد، این مواد کاندیداهای بسیار خوبی برای ساخت قطعات اپتو الکترونیکی از جمله دیودهای لیزری و دیودهای نوری می باشند. کاربرد گسترده دیودهای نوری و لیزری به ویژه در ناحیه آبی، بنفش و ماورای بنفش در تکنولوژی کامپیوتر و ارتباطات ضرورت

نکته دیگر در مورد GaN اینکه ثابت شبکه آن نیز تابعی از شرایط رشد، چگالی ناخالصی و نسبت مواد واکنش دهنده است [۱۲]. در واقع ثابت شبکه GaN که در شرایط دمایی بالایی رشد داده شده است، بزرگتر است. از طرفی با افزایش آرایش Zn و Mg تغییراتی در ثابت شبکه روی می دهد.

۲-۱-۲: AIN

AIN خواص مکانیکی و الکترونیکی جالبی از جمله رسانندگی گرمایی بالا و مقاومت در برابر دماهای بالا و ترکیبات شیمیایی اسیدی حتی در نمونه های غیر بلوری دارد. از دیگر خواص AIN می توان به تناسب دمایی قابل قبول با Si و GaAs اشاره کرد. بدلیل اینکه پس از اتمام مراحل رشد باید تمام نمونه را سرد کنیم اگر مواد استفاده شده در نمونه دارای ضریب انبساط گرمایی نزدیکی نباشند آنگاه نمونه مزبور دارای مقداری تنش یا کشش خواهد شد.

از دیگر خصوصیات AIN می توان به گاف انرژی بزرگ آن اشاره کرد که حتی در بعضی مواقع از آن به عنوان عایق در وسایل نیم رسانا استفاده می گردد. از طرفی بعلت توانایی در ترکیب با GaN و ایجاد AlGaIn که منتهی به ساخت قطعات الکترونیکی و اپتوالکترونیکی بر پایه ساختار چاه کوانتومی GaN/AlGaIn می شود، مورد توجه محققین قرار گرفته است. قطعات مذکور قابلیت ایجاد امواج از طول موج سبز تا ناحیه ماوراء بنفش را دارند.

از خصوصیات مکانیکی AIN می توان به دمای ذوب بسیار بالای (۲۰۰۰ °C) آن اشاره کرد که آنرا جزء دسته سرامیک های سخت قرار داده است. از طرفی ساختار فونون ها در AIN نیز موضوع تحقیق تعداد زیادی از پژوهشگران است. طیف فونونی AIN دارای ۱۲ شاخه است که سه شاخه مربوط به فونون اکوستیکی و نه شاخه مربوط به فونون اپتیکی می باشد.

در مورد خواص الکتریکی AIN می توان گفت که بخاطر چگالی کم حامل ها و نقایص ساختاری موضعی عمیق و سطح انرژی ناخالصی مشخصات الکتریکی AIN معمولاً به اندازه گیری مقاومت محدود می گردد.

یکی از مشکلات AIN تمایل شدید به ترکیب با اکسیژن است. اندازه گیری های اخیر نشان داده است که ورود اکسیژن به ساختار بلوری AIN باعث ایجاد خطاهایی در گاف انرژی و ثابت شبکه بلوری

خواهد شد. در هر صورت حذف اکسیژن از بلور AlN تقریباً غیر ممکن است و به خاطر همین موضوع معمولاً یکی از مشخصات آن که پس از ساخت عنوان می گردد، درصد اکسیژن در بلور رشد یافته است. در حال حاضر AlN های تجاری دارای ۱ تا ۱/۵ درصد اکسیژن هستند. *Youngman* و *Harris* [۱۳] اخیراً به مطالعه فتولومینسانس و کاتدولومینسانس AlN پرداخته اند و مشاهده کردند که پهنای پیک مشاهده شده بطور مستقیم با درصد اکسیژن موجود در AlN رابطه دارد.

InN: ۳-۱-۲

InN به اندازه GaN و AlN مورد توجه پژوهشگران قرار نگرفته است. مشکلات رشد بلورهای با کیفیت بالا را می توان یکی از بنیادی ترین دلایل برای عدم توجه به InN دانست. چون گاف انرژی InN در ناحیه ای از طیف الکترومغناطیسی قرار دارد که بخوبی توسط مواد دیگر که کاملاً شناخته شده اند، پوشش داده می شود، نیازی به رفع مشکلات موجود بوسیله InN احساس نشده است بگونه ای که ترکیباتی مثل AlGaAs و Zn(Ga,Al)AsP دارای گاف انرژی (۱/۸۹ eV) خیلی نزدیک با InN هستند^۱. بهمین دلیل استفاده از InN بصورت ترکیباتی با دیگر مواد نیتروژن دار مثل GaN و AlN رایجتر است. از طرفی بخاطر پایداری بسیار کم InN نمی توان از روش های رشدی که به دمای بالا نیاز دارند، مثل فرآیند رشد CVD استفاده کرد. در واقع InN در دماهای بالا (در حدود ۶۰۰ °C) بسرعت حل می شود. تفاوت شعاع اتمی In و N نیز از دیگر مواردی است که منجر به ایجاد مشکلات در رشد InN می شود و کیفیت نمونه رشد داده شده را کاهش می دهد. با وجود تمام این مشکلات در رشد InN بعضی نتایج با کیفیت بالا گزارش شده است [۱۴]. ولی بهرحال اطلاعات ما در مورد InN بسیار کمتر از دو ماده دیگر یعنی GaN و AlN است.

در مورد خواص مکانیکی و گرمایی InN می توان گفت که InN دارای دوازده مد فونونی است که به سه مد اکوستیکی و نه مد اپتیکی تقسیم می گردند. ضریب انبساط گرمایی آن نیز در پنج دمای متفاوت از ۱۹۰ تا ۵۶۰ کلوین اندازه گیری شده است [۱۵] و نشان داده شده است که در هر دو راستای عمودی و موازی محور c، این ضرائب با افزایش دما، افزایش می یابد.

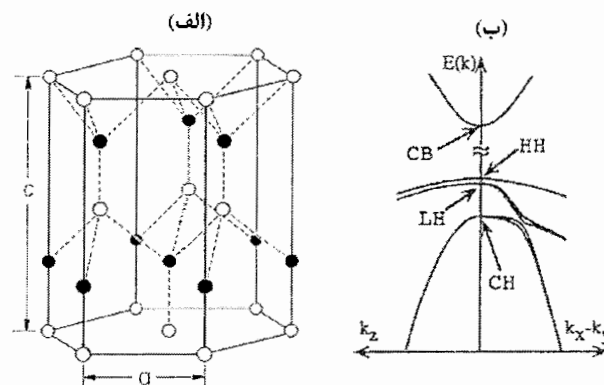
^۱ اخیراً اندازه گیری های گاف انرژی InN مقادیری در حدود ۰/۷ تا ۰/۹ را نشان داده است [۷].

همانطور که گفته شد بخاطر تفاوت شعاع اتمی N و In بطور کم و بیش محل نیتروژن ها در ساختار In تهی می ماند و در نتیجه باعث ایجاد حامل در ساختار بلوری InN می گردد و تحرک پذیری الکترون را در این ساختار تا $3000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ در دمای اتاق بالا می برد [۱۶].

در مورد خواص اپتیکی InN گروههای زیادی اندازه گیری انجام داده اند. در مورد گاف انرژی InN گزارش های متعددی از 0.7 [eV] تا 2 الکترون ولت صورت گرفته است و هنوز گاف انرژی دقیقی برای آن متصور نیست، هرچند که اخیراً اکثر نتایج گاف انرژی InN را کمتر از یک الکترون ولت نشان می دهد.

۲-۲: ساختار بلوری نیم رساناهای نیتروژن دار:

نیم رساناهای نیتروژن دارها (AlN, GaN, InN) در ساختار ورتسایت^۱، در مقایسه با ساختار مکعبی سولفیدروی^۲ بهتر و پایدارتر رشد می کنند. ساختار مکعبی GaN شبه پایدار است و معمولاً در رشد روی لایه های مکعبی مثل GaAs کاربرد دارد. معمولاً ساختار مکعبی در مورد خواص الکتریکی مزایای خوبی دارد در حالیکه در کاربردهای اپتوالکترونیکی ساختارهای ورتسایت ترجیح داده می شوند.



شکل (۱-۲): (الف) ساختار ورتسایت. (ب) طرحواره ای از ساختار نواری GaN ورتسایت در راستای k_z و در صفحه k_x-k_y نزدیک نقطه Γ

همانطور که در شکل (۱-۲-الف) می بینید ساختار ورتسایت از دو hcp فرورفته در یکدیگر ساخته شده است. ثابت شبکه این ساختارها در جدول (۱-۲) برای نیترایدها آورده شده است [۱۷].

^۱Wurtzite
^۲Zinblende

جدول (۲-۱): ثابت شبکه نیترایدها در ساختار ورتسایت در دمای اتاق

	InN	GaN	AlN
a [Å]	۳/۵۴۰±۰/۰۰۸	۳/۱۸۹۲±۰/۰۰۰۹	۳/۱۱۰±۰/۰۰۲
c [Å]	۵/۸±۰/۱	۵/۱۸۵۰±۰/۰۰۰۵	۴/۹۷۸±۰/۰۰۲

نیم رساناهای نیتروژن دار (III-Nitrides) دارای گاف انرژی مستقیم در مرکز منطقه بریلوئن (Γ Point) است. گاف انرژی نیم رساناهای نیتروژن دار در ساختار ورتسایت در دمای ۵K و دمای اتاق در جدول (۲-۲) آورده شده است [۱۸].

خواص الکتریکی و اپتیکی نیم رساناهای نیتروژن دار، وابستگی شدیدی به مقدار k حول وحوش ماکزیمم نوار انرژی دارند. شکل (۲-۱-ب) ساختار شماتیک نواری را نزدیک Γ Point در GaN ورتسایت نشان می دهد.

جدول (۲-۲): گاف انرژی نیترایدها در ساختار ورتسایت در دمای ۵ کلوین و دمای اتاق

	InN	GaN	AlN
$E_g(\Delta K)$ [eV]	۰/۷- ۱/۹ ^۱	۳/۵۰	۶/۲۸
$E_g(300K)$ [eV]	۰/۷- ۱/۸۹	۳/۴۴	۶/۲۰

عدم تقارن ساختار ورتسایت روی ساختار نواری به خصوص در نوار ظرفیت تاثیر می گذارد. نوار ظرفیت در نیم رساناهای شش وجهی به سه زیر تراز مطابق شکل (۲-۱-ب) تقسیم می شود.

^۱ گاف انرژی InN در بازه ای بین ۰/۷eV تا ۱/۹eV گزارش شده است. با این حال مقادیر کمتر از یک الکترون ولت که توسط Amano و همکارانش گزارش شده است، موثق تر است.

۲-۳: تحولات ساخت GaN

اولین تجزیه و تحلیل های مربوط به GaN توسط *Hahn* و *Juza* [۱۹] در سال ۱۹۳۸ انجام شد. این کار با عبور دادن آمونیم از روی گالیم داغ انجام شد. *Grimmeiss* و همکارانش روش مشابهی را برای کریستال های کوچک GaN در سال ۱۹۵۹ بکار گرفتند [۲۰]. آنها طیف فتولومینسانس این بلورهای کوچک را نیز اندازه گیری کردند.

Tietjen و *Maruska* در سال ۱۹۶۹ یک لایه بزرگ GaN را روی Sapphire رشد دادند. آنها از روش رانشستی بخار شیمیایی استفاده کردند [۲۱]. تا سال ۱۹۷۰ کیفیت GaN های رشد داده شده خوب نبود و اندازه گیری های اپتیکی و الکتریکی قابل تکرار و تایید نبود و همین مسئله باعث توقف در فرآیندهای تحقیقاتی شده بود.

اولین رشد باکیفیت خوب توسط *Yoshida* و همکارانش انجام شد [۲۲]. آنها اولین کسانی بودند که از روش رشد دو مرحله ای استفاده کردند. آنها در سال ۱۹۸۳ نشان دادند که اگر یک لایه بافر AlN بین GaN و زیر لایه Sapphire قرار گیرد، کیفیت لایه ها بسیار بهتر می شود. این روش دو مرحله ای توسط *Akasaki* و *Amano* و همکارانشان در سالهای ۱۹۸۸ و ۱۹۸۹ بهبود یافت [۲۳].

تا اوایل دهه ۱۹۹۰ سرعت دانش و تجربیات حاصله در فرآیند طراحی و تولید قطعات قرار گرفت. *Akasaki* و همکارانش اولین دیود نوری که از پیوند p-n گالیم نیتراید^۱ در آن استفاده شده بود را در سال ۱۹۸۹ ساختند [۲۴]. *Nakamura* و همکارانش در آزمایشگاه *Nichia* توانستند در اواسط دهه ۱۹۹۰ LED های سبز و آبی را به تولید تجاری برسانند [۲۵]. لیزر تزریقی برای اولین بار در سال ۱۹۹۵ توسط *Akasaki* و همکارانش طراحی شد [۲۶]. *Nakamura* در سال ۱۹۹۶ از دیودهای لیزری که باعث افزایش کارایی لیزرها میشد، خبر داد.

Akasaki و همکارانش دیود لیزری با طول موج ۳۷۶ nm را در سال ۱۹۹۶ تولید کردند. این کوتاهترین طول موج لیزری بود که ساخته شده بود. در سال ۱۹۹۸ *Nakamura* لیزر پیوسته (CW) در دمای اتاق با طول موج ۴۰۰۰ nm با بیشتر از ۶۰۰۰ ساعت کار مفید طراحی کرد [۲۷].

^۱ p-n Junction GaN LED

FET های برپایه GaN نیز در همین دهه یعنی در سال ۱۹۹۳ ساخته شد [۲۸]. این FET ها هم روی لایه Sapphire و هم SiC رشد داده شد. SiC رسانایی گرمایی بیشتری دارد و FET های رشد داده شده روی زیر لایه SiC کارایی بهتری را نشان می داد.

۲-۳-۱: مشخصات رشد لایه نشانی:

برای رشد بلورهای نیتروژن دار بخاطر نقطه ذوب بالا، نمی توان از روش ذوب استفاده کرد. رشد بلور GaN از محلول گالیم نیاز به دمایی در حدود ۱۴۰۰ تا ۱۵۰۰ درجه سلسیوس دارد و باید فشار بخار نیتروژن تا ۱۰ کیلو بار بالا رود [۲۹]. به این ترتیب رشد تک بلور کپه ای GaN محدودیتی تا چند میلیمتر دارد و بنابراین معمولاً از تکنیک رشد روی زیر لایه استفاده می شود. از بین تمام زیر لایه هایی مثل Si و ELOG و GaAs و $MgAl_2O_4$ و ZnO [۳۰] دو زیر لایه (Al_2O_3) Sapphire و $6H-SiC$ دارای اهمیت بیشتری هستند. بخاطر کیفیت خوب و دسترسی آسان و نیز قیمت مناسب در اغلب لایه نشانی ها استفاده می شود. Sapphire یک بلور شفاف و پایدار در دماهای بالاست و همچنین تکنولوژی رشد نیترایدها روی Sapphire بحد کافی رشد یافته است.

راستای کریستالی Sapphire و GaN (رشد در جهت صفحه c [۰۰۰۱]) موازی است اما سلول واحد GaN باندازه ۳۰ درجه حول محور c برای همراستا شدن با محور سلول واحد Sapphire می چرخد [۳۲، ۳۱]. لازم بذکر است که اختلاف ثابت شبکه GaN با Sapphire در حدود ۱۵ درصد است. این درحالیست که این اختلاف در مورد سیلیکون کارباید چیزی در حدود ۴ درصد است.

سیلیکون کارباید (SiC) نیز بخاطر بعضی خواص از جمله اختلاف کم ثابت شبکه با GaN (در حدود ۴ درصد) و رسانندگی گرمایی و نیز سهولت افزودن آلایش نوع n و p نسبت به Sapphire دارای برتری است. از طرفی سیلیکون کارباید براحتی قابل تقسیم است و برخلاف Sapphire یک بلور قطبی است و قطبش سطحی آن روی رشد لایه نشانی اثر می گذارد. کیفیت GaN رشد داده شده در جهت صفحه c و نیز صفحه a [1120] و صفحه r [1102] نیز قبلاً مورد مطالعه قرار گرفته است [۳۳].

لایه های نازک نیتراید از طریق روش های مختلف لایه نشانی از جمله روش برآراستی باریکه مولکولی (MBE)^۱ و رسوب گذاری بخارشیمیایی ترکیبات آلی فلزی (MOCVD)^۲ قابل رشد هستند ولی روش MOCVD از لحاظ اقتصادی نسبت به روش MBE برتری محسوسی دارد و مطالعات زیادی در جهت بهبود کیفیت بلور رشد داده شده در این روش در حال انجام است و معمولاً نتایج حاصل از روش MOCVD برای نشان دادن دقت و کیفیت با نتایج حاصل از روش MBE مقایسه می گردد. تمام نمونه های مورد آزمایش در این پایان نامه با روش MOCVD رشد پیدا کرده اند. در روش MOCVD از تری متیل یا تری اتیل گالیم، آلومینیوم و ایندیوم برای انتقال عناصر گروه III و از آمونیم (Ammonia) بعنوان منبع نیتروژن استفاده می گردد.

بطور کلی، دمای رشد بالا (بالای ۱۰۰۰ درجه سلسیوس) و نسبت بالای N/III (بالای ۱۰۰۰) و جریان گاز زیادی برای رشد GaN نیاز است [۳۴]. بخاطر تفاوت در ضریب گرمایی GaN با زیرلایه، تنش (Strain) گرمایی در هنگام سرد کردن نمونه ایجاد می شود. هرچه ضخامت لایه را افزایش دهیم، تنش گرمایی GaN کاهش می یابد.

در نمونه های موجود در این پایان نامه از آلیاژهای سه تایی AlGaIn نیز استفاده شده است اما رشد آلیاژهای سه تایی نیتروژن دار با روش MOCVD دارای پیچیدگی بیشتری از رشد GaN است. با توجه به اینکه موضوع اصلی این پایان نامه مطالعه اپتیکی ترکیب GaN/AlGaIn می باشد ما در اینجا بطور مبسوط وارد جزئیات رشد این نمونه ها نمی شویم.

۲-۳-۲: Modulation Doping :

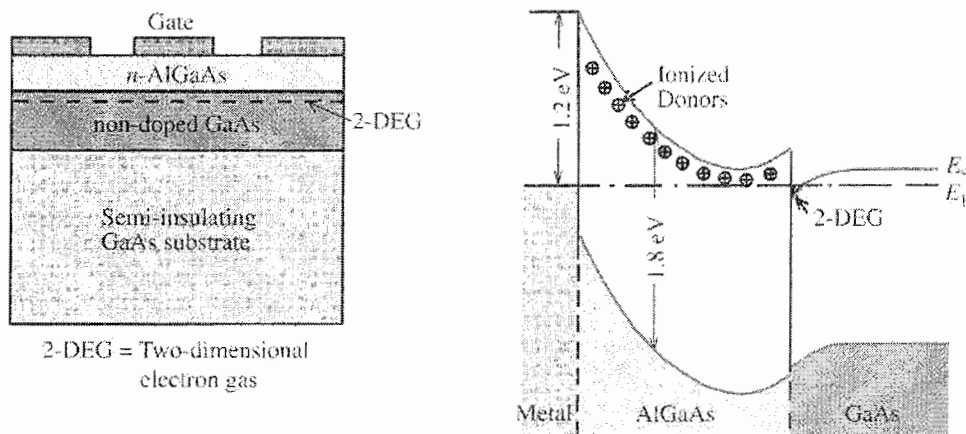
با بررسی دمایی تحرک پذیری^۳ نمونه های GaAs آلاینش یافته با سیلیسیوم، این نتیجه حاصل شده است که بخاطر مسئله پراکندگی با ناخالصی های یونیزه شده میزان تحرک پذیری کمی حتی در دماهای پایین وجود دارد [۳۵]. برای مقابله با این محدودیت Esaki و همکارانش در سال ۱۹۶۹ مسئله استفاده از تکنیک modulation doping را پیشنهاد کردند [۳۶]. Dingle و همکارانش از این

^۱ Molecular beam epitaxy

^۲ Metal Organic Chemical Vapor Deposition

^۳ Mobility

تکنیک در ابرشیکه های GaAs/AlGaAs استفاده کردند [۳۷]. اساس تئوری modulation doping در شکل (۲-۲) نشان داده شده است.



شکل (۲-۲): نحوه لایه نشانی و نیز ساختار نواری ساختار ناهمگون GaAs و AlGaAs آلاینش یافته با حامل نوع n E_c و E_f بترتیب انرژی نوار رسانش و انرژی فرمی هستند. گاز الکترونی دو بعدی نیز نشان داده شده است.

دو ماده با گاف انرژی مشخص ولی متفاوت در کنار یکدیگر رشد داده شده است در حالیکه فقط ماده با گاف انرژی بزرگتر آلاینده می گردد. وقتی ماده با گاف انرژی بزرگتر (AlGaAs) با دهنده های کم عمق^۱ مثل سیلیسیوم آلاینش یابد، سطح فرمی از وسط گاف انرژی AlGaAs به سمت سطح انرژی دهنده ها می رود. برای ثابت ماندن سطح فرمی بین دو ماده، الکترون ها از سد AlGaAs به طرف چاه GaAs سرازیر می شوند. با این کار بدلیل عدم حضور یون های سیلیسیوم درون چاه از مسئله پراکندگی جلوگیری شده است در حالیکه الکترون ها را درون چاه برای انجام بازترکیب های مورد نظر به دام انداخته ایم. مسئله دیگری که با این تکنیک ایجاد می شود، انحنا در نوار انرژی^۲ در محل تماس دو ماده است. در این محل نوار رسانش در زیر سطح فرمی قرار می گیرد و باعث ایجاد گاز الکترونی دوبعدی^۳ می گردد. در این پایان نامه تمام نمونه ها با این روش آلاینش یافته اند و با افزایش چگالی آلاینش سیلیسیوم در سد می توان چگالی حامل های آزاد را در چاه افزایش داد و به این ترتیب مکانیزم بازترکیب از حالت اکسیتونی در آلاینش های کم به سمت بازترکیب حامل های

^۱ Shallow donors

^۲ Band bending

^۳ Two Dimensional Electron Gas (2-DEG)

آزاد و جایگزیده تغییر می یابد که در فصل آخر بطور مفصل راجع به این موضوع بحث و بررسی انجام خواهد شد.

فصل ۳:

نانوساختارهای کوانتومی نیم رسانا

- ساختارهای ناهمگون
- محاسبه **Band Offset**
- حضور میدان های قطبشی داخلی و اثر آنها بر بازترکیب نوری
- بازترکیب نوری نیم رساناها

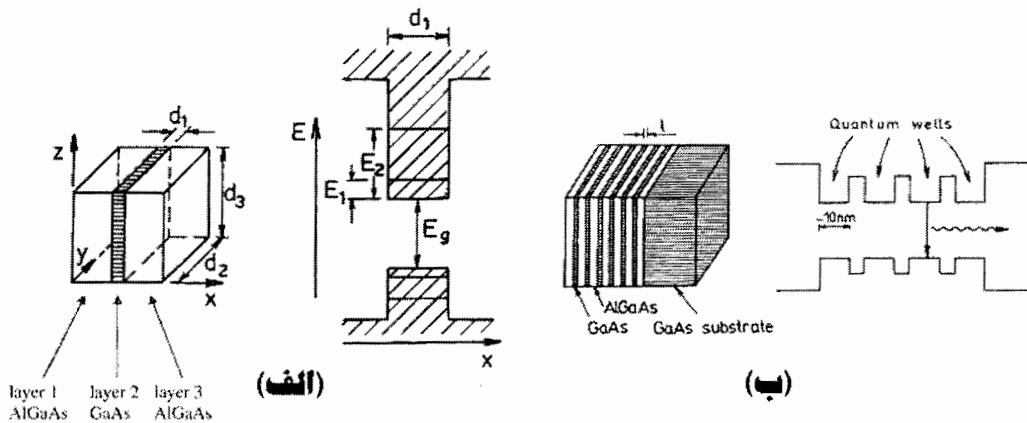
بمنظور افزایش همپوشانی توابع موج الکترون و حفره در مواد نیم رسانا، جهت افزایش احتمال بازترکیب آنها و در نتیجه افزایش راندمان نوری در بازترکیب های تابشی، می توانیم الکترون و حفره را در فضای حقیقی محدود کنیم. این محدودیت باید قابل قیاس با گستردگی توابع موج الکترون و حفره یعنی در حدود نانومتر باشد. به همین منظور ساختارهای کوانتومی مواد نیم رسانا مانند چاه ها و نقاط کوانتومی پا به عرصه وجود نهادند.

۳-۱: ساختارهای ناهمگون^۱!

با ساندویچ کردن یک لایه نیم رسانای A بین دو لایه از نیم رسانای B با وجود این شرط که گاف انرژی A کمتر از B باشد می توان الکترون یا حفره را داخل لایه A محدود کرد. به این ترتیب یک چاه کوانتومی^۲ ساخته می شود. با تکرار این ساختار بصورت B/A/B/A/B/A/B به ساختارچاههای کوانتومی چندگانه دست می یابیم. جهت عمود بر لایه ها را بعنوان جهت z در نظر می گیریم. بدین ترتیب با توجه به شکل (۳-۱) وقتی الکترون ها در ناحیه GaAs (ماده با گاف انرژی کوچکتر) باشند برای خروج از این ناحیه باید به اندازه ارتفاع چاه، انرژی دریافت کنند. همین مسئله برای حفره ها نیز در نوار ظرفیت GaAs برقرار است. به این ترتیب حامل ها فقط در راستای عمود بر محور Z آزادی حرکت دارند و ساختار چاه کوانتومی AlGaAs/GaAs ایجاد می گردد. با ایجاد محدودیت در راستاهای x و y نیز می توان به ساختارهای یک بعدی و صفر بعدی دست یافت که آنها را بترتیب سیم کوانتومی^۳ و نقطه کوانتومی^۴ می نامند. در حال حاضر با پیشرفت روش های رشد و

^۱ Heterostructure
^۲ Quantum Well
^۳ Quantum Wire
^۴ Quantum Dot

ساخت لیزرهایی که در آنها از ایده نقاط کوانتومی استفاده شده است می توان به قطعاتی با بازده بالا و جریان آستانه پایین دست یافت.



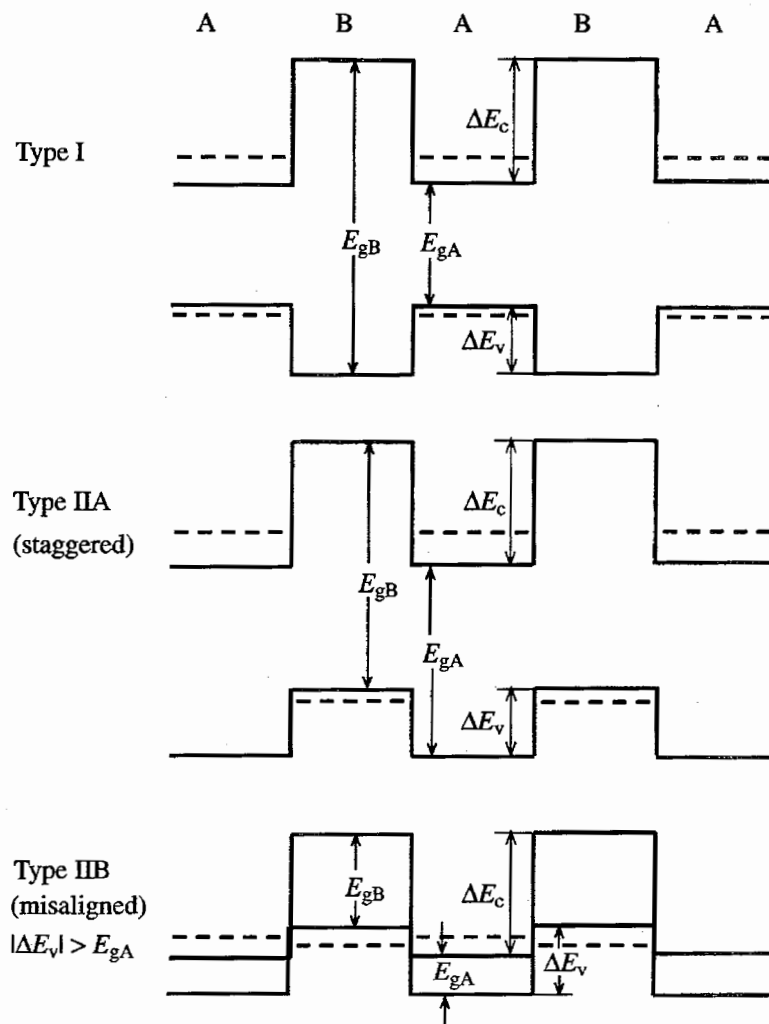
شکل (۱-۳): مثال هایی از ساختارهای ناهمگون GaAs/AlGaAs. (الف) - چاه کوانتومی (ب) - ابرشبکه. نمودار انرژی ساختارهای فوق نیز نشان داده شده است. (<http://photon-x.net>)

برای مطالعه نحوه کارکرد چاه های کوانتومی نیاز به دانستن پهنا و ارتفاع چاه داریم. ضخامت لایه رشد داده شده، تعیین کننده پهنای چاه است در حالیکه برای مشخص شدن ارتفاع چاه، نیاز به محاسبه اختلاف گاف انرژی موادی داریم که چاه و سد را تشکیل داده اند^۱. قسمتی از این اختلاف مربوط به نوار رسانش و دیگری مربوط به نوار ظرفیت می باشد. از طرفی در صورت عدم حضور میدان های قطبشی داخلی، تقریب چاه مربعی برای ساختارهای چاه کوانتومی صحیح است در حالی که بدلیل حضور میدان های قطبشی داخلی، در ساختارهایی از قبیل چاههای کوانتومی GaN/AlGaN باید از تقریب چاه مثلثی استفاده کرد. بنابراین محاسبه میدان های موجود در نمونه نیز از نکاتی است که باید در نظر گرفته شود.

با افزایش رویکرد استفاده از چاه های کوانتومی در ساختارهای الکترونیکی و اپتوالکترونیکی با توجه به نحوه ایجاد محدودیت برای الکترون و حفره ، آنها را دسته بندی کرده اند. این دسته بندی به صورت شماتیک در شکل (۲-۳) نشان داده شده است.

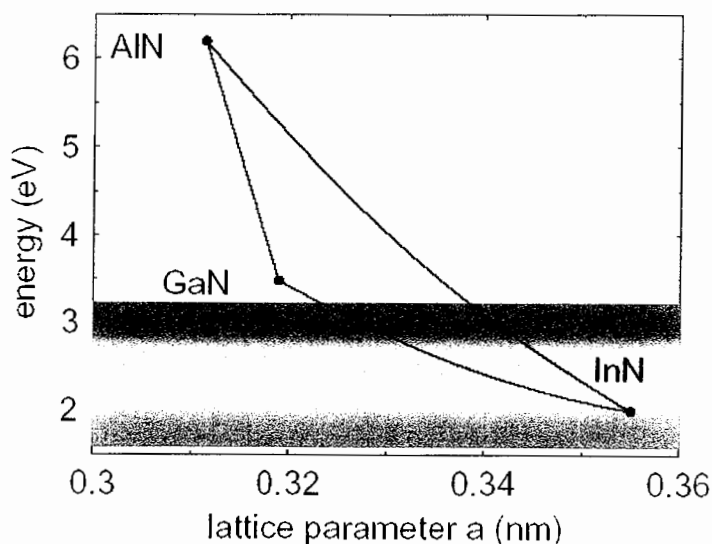
^۱Band Offset

در چاه های کوانتومی نوع I هم الکترون و هم حفره در چاه پتانسیل مربوط به یک لایه بدام می افتند. هنگامی که الکترون در یک لایه و حفره در لایه دیگر محدود شوند، چاه کوانتومی نوع IIA تشکیل می شود. از خواص این دسته گاف انرژی غیر مستقیم آنهاست. اما اگر انرژی الکترون و حفره های محدود شده که در دو لایه متفاوت قرار گرفته اند خیلی به هم نزدیک شود چاه نوع IIB خواهیم داشت. در بعضی مواقع هیچ فاصله ای بین لبه انرژی الکترون و حفره وجود ندارد.



شکل (۲-۳): طرحواره ای از دسته بندی محدودیت کوانتومی الکترون و حفره در چاه های کوانتومی و ابرشبهه ها.

با رشد موفقیت آمیز دو لایه کریستال نیم رسانا روی یکدیگر می توان یک ساختار ناهمگون ساخت. اغلب قطعات نیم رسانا را بدون در نظر گرفتن اینگونه ساختارها نمی توان طراحی کرد. بخاطر تفاوت در اندازه گاف انرژی، وقتی یک ماده با گاف انرژی کوچک را بین ماده ای با گاف انرژی بزرگتر ساندویچ کنیم عملاً الکترون های لایه میانی برای رفتن به نواحی مجاور، احتیاج به دریافت انرژی دارند و این دقیقاً همان معنی ایجاد چاه پتانسیل است. بعنوان مثال از ساندویچ کردن GaN بین AlGaIn ساختار چاه کوانتومی GaN/AlGaIn ساخته می شود که در این ساختار GaN را چاه و AlGaIn را سد می نامیم. از دیگر ساختارهای چاه کوانتومی می توان به InGaIn/GaN اشاره کرد. با تغییر درصد Al یا In در ترکیبات سه تایی می توان به کنترل اندازه گاف انرژی و یا در حقیقت عمق چاه پرداخت. همانطور که در شکل (۳-۳) می بینید، گاف انرژی ترکیبات سه تایی خارج از ناحیه مرئی قرار دارد و برای آشکارسازهای ماورای بنفش کاربرد دارد. همچنین با افزایش مقدار In در ترکیبات InGaIn می توان به ساخت قطعاتی در ناحیه مرئی و مادون قرمز اقدام کرد.



شکل (۳-۳): گاف انرژی ترکیبات نیتروژندار در ساختار ورتسایت برحسب ثابت شبکه. ناحیه سایه دار ناحیه مرئی را نشان می دهد.

ثابت های شبکه دو لایه که بر روی یکدیگر رشد داده می شوند باید با یکدیگر انطباق یابند و در صورت وجود هرگونه اختلاف در اندازه ثابت شبکه برای ایجاد هماهنگی مجبورند مقداری کشش یا

تنش را تحمل کنند. این مسئله که تحت عنوان *misfit strain* بیان می شود بدلیل ایجاد میدان های قطبشی در نیم رساناهای نیتروژن دار از اهمیت قابل ملاحظه ای برخوردار است.

۲-۳: محاسبه Band Offset

تعیین اختلاف گاف انرژی دو لایه که رویهم رشد داده شده اند و نیز اینکه چه مقدار از این اختلاف سهم نوار رسانش و چه مقدار سهم نوار ظرفیت است تحت عنوان تعیین *band offset* از مفاهیم اساسی در طراحی قطعات مختلف الکترونیکی و اپتوالکترونیکی است. دانستن *band offset* برای تشخیص درجه محدودیت حامل های بار در ساختارهای چاه کوانتومی و نیز نقاط کوانتومی الزامی است. *Band offset* مربوط به III-N ها توسط چندین گروه محاسبه و اندازه گیری شده است [۳۸-۴۰]. این مقادیر در جدول (۳-۱) آورده شده است.

جدول (۳-۱): مقادیر (الف) آزمایشگاهی با روش XPS و (ب) تئوری با روش تابع چگالی شبه پتانسیل و LAPW برای نسبت نوار رسانش به نوار ظرفیت برای چند ساختار مختلف

InN/AlN	GaN/AlN	InN/GaN	
۶۰:۴۰	۷۵:۲۵	۳۰:۷۰	Martin et al. (الف)
۷۵:۲۵	۷۰:۳۰	۸۳:۱۷	Wei et al (ب)

همانطور که می بینید بجز InN/GaN نتایج تئوری و آزمایشگاهی توافق خوبی را نشان می دهند. A/B نشان دهنده اینست که لایه A روی لایه B رشد یافته است. *Band offset* مربوط به A/B با مقدار مربوط به B/A متفاوت است.

در این پایان نامه در نوساختارهای چاه کوانتومی GaN/AlGaIn از ۷ درصد آلومینیوم در لایه سد AlGaIn استفاده شده است. بنابراین می توان از قانون وگارد به گاف انرژی $Al_{0.07}Ga_{0.93}N$ در دمای ۲ کلوین دست یافت و با در نظر گرفتن سهم الکترون و حفره از ارتفاع سد پتانسیل، می توان مقدار ارتفاع چاه یا همان Bond Offset الکترون ها و حفره ها را مطابق با محاسبه ذیل بدست آورد.

برای بدست آوردن ارتفاع چاه نوار رسانش و ظرفیت در نمونه های مورد مطالعه، باید اختلاف گاف انرژی چاه GaN و سد $Al_{0.07}Ga_{0.93}N$ را به نسبت ۶۵:۳۵ تقسیم کرد. پس از انجام محاسبات ارتفاع چاه نوار رسانش ۱۱۶ meV و در مورد نوار ظرفیت برابر ۶۲ meV بدست می آید. حال با داشتن پهنا و ارتفاع چاه می توان به حل معادله شرودینگر پرداخت.

$$E_g(Al_{0.07}Ga_{0.93}N) = xE_{g_{AlN}} + (1-x)E_{g_{GaN}} - bx(1-x) = 0.07 \times 6.28 + 0.93 \times 3.505 - 0.25 \times 0.07 \times 0.93 = 0.4396 + 3.25965 - 0.0162 = 3.68305 \text{ eV}$$

$$\Delta: E_{g_{AlGaN}} - E_{g_{GaN}} = 3.68305 - 3.505 \cong 178 \text{ meV}$$

$$\text{Valence: } \frac{35}{100} \times 178 \cong 62 \text{ meV}$$

$$\text{Conduction: } \frac{65}{100} \times 178 \cong 116 \text{ meV}$$

با حل معادله شرودینگر در مورد یک چاه کوانتومی، می توان تراز انرژی الکترون موجود در چاه را تعیین نمود. این امکان وجود دارد که بعضی از ترازهای انرژی الکترون در داخل چاه واقع نباشند. با مشخص کردن این موضوع که چاه موردنظر ما دارای چند تراز انرژی است می توان به تفسیر نتایج تجربی پرداخت. همین مسئله در مورد حفره ها نیز قابل تکرار است با این تفاوت که بعلت وجود حفره های سبک و سنگین ترازهای حفره ها دارای تبهگنی می باشند.

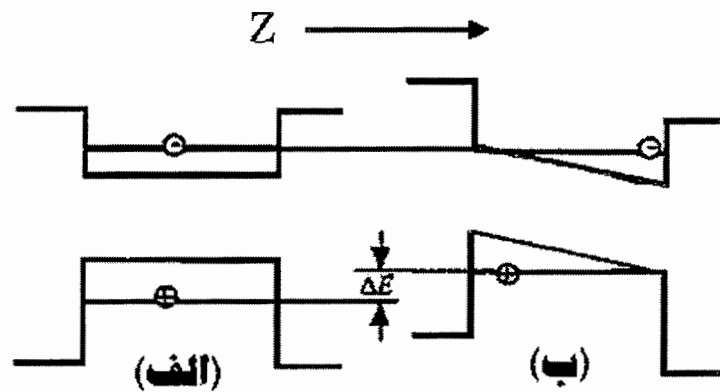
۳-۳: حضور میدان های قطبشی داخلی و اثر آنها بر باز ترکیب نوری

در ساختارهای چاه کوانتومی ورتسایت III-N که در راستای [۰۰۰۱] رشد می یابند میدان الکتریکی بزرگی مشاهده می شود. منشأ میدان های الکتریکی موجود در این ساختارها را می توان به دو عامل نسبت داد. یکی میدان پیزوالکتریک که بخاطر اختلاف ثابت شبکه میان دو لایه مجاور بوجود آمده است و دیگری میدان قطبشی خودبخودی^۱ است. در ساختارهای ورتسایت بخاطر عدم تقارن، مراکز بارهای مثبت و منفی روی یک نقطه قرار نمی گیرند و به همین دلیل حتی در ساختارهایی که هیچ اختلافی در مقدار ثابت شبکه نیز وجود ندارد میدان قطبشی خودبخودی مشاهده می شود. در حقیقت میدان خودبخودی جزء ذات ساختارهای ورتسایت است. Bernardini و همکارانش مجموع

^۱ Spontaneous Polarization Field

میدان های قطبشی (پیزوالکتریک و خودبخودی) را برای ساختارهای InN/GaN و GaN/AlN بترتیب در حدود 10 MV/cm و 15 MV/cm بیش بینی کرده اند [۴۱].

میدان های قطبشی داخلی در راستای رشد (Z) ساختار چاه کوانتومی باعث خمش نوار انرژی می شوند. بدین ترتیب الکترون ها و حفره ها از یکدیگر دور شده به سمت دیواره های مخالف چاه رانده می شوند.



شکل (۳-۴): (الف) - چاه بدون اختلال (ب) - چاه تحت تاثیر میدان قطبشی داخلی. کاهش انرژی به اندازه ΔE اثر محدودیت کوانتومی استارک نامیده می شود.

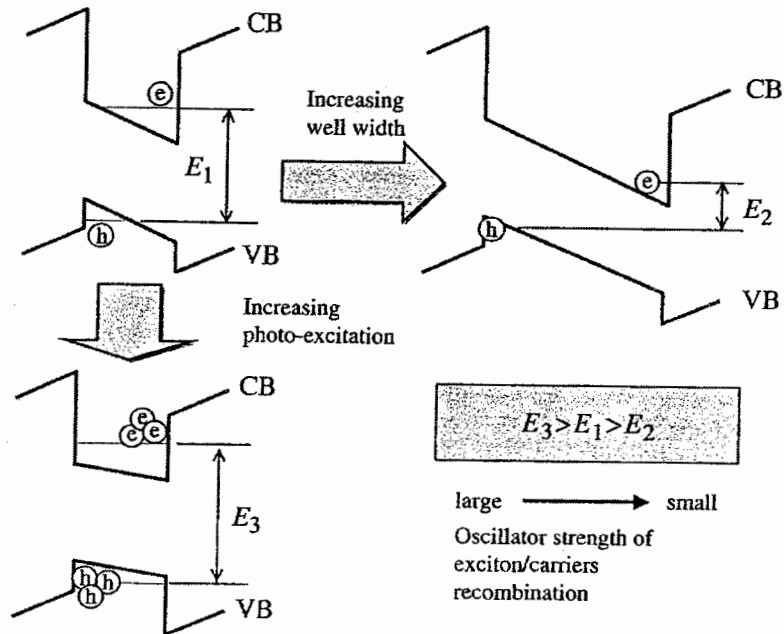
بنابراین فاصله نوار انرژی الکترون و حفره در حضور میدان، کاهش می یابد. این شیفت به سمت انرژی های کمتر که در نتایج حاصل از لومینسانس بوضوح دیده می شود تحت عنوان اثر محدودیت کوانتومی استارک (QCSE)^۱ نامیده می شود. با مایل شدن کف چاه در محاسبات تئوری دیگر استفاده از تقریب چاه مربعی محدود، پابرجا نبوده و باید چاه ها را مثلی در نظر گرفت [۴۲، ۴۳].

در ساختارهای چاه کوانتومی $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ شیفت انرژی تحت تاثیر عواملی از جمله عرض چاه و چگالی حامل ها قرار می گیرد. شکل (۳-۵) به این موضوع اشاره دارد.

با افزایش عرض چاه، اندازه انرژی گسیل شده کاهش می یابد. این مسئله علاوه بر کاهش سطح نوارهای کوانتیزه انرژی به اثر QCSE نیز مربوط می شود. اثر QCSE باعث کاهش همپوشانی توابع موج الکترون و حفره می شود و به این ترتیب احتمال باز ترکیب، کاهش می یابد زیرا همانطور که در شکل (۳-۴) می بینید با در نظر گرفتن میدان قطبشی، الکترون و حفره به سمت دیواره های

^۱Quantum Confined Stark Effect

مخالف حرکت می کنند. در چنین شرایطی کاهش زمان واهلش و شدت فتولومینسانس نیز طبیعی بنظر می رسد [۴۴].



شکل (۳-۵): کاهش انرژی گسیلی در اثر افزایش عرض چاه. افزایش انرژی در اثر استتار توسط افزایش حامل های نوری

حال می توان با وارد کردن مقادیر زیادی حامل های بار در جهت کاهش میدان قطبشی عمل کرد. در حقیقت، اثر مهم دیگری که باعث انتقال به آبی پیک انرژی فتولومینسانس می شود افزایش چگالی حامل های نوری است. این حامل ها باعث استتار میدان الکتریکی شده و در نتیجه آثار حاصل از اثر QCSE کاهش می یابد. برای بررسی این اثر می توان در شدت نور لیزر فرودی تغییراتی را ایجاد نموده و سپس اقدام به اندازه گیری شدت فتولومینسانس نمود. با مطالعه تغییرات انرژی قله طیف فتولومینسانس بر حسب تغییرات شدت نور تحریکی می توان به نحوه و میزان استتار میدان های قطبشی داخلی پی برد.

۳-۴: باز ترکیب نوری نیم رساناها

با مطالعه تابش یک پرتو الکترومغناطیس به یک نیم رسانا و مشاهده نتایج حاصل از واکنش این پرتو با عناصر تشکیل دهنده نیم رسانا، می توان به خصوصیات آن پی برد. در حقیقت دو راه برای استخراج نتایج از نمونه مورد نظر وجود دارد که عبارتند از جذب^۱ پرتو ورودی و دیگری گسیل^۲ فوتون ثانویه در فرکانس های خاص.

۳-۴-۱: انواع باز ترکیب:

همانطور که می دانید پرتوهای ورودی از فوتون هایی تشکیل شده اند که به اندازه $h\nu$ انرژی دارند که ν همان فرکانس پرتو ورودی است. حال اگر انرژی فوتون ورودی بزرگتر یا مساوی گاف انرژی نمونه مورد مطالعه باشد جذب نمونه شده و با برانگیخته کردن یک الکترون از نوار ظرفیت به نوار هدایت باعث ایجاد زوج الکترون-حفره می شود. بنابراین فرآیند نابودی فوتون که به تولید زوج الکترون-حفره می انجامد را فرآیند جذب می نامیم. حال می توان با بررسی فرکانس های جذب شده، به اندازه گیری گاف انرژی نائل آمد و یا اینکه نقاط و یا پارامترهای دیگری را که باعث جذب فوتون ورودی شده اند شناسایی کرد.

همانطور که می دانید طبیعت، همیشه تمایل دارد که در سطح حداقل انرژی قرار داشته باشد و الکترون برانگیخته توسط فوتون ورودی نیز از این قاعده مستثنی نیست. بنابراین پس از مدت کوتاهی الکترون به نوار ظرفیت بازگشته و با نابودی زوج الکترون-حفره دوباره انرژی آزاد می شود که به این عمل بازگشت الکترون به نوار ظرفیت، باز ترکیب گویند. البته لزومی ندارد که این انرژی حتماً بصورت فوتون بروز یابد و ممکن است این انرژی صرف ایجاد ارتعاش در شبکه شده و بصورت فونون تبدیل گردد. در حالت کلی تبدیل الکترون-حفره به فوتون راتحت عنوان باز ترکیب نوری^۳ و آزاد شدن انرژی الکترون و حفره بصورت های غیرتابشی مانند ایجاد ارتعاشات شبکه کریستالی (فونون ها)

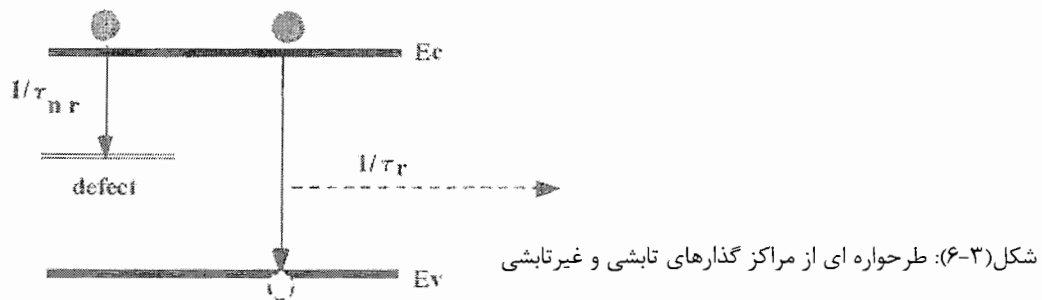
^۱ Absorption

^۲ Emission

^۳ Radiative Recombination

یا انتقال انرژی به الکترون های دیگر (الکترون اوژه^۱)، بازترکیب از طریق مراکز تله در گاف انرژی و از طریق نواقص ساختاری و غیره را بازترکیب غیرنوری^۲ گویند.

شکل (۳-۶) طرح شماتیکی از بازترکیب نوری و غیرنوری را نشان می دهد. افزایش احتمال بازترکیب تابشی و کاهش احتمال بازترکیب غیرتابشی باعث ازدیاد نور خروجی LED ها می شود. قبلاً به مکانیزم های متفاوت برای بازترکیب غیرنوری اشاره شد و در مورد بازترکیبات نوری نیز می توان به گذار باند به باند^۳، گذار اکسیتونی، حامل های آزاد، حامل های مقید و غیره اشاره کرد.



اگر تعداد الکترون و حفره های در دسترس، به ترتیب ΔN و ΔP باشد و ΔN_0 و ΔP_0 نیز معرف تعداد الکترون و حفره های اولیه باشند آنگاه تغییرات تعداد الکترون ها و حفره ها بصورت نمایی و با نیمه عمر τ (که بصورت پارامتر قابل اندازه گیری است)، با رابطه $\Delta N = \Delta N_0 \exp(-t/\tau)$ تغییر می کند. کل زمان بازترکیب شامل زمان بازترکیب های تابشی و غیرتابشی با رابطه $1/\tau = (1/\tau_r) + (1/\tau_{nr})$ بدست می آید.

میانگین بازترکیب ها بوسیله چگالی حامل های قابل دسترسی (Δn) و نیمه عمر بازترکیب تعیین می گردد و در نتیجه بازده نوری که با نسبت بازترکیب تابشی به کل بازترکیب ها مشخص می گردد را می توان بصورت زیر بدست آورد..

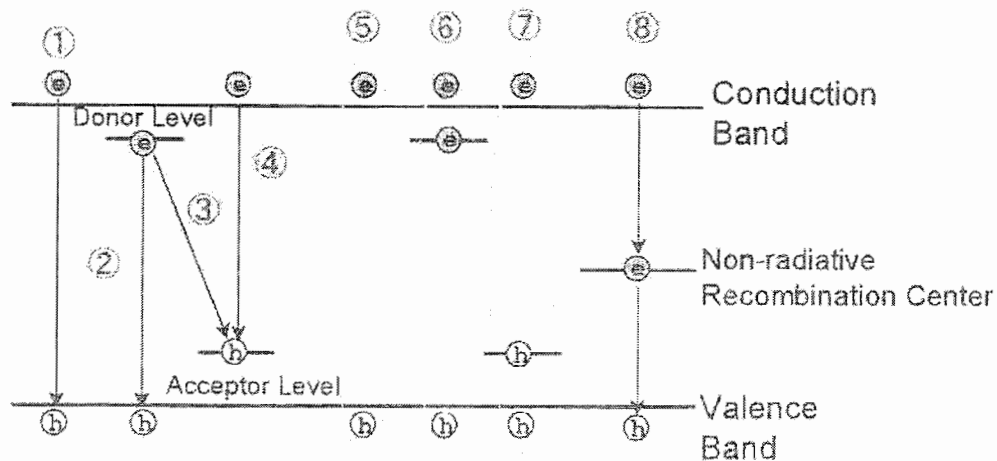
$$R_r = \frac{\Delta n}{\tau_r} \quad , \quad R_{nr} = \frac{\Delta n}{\tau_{nr}} \quad , \quad \eta_i = \frac{R_r}{R_r + R_{nr}} \Rightarrow \eta_i = \frac{1}{\frac{\tau_r}{\tau_{nr}} + 1} \quad (1-3-3)$$

^۱ Auger Recombination

^۲ Non-Radiative Recombination

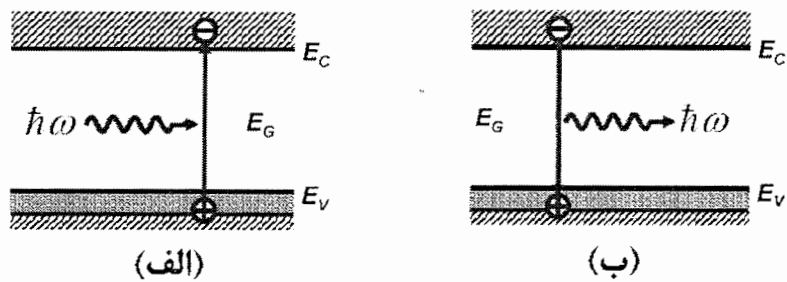
^۳ Band to Band Transition

بدین ترتیب با کوچک نگاه داشتن نسبت t_r/t_{nr} می توان بازده نوری قطعه طراحی شده را افزایش داد. بنابراین شناخت نحوه باز ترکیب های تابشی و غیرتابشی بعنوان نکته کلیدی در افزایش بازده نوری قطعه ساخته شده، محسوب می گردد. انواع فرآیندهای باز ترکیب تابشی و غیرتابشی در شکل (۷-۳) نشان داده شده است.



شکل (۷-۳): فرآیندهای باز ترکیب در نیم رساناها. (۱) گذار باند به باند، (۲) گذار مقید به آزاد، (۳) donor به acceptor، (۴) گذار آزاد به مقید، (۵) اکسیژون آزاد، (۶) اکسیژون مقید به donor خنثی، (۷) اکسیژون مقید به acceptor خنثی، (۸) باز ترکیب های غیرنوری

در این پایان نامه ما به بررسی باز ترکیب های نوری می پردازیم و شرط لازم برای داشتن باز ترکیب های نوری، در دسترس بودن حامل های بار در نمونه مورد مطالعه است. این حامل های اضافی می تواند توسط یک عامل برانگیختگی ایجاد شود و یا توسط جریان الکتریکی به سیستم تحمیل گردد و یا از راههای دیگر که با توجه به کاربرد مورد نظر می تواند طراحی گردد. از طرفی برای کاهش تعداد فونون ها اقدام به کاهش دما می کنیم و نمونه را معمولاً در دمای ۲ کلوین مورد مطالعه قرار می دهیم. گسیل انرژی معمولاً توسط الکترون و حفره های نزدیک گاف انرژی روی می دهد و مطابق یک قاعده کلی طیف گسیلی مشاهده شده، با طیف انرژی نمونه مورد مطالعه متناسب است.



شکل (۸-۳) - چگونگی انجام بازترکیب نوری (الف) - مرحله برانگیختگی. (ب) - مرحله بازترکیب نوری.

مطابق شکل (۸-۳) در صورتیکه یک نیم رسانای نوع p داشته باشیم آنگاه در طی مرحله بازترکیب با وجود تعداد زیاد حفره ها، حامل های اقلیت یعنی الکترون ها میزان سرعت بازترکیب را تعیین می کنند. اگر B_e را احتمال بازترکیب یک الکترون در طی واحد زمان در نظر بگیریم و n_e تعداد الکترون ها باشد آنگاه میانگین بازترکیب عبارتست از:

$$\frac{dn_e}{dt} = -B_e n_e \Rightarrow n_e = n_0 \exp(-B_e t) = n_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_{rad}}\right) \quad (۲-۳-۳)$$

بدین ترتیب میزان بازترکیب های نوری در طی زمان باید بصورت نمایی کاهش یابد.

اما همیشه الکترونی که در نوار رسانش است با حفره موجود در نوار ظرفیت بطور مستقیم گذار باند به باند انجام نمی دهد و ما پیک هایی را در نمودار شدت گسیلی از نمونه می بینیم که دارای انرژی کمتر از گاف انرژی هستند. در حقیقت احتمال وقوع گذار باند به باند در نمونه های مورد مطالعه ما تقریباً قابل صرف نظر کردن است. بدین ترتیب می توان حدس زد که راه های دیگری نیز برای بازترکیب الکترون و حفره وجود داشته باشد که از آن جمله می توان بازترکیب اکسیتونی را نام برد. اکسیتون در واقع الکترون و حفره ای هستند که توسط یک نیروی کولنی با یکدیگر جفت شده اند. حال اگر این نیروی کولنی که باعث تشکیل موجودی بنام اکسیتون شده را انرژی بستگی بنامیم آنگاه در هنگام بازترکیب مقداری از انرژی الکترون و حفره آزاد بجای اینکه صرف تولید فوتون با طول موج مشخص به اندازه گاف انرژی شود، صرف ایجاد اکسیتون شده و بصورت انرژی بستگی مصرف می شود و در نتیجه در طیف شدت گسیلی فقط انرژی بازترکیب اکسیتون مشاهده می شود. به عبارت دیگر انرژی گسیلی در طیف فتولومینسانس در انرژی های کمتر از گاف انرژی قرار می گیرد.

در نیم رساناهایی که GaN حضور دارد احتمال بازترکیب های اکسیتونی در برابر دیگر شیوه های بازترکیب زیاد است از اینرو در اینجا به مطالعه نحوه بازترکیب های اکسیتونی می پردازیم:

۳-۴-۲: اکسیتون ها

کمترین حالت برانگیخته شامل اکسیتون ذاتی وانیر- مات است. در این اکسیتون ها ، الکترون ها و حفره ها با نیروی کولنی با یکدیگر برهمکنش نشان می دهند. میدان از حضور ثابت دی الکتریک نیم رسانا تاثیر گرفته است. انرژی بستگی اکسیتون (با بردار موج صفر) با رابطه زیر داده می شود:

$$E_n = \frac{e^4 \mu}{2(4\pi\hbar\epsilon)^2 n^2} \quad (3-3-3)$$

که در آن μ جرم کاهش یافته زوج الکترون و حفره می باشد. انرژی بازترکیب های اکسیتونی (جذب یا گسیل) با رابطه زیر مشخص می گردد [۴۵]:

$$E = E_g - E_b \quad (4-3-3)$$

که در آن E_b همان انرژی بستگی^۱ اکسیتون در حالت پایه، یعنی انرژی لازم برای یونیزه کردن اکسیتون، در حالت $n = 1$ است. مقادیر تجربی E_b برای GaN بین ۱۸meV تا ۲۵meV تغییر می کند [۴۶].

از طرفی اکسیتون ها مایل به ماندن در نزدیک ناخالصی ها هستند. انرژی که اکسیتون را به Donor یا Acceptor مقید می کند را انرژی قید^۲ یا E_{BX} گویند.

$$\hbar\omega = E_g - E_b - E_{BX} \quad \text{بنابراین انرژی تابشی بصورت زیر می باشد:}$$

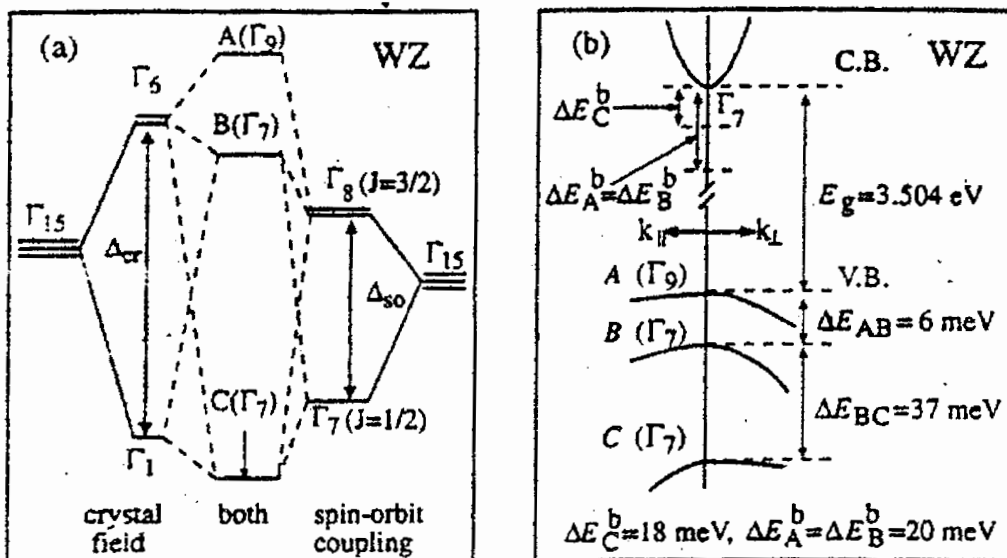
Chen و همکارانش برای GaN انرژی بستگی مربوط به اکسیتون های A و B و C را بدست آوردند [۴۷]. مقادیر انرژی بستگی اکسیتون A بین ۲۰ تا ۲۸ میلی الکترون ولت تغییر می کند. مقادیر انرژی بستگی اکسیتون های B و C نیز در چندین حالت بین ۱۸ تا ۲۳ میلی الکترون ولت گزارش شده است. *Chen* و همکارانش [۴۷] پیکی را در ۳/۴۸۴eV در ۱۰ درجه کلونین برای اکسیتون آزاد مشاهده کردند و یک پیک نیز بخاطر اکسیتون های مقید به donor های خنثی در ۳/۴۷۶eV

^۱ Binding Energy

^۲ Bounding Energy

دیده شده است. مقدار گاف انرژی GaN در دماهای پایین $3/50.4 \text{ eV}$ است. گذار بخاطر اکسیتون مقید به acceptor در $3/459 \text{ eV}$ نیز دیده می شود. بنابراین انرژی بستگی اکسیتون آزاد A برابر 20 meV است. انرژی بستگی اکسیتون مقید به donor خنثی برابر 8 meV و برای اکسیتون مقید به acceptor خنثی برابر 25 meV است. انرژی بستگی اکسیتون های آزاد و مقید بوسیله چندین گروه دیگر و با روش های متفاوت نیز توافق خوبی با این مقدار دارد [49, 48]. در ضمن مقدار 20 meV که برای اکسیتون A محاسبه شده است با مقادیر تجربی [47] توافق خوبی دارد.

گذارهای نوری در نیم رساناها به دو دسته گذارهای ذاتی و غیر ذاتی تقسیم می شوند. اکسیتون های آزاد و Phonon Replica [50] و نیز گذارهای free-to-free جزء گذارهای ذاتی هستند. اما اکسیتون های مقید شده¹ و نیز گذارهای free-to-bound و bound-bound که به مراکز ناخالصی و معایب بلور مرتبط می شوند جزء گذارهای غیر ذاتی محسوب می شوند.



شکل (۳-۹): (الف)- اثر جدایش میدان بلوری و زوج شدگی اسپین- مدار روی نوار ظرفیت نزدیک نقطه Γ در ساختار ورتسایت GaN. (ب)- مقادیر محاسبه شده نوار انرژی نزدیک نقطه Γ .

بخاطر وجود میدان های بلوری و نیز برهمکنش اسپین-مدار در ساختارهای GaN ورتسایت، همانطور که در شکل (۳-۹) مشاهده می کنید نوار ظرفیت به سه نوار Γ_9^I ، Γ_7^I بالا و Γ_7^I پایین، شکافته

¹ Bound Exciton

می شود. گذار $A \equiv \Gamma_7^C \rightarrow \Gamma_9^V$ مربوط به حفره های سنگین، گذار $B \equiv \Gamma_7^C \rightarrow \Gamma_7^V up$ مربوط به حفره های سبک و $C \equiv \Gamma_7^C \rightarrow \Gamma_7^V l\delta w$ مربوط به جداسازی اسپین-مدار است.

اکسیتون آزاد:

هنگامی که یک الکترون از نوار رسانش با یک حفره از نوار ظرفیت با یکدیگر جفت شده و قابلیت حرکت بصورت کاملاً آزاد را در فضای حقیقی نمونه مورد مطالعه دارند، می توان گفت که اکسیتون آزاد تشکیل شده است. بخاطر خنثی بودن علامت اکسیتون آزاد هیچگاه در بررسی خواص رسانندگی مورد مطالعه قرار نمی گیرد اما توسط انجام عمل باز ترکیب توانایی تولید فتولومینسانس را دارد. به همین خاطر معمولاً در مطالعات اپتیکی حائز اهمیت است.

اکسیتون های مقید:

نیم رساناها معمولاً دارای ناخالصی هایی بصورت دهنده^۱ یا پذیرنده^۲ و مراکز نقص شبکه هستند. در صورتی که اکسیتون با نیروی کولنی به این مراکز مقید شود، به آن اکسیتون مقید گویند. اکسیتون ها بصورت تئوری قابلیت مقید شدن به همه دهنده ها و پذیرنده های خنثی و یونیزه شده را دارند. اما در عمل بعضی از این حالات پایدار نیستند. در GaN اکسیتون مقید به donor خنثی بخاطر حضور دهنده ها نسبت به عوامل دیگر، بصورت پدیده غالب مشاهده می شود. در نمونه هایی که شامل پذیرنده هستند نیز اکسیتون مقید به acceptor خنثی غالب است.

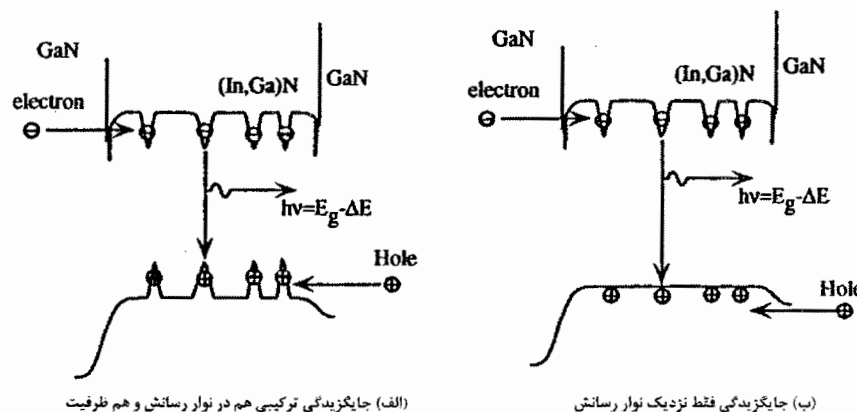
اکسیتون جایگزیده:

گرفتار شدن اکسیتون در آشفتگی های پتانسیل در فضای حقیقی به مفهوم اکسیتون جایگزیده می انجامد. حالت های جایگزیده هم برای الکترون و هم برای حفره و حتی برای هر دو بصورت همزمان روی می دهد. شعاع بوهر کوچک اکسیتون در GaN (۲۸Å) در مقایسه با مواد دیگری مثل GaAs (۱۳۰Å) مطالعه بیشتری روی اکسیتون های جایگزیده را می طلبد.

^۱ Donor
^۲ Acceptor

جایگزیدگی حفره ها در فصل مشترک GaN و AlGaN قبلاً بصورت تئوری نیز توسط Gallart پیش بینی شده است [۵۱]. انتظار می رود با افزایش دما اکسیتون از آشفتگی های پتانسیل خارج شود و بصورت اکسیتون آزاد باز ترکیب کند. با اندازه گیری مقدار انرژی گرمایی داده شده به ماده، می توان انرژی جایگزیدگی را محاسبه کرد [۵۲].

از طرفی همانطور که در شکل (۳-۱۰) مشاهده می کنید، افزایش میزان آلاینش با پر کردن ناهمواری های سطح، می تواند آشفتگی های پتانسیل را هموار کرده و از میزان باز ترکیب اکسیتون های جایگزیده بکاهد. در واقع در اینجا با افزایش آلاینش می توان باعث تغییر مکانیزم باز ترکیب شد.



شکل (۳-۱۰): نمایش جایگزیدگی در ناهمواری های سطح

۳-۴-۳: دینامیک باز ترکیب اکسیتون:

دینامیک باز ترکیب اکسیتون و طول عمر اکسیتون ها توسط *Monemar* و همکارانش بررسی شده است [۵۳]. برای بررسی رفتار اکسیتون در طی زمان از لیزر پالسی استفاده می شود. لیزر پالسی باعث برانگیختگی لحظه ای الکترون می گردد و پس از قطع عامل برانگیختگی، شدت لومینسانس کاهش می یابد. *Mach* و همکارانش رابطه ای را بصورت $I = I_0 \exp[-(t/\tau)^\beta]$ بین زمان باز ترکیب و شدت بیان کرده اند [۵۴]. که در آن β به ابعاد مراکز جایگزیدگی مربوط می شود و τ زمان واهلش رانشان می دهد. بنابراین شیب منحنی لگاریتمی شدت بر حسب زمان، زمان واهلش را نشان می دهد.

در فصل پنجم و هنگام نتیجه گیری و بحث پیرامون نتایج در نمونه های مختلف در مورد بازترکیب و همچنین زمان واهلش به تفصیل بحث خواهد شد.

فصل ۴:

روش های مطالعه اپتیکی فرآیندهای

بازترکیب در مواد نیم رسانا

- مطالعه استاتیک فرآیندهای بازترکیب به روش فتولومینسانس
- مطالعه دینامیک فرآیندهای بازترکیب به روش فتولومینسانس وابسته به زمان (TRPL)

در نور تابشی از نیم رساناها اطلاعات بسیار مفیدی درباره ساختار و خواص آنها وجود دارد. پیش بینی های مختلف برای برانگیختگی مواد نیم رسانا و ایجاد تابش توسط آنها و مطالعه این تابش وجود دارد که فتولومینسانس یکی از تواناترین و مفیدترین تکنیک های مطالعه اپتیکی است. در این روش نیازی به عملیات ویژه ای روی نمونه ، قبل از آزمایش نداریم. از طرفی روشی با حساسیت قابل ملاحظه بشمار می رود. در این روش نمونه مورد تخریب نیز قرار نمی گیرد. به دلایل فوق روش فتولومینسانس ، در بررسی نیم رساناها مورد توجه قرار گرفته است. نتایج تجربی موجود در این پایان نامه عموماً بر پایه آزمایشات فتولومینسانس و TRPL (آشکارسازی زمانی فتولومینسانس) بنا نهاده شده است. خلاصه ای از این روش های آزمایشگاهی در این فصل آورده شده است.

۴-۱: مطالعه استاتیک فرآیندهای باز ترکیب به روش فتولومینسانس

در یک آزمایش فتولومینسانس از یک منبع نوری که معمولاً لیزر است برای برانگیخته کردن نمونه استفاده می شود. لیزر باعث تولید زوج الکترون و حفره در نمونه می شود. یعنی انرژی حاصل از فوتونی که بوسیله لیزر به نمونه اعمال می شود باعث برانگیخته کردن الکترون نوار ظرفیت و فرستادن آن به نوار هدایت می گردد. بنابراین برای برانگیخته کردن الکترون باید از لیزری استفاده کنیم که دارای طول موج بزرگتری از گاف انرژی مورد استفاده باشد. الکترون های برانگیخته بخاطر خاصیت طبیعی خود تمایل دارند تا به حالت حداقل انرژی بازگردند. این بازگشت که تحت عنوان باز ترکیب معرفی می گردد باعث تابش فوتون از نمونه خواهد شد. با جمع آوری لومینسانس تولید شده و ذخیره آن بصورت تابعی از طول موج فوتون ساطع شده بر حسب شدت ، یک طیف فتولومینسانس خواهیم داشت. انرژی فوتون ساطع شده بیانگر مشخصه فرآیند باز ترکیب نوری الکترون خواهد بود و با تجزیه

و تحلیل طیف فتولومینسانس، دانش ما درباره ساختار و رفتار نمونه در شرایط مختلف افزایش می یابد. این نکته قابل ذکر است که در شرایط آزمایشگاهی، از لیزر برای تحریک الکترون های نمونه استفاده می کنیم در حالیکه در شرایط صنعتی معمولاً از منبع تحریکی الکتریکی استفاده می شود. یعنی در عمل فرآیند باز ترکیب نوری و ایجاد تابش بصورت الکترو لومینسانس می باشد.

در مطالعه ساختارهای ناهمگون، انرژی لیزر اعمالی را معمولاً بیشتر از گاف انرژی مواد تشکیل دهنده در نظر می گیرند. بعضی مواقع انرژی لیزر هم از گاف انرژی سد و هم چاه بیشتر است ولی در پاره ای از اوقات این انرژی بین گاف انرژی سد و چاه انتخاب می گردد. انتخاب دقیق به چند عامل بستگی دارد.

(۱) در دسترس بودن منبع برانگیختگی مثل لیزر یا لامپ، در طول موج مورد نظر.

(۲) کارایی طول موج مورد نظر برای تولید حامل های بار.

(۳) اغلب مایل هستیم برانگیختگی در زیر لایه روی ندهد، بنابراین مجبور خواهیم بود انتخاب های خاصی را حذف کنیم.

(۴) در بعضی مواقع مایل هستیم که حامل ها فقط از یک موضع خاص مثلاً فقط از چاه کوانتمی خارج شود. با انتخاب انرژی لیزر بین گاف انرژی سد و چاه به این منظور دست خواهیم یافت.

الکترون برانگیخته شده از چندین راه قادر به انجام عمل باز ترکیب است، که بطور کامل در فصل ۳ مورد بررسی قرار گرفت.

پیکربندی آزمایش فتولومینسانس نیز در شکل (۴-۱) نشان داده شده است.

این پیکربندی شامل چهار قسمت عمده زیر می باشد:

منبع برانگیختگی، Cryostat، تک رنگ کننده^۱ و آشکار ساز حساس به فوتون.

همانطور که توضیح داده شد، منبع برانگیختگی معمولاً یک لیزر پایدار و تک فرکانس انتخاب می شود.

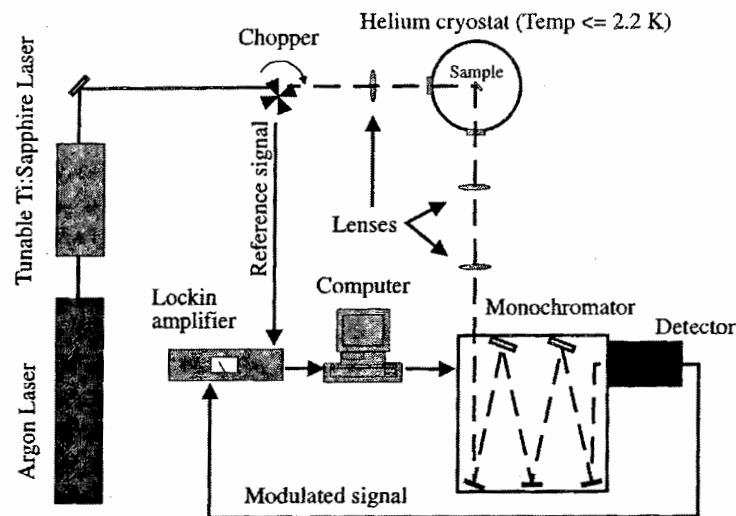
محفظه Cryostat که نمونه داخل آن قرار می گیرد دمای نمونه را پایین نگاه می دارد. برای

داشتن پیک فتولومینسانسی تیزتر و واضحتر باید دمای نمونه پایین باشد. طیف فتولومینسانس در

دماهای بالاتر بخاطر برهمکنش های قوی بین الکترون و ارتعاشهای شبکه (گرما) پهن تر می شود. از

^۱ Monochromator

طرفی در دماهای بالاتر باز ترکیب های غیرنوری غلبه یافته و مطالعه باز ترکیب های نوری را با مشکل مواجه می کنند.

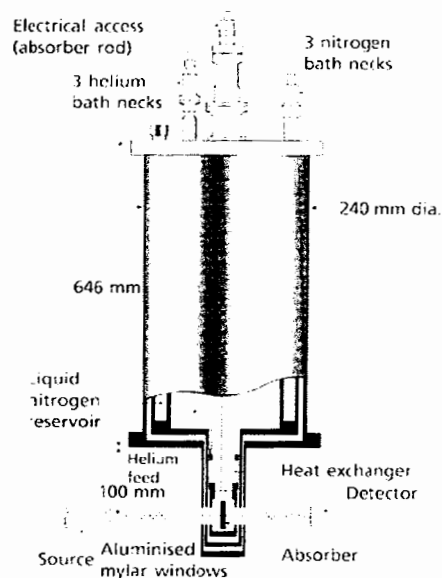
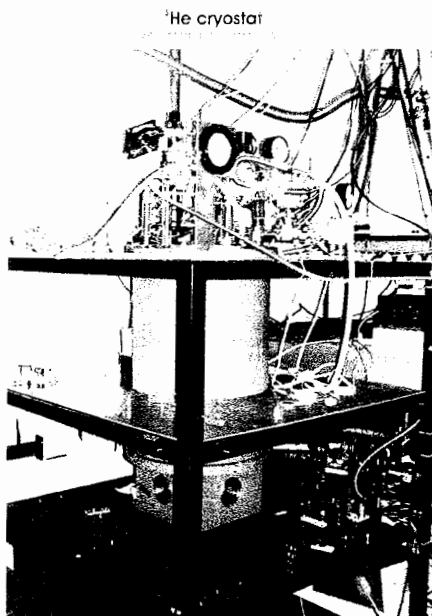


شکل (۴-۱): پیکربندی آزمایش فتولومینسانس

برای جدا کردن طول موج های فتولومینسانس از تک رنگ کننده استفاده می شود. به این ترتیب آشکار ساز با جاروب کردن طول موج های مختلف خارج شده از تک رنگ کننده، به ثبت داده های لومینسانس می پردازد.

آشکارساز، سیگنال های لومینسانس را به سیگنال های الکتریکی قابل اندازه گیری تبدیل می کند. بخاطر کم بودن شدت لومینسانس و بمنظور اندازه گیری طیف مربوطه ناچار به استفاده از تقویت کننده (Amplifier) هستیم و به این منظور باید از یک سیگنال زمینه به منظور تعیین مبدأ استفاده کنیم. در نتیجه با استفاده از یک جداکننده پرتو (Beam splitter)، یک پرتو را به مستقیماً و دیگری را پس از عبور از نمونه مورد مطالعه، به تقویت کننده می بریم. بخاطر طرز کار این تقویت کننده که سیگنال ورودی آن حتماً باید پالسی باشد و از طرفی نور لیزر اولیه پیوسته است از وسیله ای تحت عنوان Chopper برای تبدیل سیگنال پیوسته به پالسی استفاده می کنیم.

بهرحال در انتهای پیکربندی تمامی نتایج برای هر نمونه در فایل های ASCII جداگانه ذخیره می شود. داده های آزمایش فتولومینسانس بصورت ماتریس هایی دو بعدی شامل طول موج بر حسب شدت ذخیره می شود.



شکل (۴-۲): طرحواره ای از cryostat به همراه یک نمونه واقعی که با He مایع کار می کند.

با تغییر بعضی از قسمت های آزمایش استاندارد فتولومینسانس می توان به طراحی آزمایش هایی مثل TRPL^۱، میکرو فتولومینسانس^۲ و PLE^۳ پرداخت.

۴-۲: مطالعه دینامیک فرآیندهای باز ترکیب به روش فتولومینسانس وابسته به زمان (TRPL)

مطالعه دینامیکی فرآیندهای باز ترکیبی توسط فتولومینسانس وابسته به زمان، اطلاعات بسیار مفیدی راجع به نوع باز ترکیبات و طول عمر آنها به ما می دهد که کمک موثری در درک فیزیک این فرآیندهاست. استخراج اطلاعات مورد نیاز از اندازه گیری های متعددی که در شرایط متفاوت بر روی نمونه ها به انجام رسیده است، امکان مطالعه پارامترهای مختلف از جمله اثر دما، آلاینش و میدان های پلاریزاسیون را امکان پذیر می سازد.

^۱ Time-Resolved Photo-Luminescence

^۲ Micro-Photoluminescence ($\mu - PL$)

^۳ Photoluminescence Excitation

روش های مطالعه زمانی باز ترکیب های نوری دارای تنوع زیادی است. از جمله این روش ها می توان به روش های زیر اشاره کرد [۵۵].

۱. Phase sensitive detection
۲. Time-resolved analog detection
۳. Time-correlated single-photon counting
۴. Streak camera
۵. Pump-probe measurements
۶. Ultra fast luminescence up conversion detection

در این پایان نامه به مطالعه دینامیک باز ترکیب های نوری در ساختارهای ناهمگون GaN/AlGaIn می پردازیم. دو پیکربندی متمایز برای انجام این آزمایش وجود دارد. پیکربندی مطالعه زمانی فتولومینسانس بوسیله سیستم Time correlated photon counting نسبت به روش دیگری تحت عنوان Streak camera دارای دقت و سرعت کمتری می باشد.

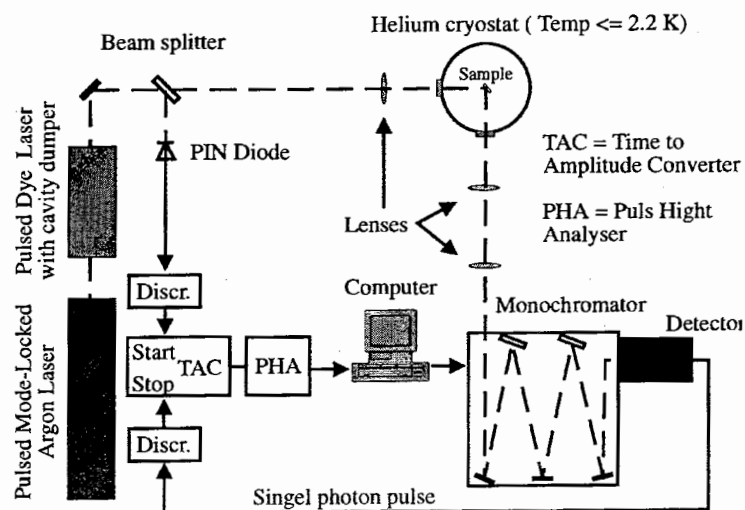
Time correlated photon counting : (۱-۲-۴)

این روش بر پایه این حقیقت قرار دارد که چگالی احتمال گسیل یک فوتون خاص در زمان مشخص پس از برانگیختگی از چگالی توزیع لومینسانس در طی زمان پیروی می کند. با فرض اینکه ما کسر ثابتی از فوتون های گسیلی را آشکارسازی می کنیم، آشکارسازی یک فوتون خاص در زمان مشخص بعد از برانگیختگی نیز دارای همان چگالی احتمال است یعنی منحنی شدت لومینسانس بر حسب زمان که در موارد زیادی در فصل ۵ از آن استفاده می کنیم حتی با باز ترکیب یک الکترون و حفره نیز قابل ترسیم است اما بعلاوه انرژی کم یک فوتون، آشکارسازی آن با مشکلاتی همراه است. همانطور که گفته شد در این روش از یک لیزر پالسی استفاده می کنیم که پس از ایجاد برانگیختگی در نمونه مورد آزمایش در زمانی در حدود ۲۰۰ فمتوثانیه به مدت تقریباً ۴ میکروثانیه خاموش می شود. با فرستادن پالس دوم، دوباره همین مراحل تکرار می شود. با توجه به اینکه زمان مورد مطالعه در مقایسه با سرعت تجزیه و تحلیل چشم انسان بسیار کوتاه است عملاً هیچگونه گسستگی

در طیف حاصل دیده نمی شود. در حین ثبت تغییرات شدت در طی زمان، محدوده طول موجی مورد اندازه گیری را ثابت نگاه می داریم. نکته مهم در بررسی زمانی فتولومینسانس بوسیله روش یاد شده، توانایی آشکارسازی یک تک فوتون خاص است. این توانایی توسط Photo-Multiplier-tube (PMT) که بسیار سریع و حساس است، محقق می گردد که می تواند یک فوتون جذب شده را به پالس کوتاهی از جریان تبدیل کند.

همانطور که قبلاً گفته شد در روش PL از لیزر پیوسته برای مطالعه اپتیکی مواد استفاده می شود. یکی از تفاوت های عمده روش TRPL نسبت به PL که در شکل (۳-۴) نیز قابل مشاهده است، استفاده از همین لیزر پالسی در روش TRPL می باشد. با تنظیم آشکارساز روی بازه طول موجی خاص می توان به مجموعه ای از نتایج بصورت سه بعدی دست یافت. این سه بعد شامل زمان، طول موج و شدت هستند.

تفاوت های عمده بین پیکربندی آزمایش فتولومینسانس در شکل (۱-۴) و سیستم TRPL در شکل (۳-۴) را می توان در دو عامل خلاصه کرد. علاوه بر قسمت مربوط به برانگیختگی که در بالا توضیح داده شد، قسمت موسوم به آشکارساز نیز در این دو پیکربندی متفاوت طراحی شده است.



شکل (۳-۴): پیکربندی آزمایش فتولومینسانس وابسته به زمان

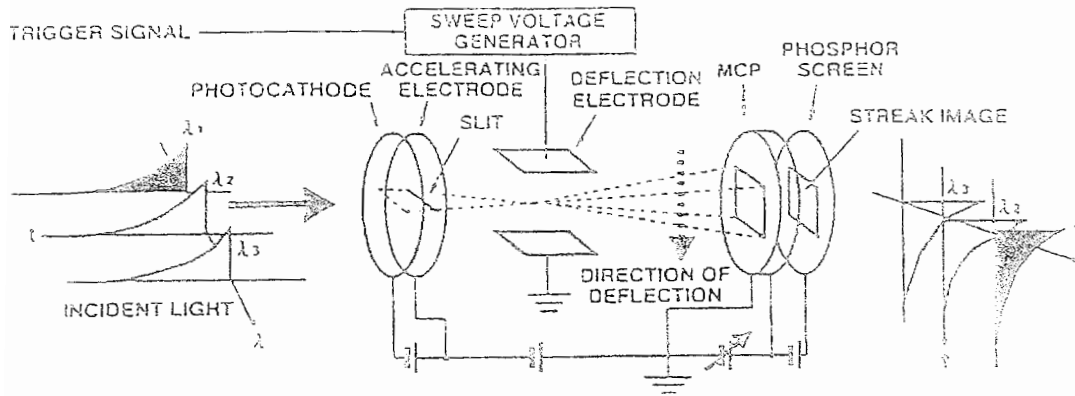


شکل (۴-۴): Streak Camera

Streak Camera یک آشکارساز نوری فوق العاده پرسرعت است که قابلیت آشکارسازی پدیده هایی با فاصله زمانی در حدود پیکوثانیه را دارد. همانطور که در شکل (۴-۵) می بینید، پرتو تابشی توسط یک عدسی روی روزنه ورودی متمرکز می شود، که در پشت این روزنه فتوکاتد Streak Camera قرار دارد. فتو کاتد بمنظور تبدیل فوتون های ورودی به فوتوالکترون (الکترون) به کار می رود.

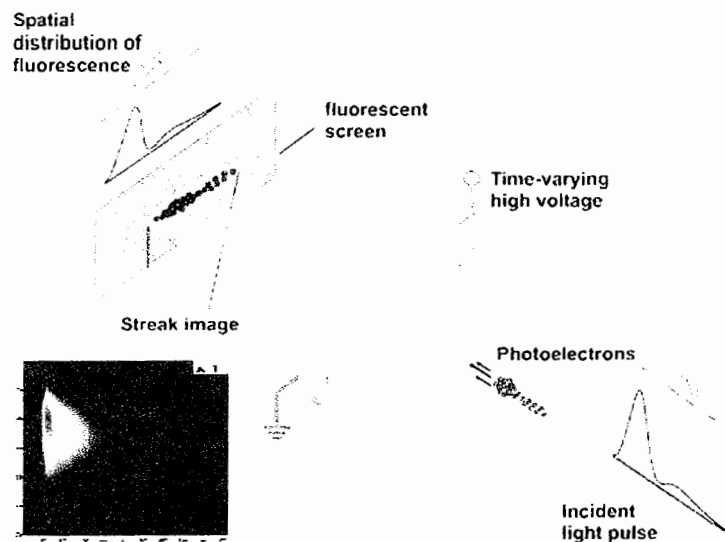
در مرحله بعدی الکترون ها توسط یک میدان الکتروستاتیک شتاب می گیرند. در نهایت این الکترون های شتابدار بوسیله یک میدان اعمالی منحرف می شوند. میدان منحرف کننده عمود بر جهت روزنه اولیه اعمال می گردد. جدایی محل برخورد الکترون ها با صفحه فسفر نشان دهنده جدایی فوتون هاست و شدت نور ورودی نیز با شدت موضعی ثبت شده در تصویر حاصل از برخورد الکترون ها با صفحه فسفر متناسب است.

در واقع Streak Camera وسیله ای است که اقدام به ثبت اطلاعات در فواصل بسیار کوتاه، با تبدیل بعد زمان به بعد مکان، می پردازد. در این سیستم برای مشاهده اثر فوتون، توسط تکنیک بیان شده در بالا، آنرا به الکترون تبدیل می کنیم. در شکل (۴-۶) می توانید با اساس کار سیستم Streak Camera بصورت شماتیک آشنا شوید. لازم به ذکر است گراف های موجود در این شکل همان خروجی های سه بعدی Streak Camera است که روی کامپیوتر بصورت کد ASCII ذخیره شده است و در شکل (ضمیمه-۱) به تفصیل مورد بحث قرار می گیرد.



شکل (۴-۵): پیکربندی Streak camera

با ترکیب آشکارسازهایی مشابه Streak camera با تکفام ساز^۱ می توان به اطلاعات جالبی در هر طول موج دست یافت. با تنظیم طیف تجزیه شده توسط تکفام ساز روی روزنه Streak camera و جاروب کردن طول موج های مختلف، به تصویری دست می یابیم که محور عمودی آنرا طول موج تشکیل می دهد. آشکار سازی زمانی طیف بوسیله این پیکربندی دارای سرعت، دقت و کیفیت بالایی است. از طرفی نحوه کار نیز بسیار راحت تر است.



شکل (۴-۶): جدایی زمانی (در حدود ۱۰ ps) بصورت جدایی مکانی توسط Streak Camera ثبت می گردد. گراف موجود، خروجی streak camera است.

^۱ Monochromator

Streak camera قابلیت کار در چندین مد مختلف را داراست که عبارتند از:

1. single sweep
2. synchroscan
3. elliptical sweep
4. sampling
5. framing mode

از معایب این آشکار ساز، نیاز به سیگنال قوی فتولومینسانس را می توان نام برد ولی بخاطر کیفیت و سرعت بسیار مناسب، بعنوان تکنولوژی جدید جای سیستم قدیمی تر، موسوم به پیکربندی Time correlated photon counting را بخوبی گرفته است.

فصل ۵:

معرفی نمونه ها و تحلیل نتایج

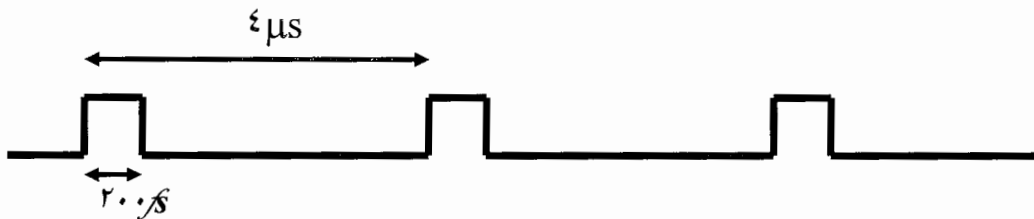
- معرفی نمونه های مورد مطالعه
- تایید تجربی جایگزیدگی اکسیتون ها بوسیله مطالعه زمانی فرآیند بازترکیب
- اثبات جایگزیدگی حفره ها به کمک دینامیک فرآیند بازترکیب
- وابستگی بازده نوری به پهنای چاه کوانتومی
- رقابت بازترکیبهای نوری و غیرنوری در یک بازه دمایی در نمونه های با آلایش متفاوت
- استتار موثر میدان های قطبشی داخلی توسط آلایش سیلیکونی

همانطور که در مقدمه پایان نامه ذکر شده است، داده های تجربی مورد استفاده در این پایان نامه حاصل از اندازه گیری های اپتیکی به روش فتولومینسانس از دمای هلیوم مایع (۲ K) تا دمای اتاق (RT) می باشد. گروهی از نمونه ها نیز تحت تاثیر شدت های مختلف از نور لیزر تحریکی قرار گرفته اند. آزمایش های فتولومینسانس در یک محفظه محتوی هلیوم مایع توسط لیزر پیوسته انجام شده است و نمونه ها با هارمونیک چهارم از یک لیزر (Nd-Vanadate) که دارای طول موج ۲۶۶nm است، برانگیخته شده اند. سیگنال فتولومینسانس بوسیله یک توری تک رنگ کننده، پراکنده و بوسیله یک دوربین CCD در دمای نیتروژن مایع آشکار سازی شده است.

بخش دیگری از داده های تجربی مورد استفاده در این پایان نامه مربوط به اندازه گیری های TRPL (Time-Resolved Photoluminescence) در دمای هلیوم مایع می باشد که معرف دینامیک فرآیند بازترکیب حامل ها است. برای آزمایش های TRPL، از هارمونیک سوم یک لیزر پالسی Ti-Sapphire به عنوان منبع تحریک استفاده شده است. توان لیزر مورد استفاده ۲۰ میلی وات و قطر نور آن در حدود ۱۰۰ میکرومتر است. فرکانس لیزر مورد استفاده ۲۵۰ کیلوهرتز بوده و برای آشکار سازی سیگنال های وابسته به زمان فتولومینسانس از سینکرواسکن هاماماتسو (Hamamatsu) با دقت بیشتر از ۱۰ پیکوثانیه استفاده شده است.

لیزر پالسی مورد استفاده در TRPL در مدت زمان کوتاهی در حدود ۲۰۰ فمتوثانیه روی نمونه اعمال شده و باعث برانگیختگی الکترون ها می گردد. سپس در مدت زمانی در حدود ۴ میکروثانیه، نمونه را به حال خود رها می کند. در شکل (۵-۱) طرحی شماتیک از بازه زمانی مربوط به لیزر پالسی استفاده شده در آزمایش TRPL نشان داده شده است که زمان برانگیختگی بطور اغراق آمیز در مقایسه با زمان رهاسازی رسم شده است. با توجه به اینکه فتولومینسانس این نمونه ها پس از زمانی

در حدود ۲۰۰۰ پیکوثانیه، میرا می شود. بنابراین ما محدوده اندازه گیری زمانی خود را در بازه زمانی ۲۰۰۰ پیکوثانیه پس از زمان برانگیختگی قرار می دهیم.



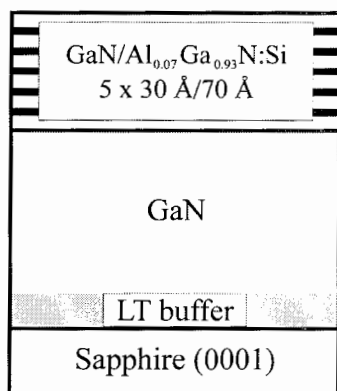
شکل (۵-۱): مقایسه ای طرحوار از زمان برانگیختگی و زمان رهاسازی در لیزر پالسی مورد استفاده

در واقع در طی زمان ۲۰۰۰ پیکوثانیه همواره فتولومینسانس داریم و فقط شدت آن کاهش می یابد. مسئله شدت نیز همیشه با تعداد بازترکیب ها متناسب است. بنابراین هرچه شدت فتولومینسانس، سریعتر کاهش یابد، به این معنی است که سرعت بازترکیب ها بیشتر بوده است. در نتیجه با استفاده از شیب منحنی شدت- زمان می توان به معیاری برای میرایی فتولومینسانس نمونه دست یافت. در حقیقت شیب منحنی فتولومینسانس دقیقاً با میرایی آن نسبت مستقیم دارد. در تمام مدت مورد بحث یعنی چه زمان برانگیختگی و چه زمان رهاسازی نمونه، شدت فتولومینسانس ثابت می شود. با ثبت شدت فتولومینسانس حاصل از هر نمونه در بازه طول موجی انتخاب شده و در طول زمان ۲۰۰۰ پیکوثانیه، اطلاعات سه بعدی بر حسب شدت، طول موج و زمان واهلش برای فتولومینسانس آن نمونه را خواهیم داشت. در مطالعه استاتیک فتولومینسانس معمولاً نمودارهای شدت بر حسب طول موج یا شدت بر حسب انرژی مورد مطالعه قرار می گیرد در حالیکه در مطالعه دینامیک فرآیندها به تغییرات همین منحنی شدت بر حسب طول موج یا شدت بر حسب انرژی در طی زمان می پردازیم و به این علت داده ها در آزمایشات TRPL بصورت سه بعدی ذخیره می گردند.

۵-۱: معرفی نمونه های مورد مطالعه

نمونه های مورد استفاده در این پایان نامه مربوط است به ساختارهای چاه کوانتومی GaN/AlGaIn که بطور خاص برای ساخت دیود های لیزری (LDs) و دیودهای نوری (LEDs) فعال در ناحیه فرابنفش بکار می روند. از این مواد نیم رسانای نیتروژن دار بطور گسترده در ساخت قطعات

اپتوالکترونیکی، ترانزیستورهای فرکانس بالا (HEMT) و قطعات توان استفاده می گردد؛ نانو ساختارهای مورد مطالعه در این پروژه به روی زیر لایه [0001] اکسید آلومینیوم با روش رسوب گذاری بخار شیمیایی ترکیبات آلی فلزی (MOCVD) رشد داده شده اند. برای رشد این نمونه ها ابتدا یک لایه AlN در دمای پایین با ضخامت 20 nm جهت پایداری لایه ها و بدنبال آن یک لایه ضخیم بدون آلاینش (در حدود 2 میکرو متر) رشد داده شده است. سپس ناحیه فعال شامل یک ساختار چاه کوانتومی چندگانه از پنج بار تکرار متناوب لایه های GaN به ضخامت 3 nm به عنوان چاه و $Al_{0.7}Ga_{0.3}N$ به ضخامت 7 nm، به عنوان سد رشد داده شده اند.



شکل (۵-۲): طرحواره ای از نمونه های ساخته شده

در شکل (۵-۲) ترتیب رشد لایه های مختلف در نمونه های مورد مطالعه بصورت شماتیک رسم شده است. برای سهولت مطالعه نمونه های مختلف اقدام به دسته بندی نمونه ها در سه گروه متفاوت کرده ایم که در هر گروه به مطالعه یکی از پارامترهای موثر در چاه های کوانتومی می پردازیم. گروه اول نمونه ها توسط Si در ناحیه AlGa_n آلاینش یافته اند (modulation doping). جدول (۵-۱) میزان چگالی آلاینش و میزان دقیق ضخامت چاه (لایه GaN) و سد (لایه AlGa_n) که به روش XRD بدست آمده است را برای نمونه های مختلف نشان می دهد. تنها تفاوت نمونه های موجود در گروه اول در میزان آلاینش آنهاست.

جدول (۵-۱): نمونه های آرایش یافته در ناحیه AlGaIn با چگالی آرایش متفاوت. ضخامت دقیق چاه ها و سدها با روش XRD مشخص شده است. پهنای چاه (لایه GaN) تمام نمونه ها حدود ۳ nm و پهنای سد (لایه AlGaIn) آنها حدود ۷ nm است.

نام نمونه	چگالی آرایش سیلیکونی (cm^{-2})	ضخامت چاه GaN (nm) (با روش XRD)	ضخامت سد AlGaIn (nm) (با روش XRD)
321a	بدون آرایش	۳	۷/۲
421a	3×10^{18}	۳	۷/۲
421b	6×10^{18}	۳/۱	۷/۶
427a	$2/4 \times 10^{19}$	۳	۷/۴
427b	$4/2 \times 10^{19}$	۳/۱	۷/۵
504d	9×10^{19}	۳	۷

در گروه دوم نمونه ها که مشخصات آنها در جدول (۵-۲) بطور کامل درج گردیده است، به بررسی دینامیک فرآیند بازترکیب در نمونه های بدون آرایش که دارای چاه هایی با پهنای متفاوت هستند می پردازیم.

جدول (۵-۲): نمونه های با پهنای چاه متفاوت و بدون آرایش. ضخامت دقیق چاه و سدها با روش XRD مشخص شده است. شرایط رشد تمام نمونه ها مشابه یکدیگر است و ضخامت سد (لایه AlGaIn) نیز برای تمام آنها تقریباً ۷ nm است.

نام نمونه	چگالی آرایش سیلیکونی (cm^{-2})	ضخامت چاه (nm) (با روش XRD)	ضخامت سد (nm) (با روش XRD)
321d	بدون آرایش	۱/۵	۷/۲
321a	بدون آرایش	۳	۷/۲
321e	بدون آرایش	۴/۵	۷/۲

در مطالعه دینامیک فرآیندها در گروه سوم نمونه ها که در جدول (۳-۵) معرفی شده اند تأثیر محل آلاینش بررسی می شود. آلاینش تمام نمونه های گروه سوم $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ می باشد که فقط محل آلاینش در آنها متفاوت است.

جدول (۳-۵): تمام نمونه ها دارای آلاینش سیلیکونی $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ هستند. ضخامت دقیق چاه و سدها با روش XRD مشخص شده است. شرایط رشد نمونه ها مشابه یکدیگر است و تنها تفاوت این دسته از نمونه ها، تفاوت در محل افزودن آلاینش است.

نام نمونه	محل اضافه کردن	ضخامت چاه (nm) (با روش XRD)	ضخامت سد (nm) (با روش XRD)
421b	سد	۳/۱	۷/۶
425b	سد و چاه	۳/۳	۷/۹
426b	چاه	۳/۴	۸/۷

۵-۲: تأیید تجربی جایگزیدگی اکسیتون ها بوسیله مطالعه زمانی فرآیند باز ترکیب

با ثبت شدت فتولومینسانس نمونه در مدت رهاسازی آن، می توان رفتار باز ترکیبی نمونه را مورد بررسی قرار داد. کاهش شدت فتولومینسانس در مدت رهاسازی طبیعی بنظر می رسد و در تمامی نمونه ها و نیز تمامی طول موج های مورد مطالعه مشاهده می گردد اما چگونگی کاهش این منحنی که نشاندهنده مکانیزم باز ترکیب در نمونه مورد مطالعه است، از اهمیت قابل ملاحظه ای برخوردار است.

مطالعه تئوری تغییرات زمانی شدت فتولومینسانس، منجر به پیشنهاد یک رابطه نمایی برای این تغییرات توسط *Mach* و همکارانش شد [۵۴]. آنها رابطه ای بصورت $I = I_0 \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^\beta\right]$ را پیشنهاد کردند که در آن β عامل نشان دهنده ابعاد مراکز جایگزیدگی و τ بعنوان طول عمر جایگزیدگی یا همان زمان واهلش می باشد. هراتی زاده و همکارانش [۵۶] پارامتر β را برای نمونه بدون آلاینش در حدود 0.186 و برای نمونه با حداکثر آلاینش ($9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) در حدود 0.196 بدست آوردند. هر چه β به یک نزدیکتر باشد، نمونه دارای مراکز جایگزیدگی کمتری است، زیرا نشانگر رفتار تک نمایی زمان

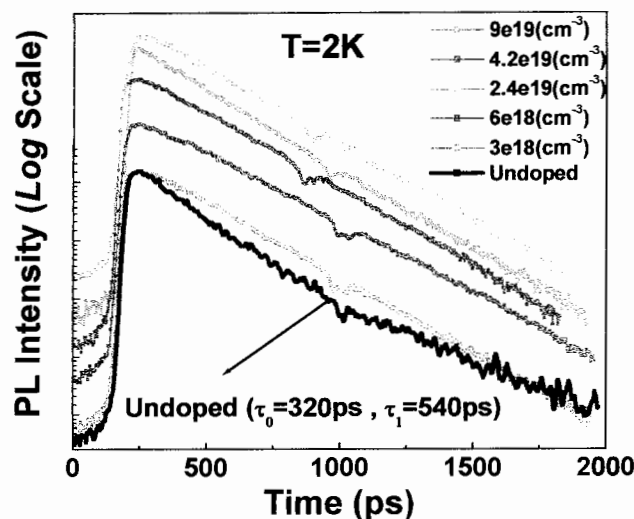
واهلش می باشد. این رفتار تک نمایی ناشی از آن است که اکسیتون ها یا حامل ها بدون عمل جایگزیدگی باز ترکیب می نمایند. چون رابطه شدت-زمان بصورت نمایی بیان شده است برای بدست آوردن زمان واهلش، محور مربوط به شدت را در شکل (۳-۵) بصورت لگاریتمی رسم کرده ایم. بدین ترتیب زمان واهلش با معکوس کردن شیب خط، بدست می آید. حال اگر منحنی مزبور بصورت یکنواخت میرا شود آنگاه تک نمایی بوده و دارای یک زمان واهلش می باشد (نمونه های آلاینش یافته در شکل ۳-۵).

همانطور که اشاره شد نمونه هایی که دارای منحنی زمان واهلش تک نمایی هستند، دارای مراکز جایگزیدگی کمتری هستند. با مقایسه نمودارهای زمان واهلش مربوط به محل پیک فتولومینسانس در شکل (۳-۵) در نمونه های مختلف گروه اول به این نتیجه می رسیم که در نمونه بدون آلاینش مراکز جایگزیدگی بیشتری وجود دارند.

در اینجا ابتدا توجه خود را روی نمونه بدون آلاینش و شکستگی موجود در نمودار شدت برحسب زمان این نمونه متمرکز می کنیم (شکل ۳-۵). زمان واهلش به دو قسمت، یکی زمان لازم برای اینکه الکترون و حفره به حداقل انرژی برسند و دیگری زمان لازم برای انجام عمل باز ترکیب، تقسیم می شود که ما از آنها بترتیب با عنوان زمان جایگزیدگی^۱ و زمان باز ترکیب^۲ یاد می کنیم. در واقع عمل باز ترکیب در نمونه بدون آلاینش دو مرحله ای است یعنی ابتدا الکترون باید به حداقل انرژی برسد و سپس باز ترکیب انجام دهد. در طی زمان رهاسازی، همزمان هر دو عمل، روی آنسامبلی از اکسیتون ها انجام می شود. غیرتک نمایی بودن تغییرات زمانی پیک طیف فتولومینسانس دلیلی بر دو مرحله ای بودن فرآیند باز ترکیب در این نمونه می باشد. از طرفی هر/تسی زاده و همکارانش [۵۷] با بررسی دمایی تغییرات پیک فتولومینسانس همین نمونه، جایگزیدگی اکسیتون را به اندازه ۱۴ meV تایید کرده اند. با مقایسه نتایج حاصل از بررسی دمایی و مطالعه زمانی می توان دریافت که یکی از مراحل باز ترکیب در نمونه بدون آلاینش مربوط به جایگزیدگی اکسیتون ها است.

^۱Relaxation time

^۲Recombination time



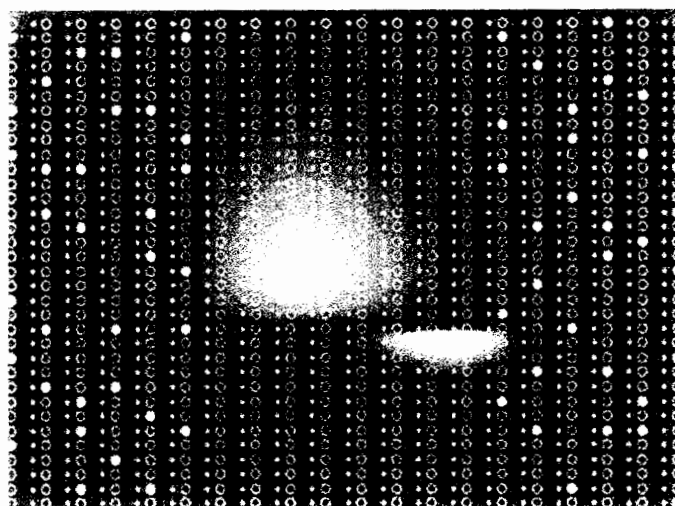
شکل (۳-۵): تغییرات زمانی پیک فتولومینسانس برای تمام نمونه ها ، بترتیب کاهش چگالی آلیش از بالا به پایین (به شیب نمونه بدون آلیش دقت کنید)

تفاوت بین نمونه 321a با دیگر نمونه ها تنها در میزان آلیش است بنابراین تنها عاملی که بنظر می رسد باعث تغییر رفتار منحنی شدت بر حسب زمان در نمونه های مختلف می شود، همان الکترون های موجود در چاه (لایه GaN) است که منشأ این الکترون ها آلیش سیلیکونی در سد (لایه AlGaIn) می باشد. این الکترون های اضافی باعث پر کردن ناهمواری های سطح و در نتیجه از بین بردن مراکز جایگزیدگی شده اند. به این ترتیب در نمونه های آلیش یافته نحوه رفتار زمانی فرآیند بازترکیب تغییر کرده است. به این ترتیب در طی زمان رهاسازی در نمونه های آلیش یافته، تنها یک عامل باعث تعیین میرایی فتولومینسانس می شود و منحنی باید تک نمایی باشد. این مسئله، با مقایسه نمونه بدون آلیش با نمونه های دیگر نیز تأیید می شود. با توجه به شکل (۳-۵) می توان دریافت که بجز نمونه بدون آلیش، بقیه نمونه ها دارای منحنی تک نمایی واهلش هستند. بنابراین مکانیزم بازترکیب در نمونه بدون آلیش با دیگر نمونه ها متفاوت است. توجه به این نکته در نمونه های آلیش یافته که در آنها الکترون های اضافی مراکز جایگزیدگی را پر کرده اند و عمل بازترکیب بعلت فراوانی الکترونها بین الکترونهاي آزاد و حفره ها اتفاق می افتد بدون اینکه نیاز به جایگزیدگی آنها باشد، مهر تأییدی بر توجیه دو شکستی بودن نمودار شدت بر حسب زمان در نمونه بدون آلیش است.

ذکر این نکته ضروری است که فرآیند بازترکیب در نمونه بدون آرایش، اکسیتونی است که قبل از بازترکیب جایگزیده می شود در حالیکه با افزودن آرایش یعنی حضور الکترونهای آزاد، نیروی کولنی بین الکترون و حفره استتار می شود و الکترون خاصی با حفره تشکیل اکسیتون نمی دهد. بنابراین در نمونه های آرایش یافته فرآیند بازترکیب بین الکترونهای آزاد و حفره ها می باشد که جایگزیدگی حفره ها در بخش بعدی توضیح داده خواهد شد ولی الکترونهای آزاد با توجه به پرشدن مراکز جایگزیدگی مستقیماً با حفره های جایگزیده بازترکیب خواهند داشت.

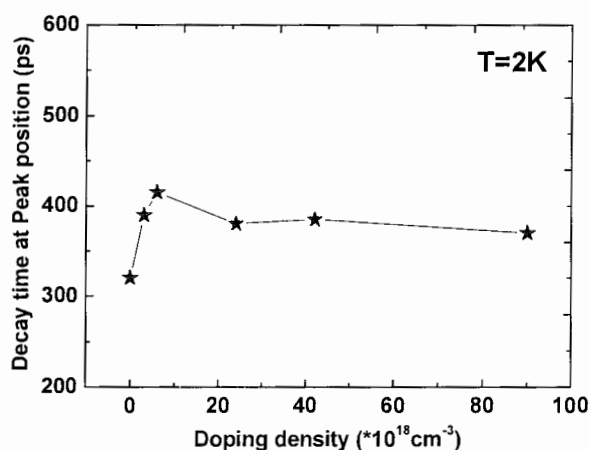
۳-۵: اثبات جایگزیدگی حفره ها به کمک دینامیک فرآیند بازترکیب

Gallart و همکارانش [۵۱] با محاسبات تئوری، گستره تابع موج الکترون و حفره را برای نمونه ای از چاههای کوانتومی $\text{GaN}/\text{Al}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$ بدست آوردند. آنها نشان دادند که گستره تابع موج حفره در حدود فاصله بین اتم های آلومینیوم است و بخاطر همین کوچکی تابع موج حفره امکان جایگزیدگی آن در افت و خیزهای پتانسیل ته چاه و حتی در بین اتم های Al در ناحیه فصل مشترک چاه (لایه GaN) و سد (لایه AlGaN) بسیار محتمل است (شکل ۴-۵).



شکل (۴-۵): چگالی احتمال الکترون و حفره که نقاط، دایره های خالی و دایره های توپر بترتیب نماینده اتم های N، Ga و Al می باشد. جهت محور Z همان محور [۰۰۰۱] کریستالی است.

پیش بینی می شود که با افزایش آلاینش بدلیل در دسترس بودن تعداد زیاد الکترون برای بازترکیب و همچنین بدلیل از میان رفتن مسئله جایگزیدگی بخاطر استتار افت و خیزهای پتانسیل توسط الکترونهای آزاد، بتدریج زمان واهلش کاهش یابد. اما در عمل اینگونه نیست و منحنی شکل (۵-۵) که معرف تغییرات زمان واهلش مربوط به فرآیندهای بازترکیبی در ناحیه پیک طیف فتولومینسانس برای نمونه های مختلف و برحسب میزان چگالی آلاینش می باشد برخلاف پیش بینی انجام شده کاهش قابل ملاحظه ای را با افزایش چگالی آلاینش نشان نمی دهد.



شکل (۵-۵): زمان واهلش مربوط به انرژی پیک فتولومینسانس بر حسب چگالی آلاینش نمونه ها

این در حالیست که همانطور که گفته شد، انتظار می رفت که زمان واهلش با افزایش آلاینش و در نهایت افزایش احتمال بازترکیب، کاهش یابد. همانطور که قبلاً نیز گفته شد آلاینش اضافه شده در تمام نمونه های مورد بررسی از جنس سیلیسیوم بوده که یک آلاینش از نوع n است بنابراین با افزایش آلاینش، تنها تعداد الکترون ها را افزایش داده ایم و تغییری در تعداد حفره ها اعمال نشده است. جایگزیدگی حفره ها که قبلاً بصورت تئوری توسط Gallart نیز پیش بینی شده است، توجیه منطقی از دلیل عدم کاهش زمان واهلش با افزایش چگالی آلاینش سیلیکونی می باشد [۵۱]. به عبارت دیگر علی رغم وجود الکترون های آزاد فراوان چون حفره کافی برای بازترکیب در دسترس نمی باشد و حفره ها جایگزیده اند کماکان زمان واهلش ثابت می ماند و با افزایش آلاینش کاهش نمی یابد.

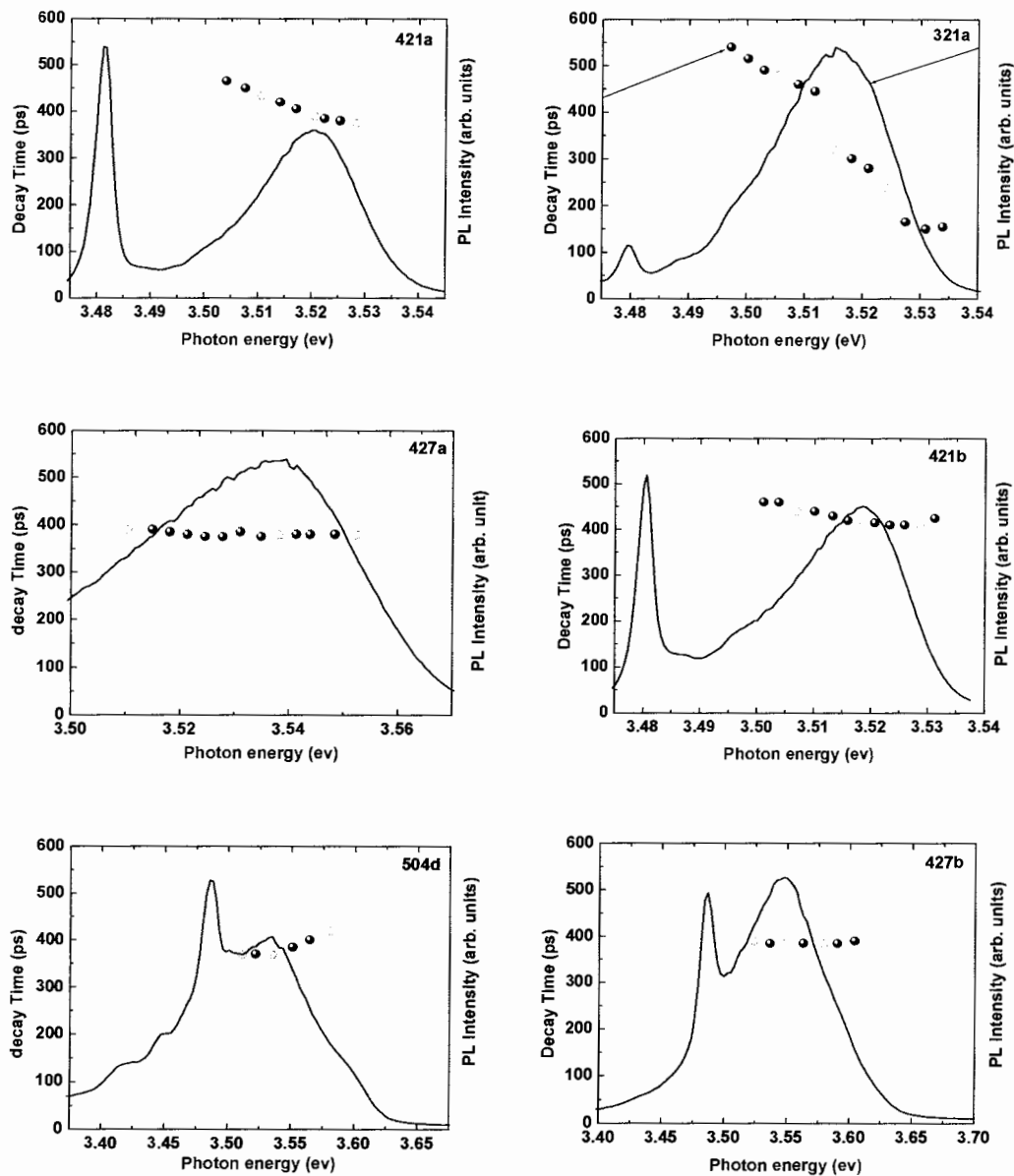
شاید این سوال مطرح باشد که به چه طریق می توان مراکز جایگزیدگی را حذف کرد یا تحت کنترل درآورد؟ در واقع باید به این نکته اذعان کرد که با تکنولوژی های رشدی که در حال حاضر وجود دارد مراکز جایگزیدگی در نیم رساناهای نیتروژندار حتی در نمونه های با کیفیت عالی نیز قابل صرفنظر کردن نیست. این مراکز جایگزیدگی به افت و خیزهای پتانسیل مرتبط هستند و آشفتگی پتانسیل بخاطر میدان های قطبشی تصادفی، افت و خیزهای سطحی، دررفتگی ها و ناخالصی ها اتفاق می افتد [۶] و حتی در ایده آل ترین وضعیت امکان جایگزیدگی حفره ها در بین اتم های آلومینیوم منتفی نیست.

تا اینجا به اثبات جایگزیدگی حفره ها با مقایسه زمان واهلش پیک فتولومینسانس در نمونه های مختلف پرداختیم اما بررسی تغییرات زمان واهلش برای هر نمونه و در انرژی های مختلف نیز می تواند به تأیید این جایگزیدگی بپردازد.

تغییرات زمان واهلش برای نمونه بدون آلاینش در مقایسه با دیگر نمونه ها بوضوح قابل مشاهده است. تغییرات شدیدی برای زمان واهلش، از ۵۴۰ پیکوثانیه در انرژی های کم و ۳۲۰ پیکوثانیه در پیک منحنی فتولومینسانس تا ۱۴۰ پیکوثانیه در انرژی های زیاد را برای نمونه بدون آلاینش در شکل (۵-۶) مشاهده می کنیم. در نمونه بدون آلاینش، اکسیتون ها در لبه های بالای انرژی، حالت های اشغال نشده بیشتری برای رسیدن به حداقل انرژی در اختیار دارند. در حالیکه در لبه های پایین تر انرژی، این شرایط فراهم نیست. بنابراین سرعت بازترکیب در انرژی های بالاتر افزایش یافته و ما این افزایش سرعت را بصورت کاهش زمان واهلش می بینیم.

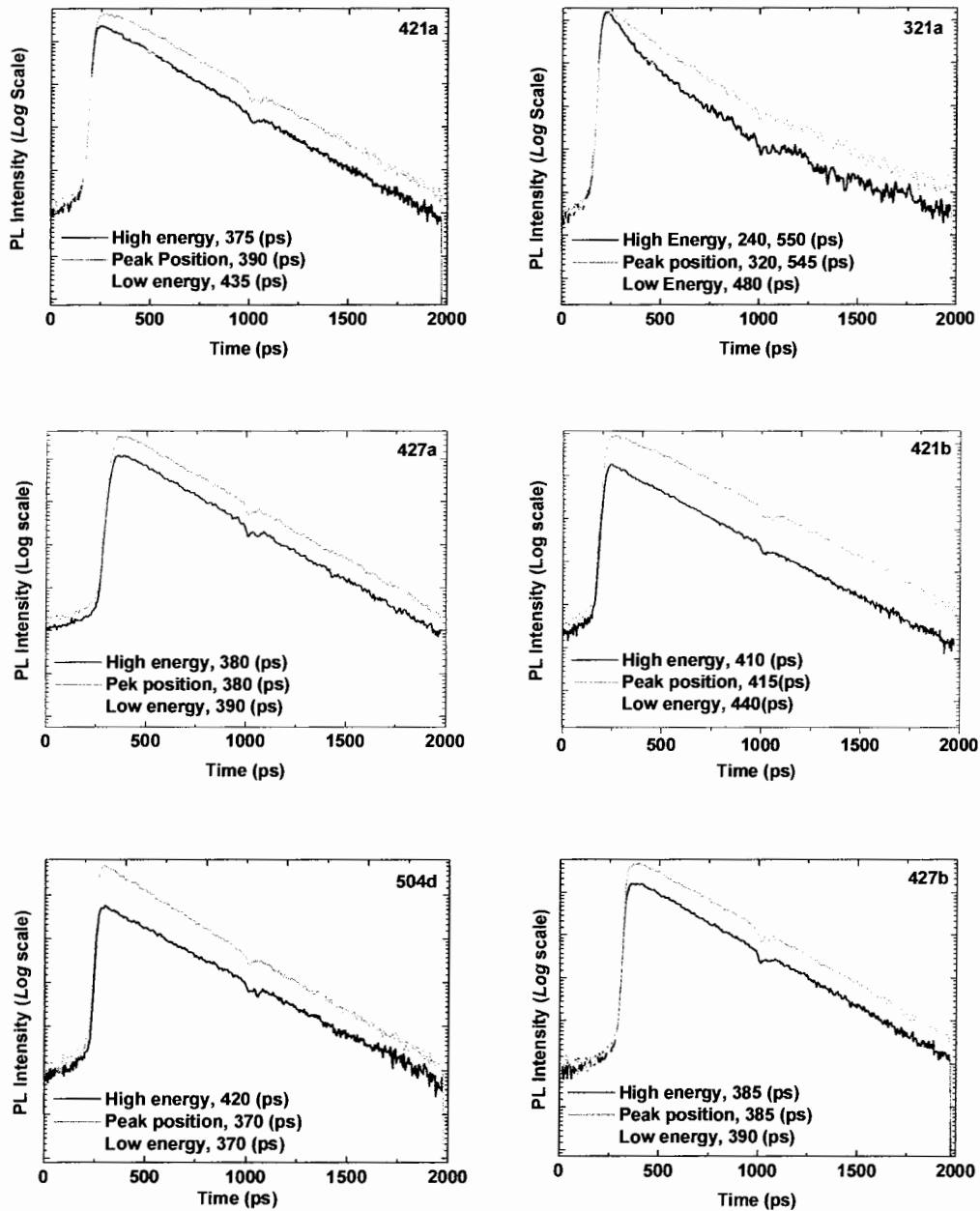
با بررسی چگونگی تغییر زمان واهلش برای هر نمونه، در انرژی های مختلف در شکل (۵-۶) به یک تفاوت در این تغییرات بین نمونه بدون آلاینش و سایر نمونه ها پی می بریم. بجز نمونه بدون آلاینش، میانگین زمانی بقیه نمونه ها در حدود ۴۰۰ پیکوثانیه ثابت می ماند. بنابراین زمان واهلش علاوه بر اینکه برای پیک فتولومینسانس نمونه های مختلف تقریباً ثابت است، حتی در هر یک از نمونه های آلاینش یافته نیز در انرژی های مختلف تقریباً ثابت است. این در حالیست که در نمونه های بدون آلاینش، زمان واهلش تغییر قابل ملاحظه ای را نشان می دهد. این تغییرات زمان واهلش برای انرژی های مختلف یک نمونه در تمامی نمونه های گروه دوم که دارای چاههای با پهنای متفاوت

هستند نیز در شکل (۵-۸) دیده می شود. بطور کلی می توان گفت که در تمام نمونه های بدون آلیش (با هر پهنای چاهی) کم و بیش بین زمان واهلش انرژی های مختلف، تفاوت وجود دارد. همانگونه که قبلاً اشاره شد دلیل کاهش سریع زمان واهلش برای نمونه بدون آلیش در انرژی های بالاتر افزایش احتمال جایگزیدگی بدلیل افزایش تعداد حالت های در دسترس می باشد. در واقع اکسیتون ها در انرژی های بالاتر موقعیت های بیشتری برای جایگزیدگی دارند بنابراین سریعتر جایگزیده می گردند.



شکل (۵-۶): زمان واهلش فتولومینسانس برای طول موج های مختلف مربوط به نمونه های گروه اول

این موضوع توسط گروه های دیگری در مورد نانوساختارهای چاه کوانتومی GaN/AlGaN [۵۸] و InGaN/GaN [۵۹] نیز گزارش شده است. درحالیکه برای نمونه های آرایش یافته حالت های جایگزیده (افت و خیزهای پتانسیل در ته چاه) توسط الکترون های آزاد استتار شده اند و برای تمام انرژی ها بخاطر عدم جایگزیدی حامل ها، زمان واهلش یکسان می باشد.



شکل (۵-۷): تغییرات زمانی PL برای انرژی مربوط به پیک و انرژی های کمتر و بیشتر از آن برای نمونه های گروه اول

به گونه ای دیگر می توان اینطور بیان کرد که در انرژی های بیشتر اکسیتون ها در ناهمواری های پتانسیل متفاوت با عمق کمتری جایگزیده می شوند و بخاطر این موضوع واهلش در این انرژی ها سریع تر روی می دهد [۵۹]. در حقیقت ثابت بودن زمان واهلش در نمونه های آرایش یافته دلیلی بر اهمیت نقش حفره های جایگزیده است. تغییرات زمان واهلش در انرژی های مختلف در نمونه های آرایش یافته چندان زیاد و قابل توجه نیست.

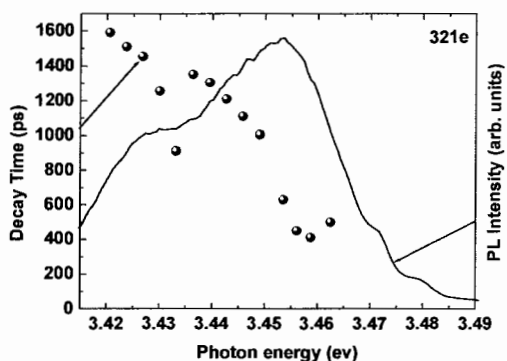
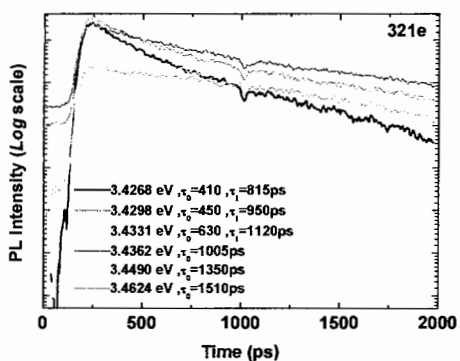
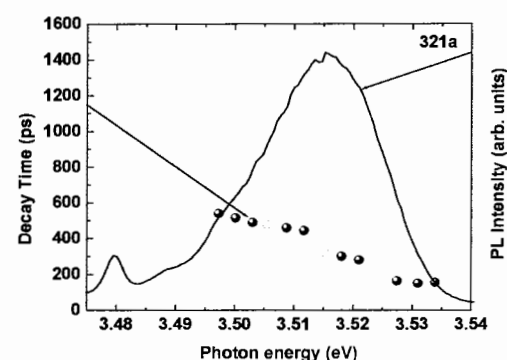
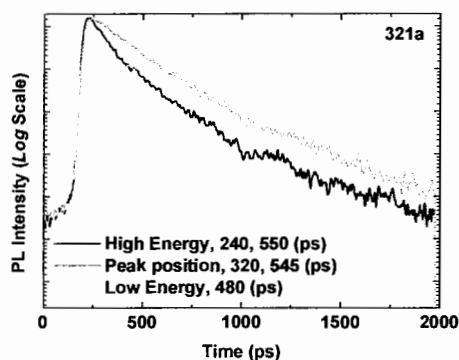
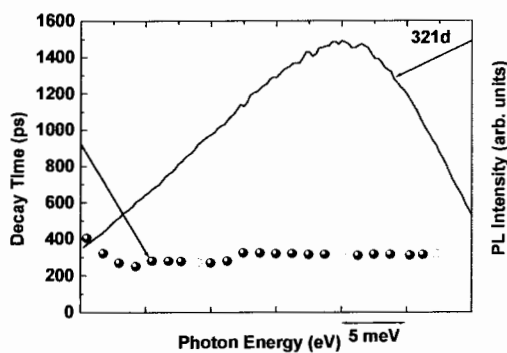
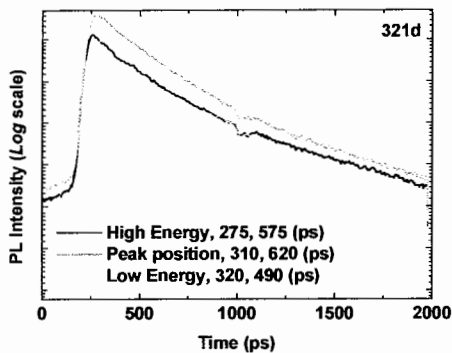
برای درک بهتر چگونگی انتخاب انرژی های مختلف در شکل (۵-۶) می توان منحنی طیف فتولومینسانس و زمان واهلش نقاط طول موجی مختلف را روی یک نمودار با هم مقایسه کرد. شکل (۵-۷) چگونگی بدست آوردن اطلاعات لازم برای شکل (۵-۶) را نشان می دهد. برای این منظور ما در انرژی های مختلف (که در شکل ۵-۷ فقط بعضی انرژی های خاص مثل پیک طیف فتولومینسانس و نقاط $FWHM^1$ نشان داده شده است)، زمان واهلش را با برش ماتریس های سه بعدی در راستای محور زمان ترسیم نموده و با کمک شیب خط در مقیاس لگاریتمی زمان واهلش را تعیین می کنیم.

۴-۵: وابستگی بازده نوری به پهنای چاه کوانتومی

در شکل (۵-۸) تغییرات زمان واهلش در طول موج های مختلف برای سه نمونه بدون آرایش با پهنای چاه متفاوت ($1/5 \text{ nm}$ - 3 nm و $4/5 \text{ nm}$) نشان داده شده است. این گروه از نمونه ها بخاطر اینکه در آنها از هیچگونه آرایشی استفاده نشده است همگی دارای دو زمان واهلش هستند یعنی مکانیزم بازترکیب آنها اکسیتونی است و مسئله جایگزیدگی در آنها مطرح است ولی بخاطر تغییر در پهنای چاه، تغییراتی در زمان آنها بوجود آمده است. نتایج حاصل، تغییر قابل ملاحظه ای را برای زمان واهلش در نمونه $4/5$ نانومتری نشان می دهد. بگونه ای که زمان واهلش برای نمونه با پهنای چاه $4/5$ نانومتر تقریباً $2/5$ برابر طولانی تر از نمونه با پهنای چاه 3 نانومتر است. با توجه به اینکه ساختار و شرایط رشد این نمونه ها یکسان بوده و تنها تفاوت آنها در پهنای چاهشان می باشد، تفاوت قابل ملاحظه در زمان واهلش به پهنای چاه نسبت داده می شود بگونه ای که می توان گفت افزایش زمان

¹ نقاطی که شدت فتولومینسانس به $1/e$ مقدار ماکزیمم می رسد.

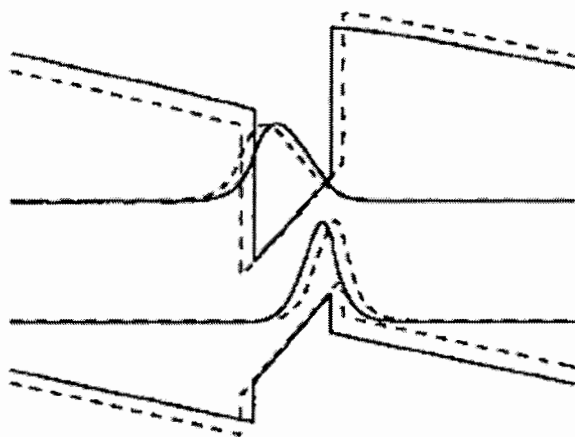
واهلش در چاه پهن تر بدلیل کاهش همپوشانی توابع موج الکترون و حفره می باشد که این کاهش ناشی از رانده شدن الکترون ها و حفره ها به دو فصل مشترک متقابل در داخل چاه می باشد و عامل این رانش الکترون و حفره، میدان قطبشی داخلی هستند.



شکل (۵-۹): تغییرات زمانی PL برای انرژی مربوط به پیک و انرژی های کمتر و بیشتر از آن برای نمونه های گروه دوم

شکل (۵-۸): زمان واهلش فتولومینسانس برای طول موج های مختلف مربوط به نمونه های گروه دوم

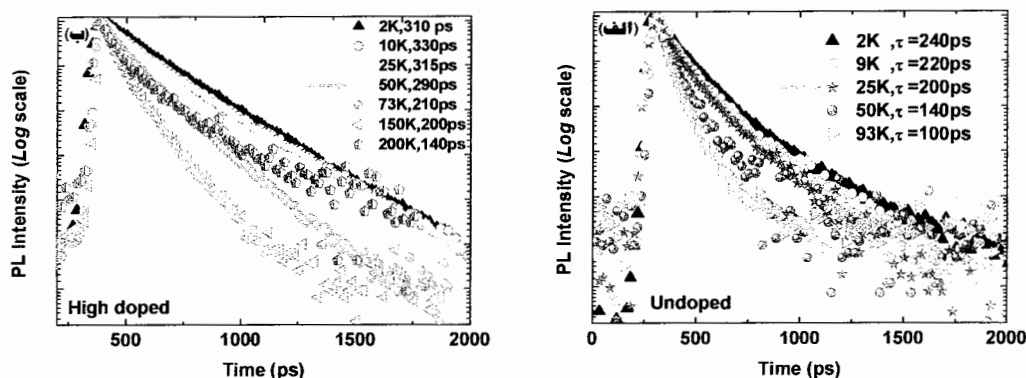
همانگونه که در شکل (۵-۱۰) نشان داده شده است با افزایش پهنای چاه (منحنی نقطه چین در شکل ۵-۱۰) توابع موج الکترون و حفره بیش از حالت قبل از یکدیگر فاصله گرفته اند و در نتیجه همپوشانی آنها کاهش یافته است که این موضوع منجر به طولانی شدن زمان بازترکیب آنها خواهد شد. در حقیقت دلیل اصلی استفاده از ساختارهای کوانتومی و ارجحیت آنها به ساختارهای کپه ای در همین موضوع نهفته است. زیرا با ایجاد محدودیت برای توابع موج الکترون و حفره در یک چاه یا نقطه کوانتومی همپوشانی آنها و در نتیجه احتمال بازترکیب آنها افزایش یافته و زمان بازترکیب کاهش می یابد که این به معنای افزایش بازده نوری (توان تابشی) می باشد که بویژه در ساختار دیوهای نوری و لیزری نقش کلیدی را دارد.



شکل (۵-۱۰): کاهش همپوشانی توابع موج الکترون و حفره با افزایش پهنای چاه. در شکل توابع موج الکترون و حفره و نیز شکل چاه برای آنها در دو وضعیت مشاهده می گردد.

۵-۵: رقابت بازترکیبهای نوری و غیرنوری در یک بازه دمایی در نمونه های با آرایش متفاوت
 پارامتر مؤثر دیگری که می تواند زمان واهلش را تحت تأثیر قرار دهد، تغییر دمای نمونه ها می باشد. زمان واهلش در دماهای مختلف را برای دو نمونه بدون آرایش و با حداکثر آرایش در شکل (۵-۱۱) مقایسه شده است. هر چند که محدوده زمان واهلش در دو نمونه مورد بحث در شکل (۵-۱۱) با هم متفاوت است بدین معنی که در نمونه بدون آرایش، زمان واهلش در ۲ کلوین برابر با ۲۴۰ پیکوثانیه در حالیکه در نمونه با حداکثر آرایش در همین دما زمان واهلش برابر ۳۱۰ پیکوثانیه است اما کاهش زمان واهلش با افزایش دما در هر دو نمونه مشاهده می شود. این کاهش زمان واهلش

برای نمونه بدون آلاینش با نتایج حاصل از ساختار مشابه که با روش MBE رشد داده شده است قابل مقایسه است [۶۰].



شکل (۵-۱۱): زمان واهلش پیک فتولومینسانس برای (الف)- نمونه بدون آلاینش (ب)- نمونه با حداکثر آلاینش، در دماهای مختلف

علت این کاهش غلبه فرآیندهای بازترکیب غیر تابشی به بازترکیب تابشی می باشد و بازترکیب های غیر تابشی نیز در ساختارهایی که دارای نقایص ساختاری بیشتر می باشند، معمولاً غلبه پیدا می کند و از طرفی بنابر مطالعاتی که روی هر دو نمونه انجام شده است نقایص ساختاری نمونه با حداکثر آلاینش بیشتر است [۶۱]. این نتیجه منطقی بنظر می رسد که زمان واهلش در نمونه با آلاینش زیاد سریع تر افت پیدا کند در صورتیکه در شکل (۵-۱۱) بازترکیب های تابشی در نمونه آلاینش یافته در مقایسه با نمونه بدون آلاینش بطور محسوسی تا دماهای بالاتر حضور دارد. بطور مثال در نمونه آلاینش یافته، زمان واهلش تا حدود ۵۰ کلوین تغییر چندانی نمی کند در حالیکه در نمونه بدون آلاینش بعد از دمای ۲۵ کلوین، زمان واهلش افت زیادی دارد.

علت اصلی غالب بودن بازترکیب تابشی در نمونه شدیداً آلاینش یافته علی رغم وجود نقایص ساختاری فراوان در این نمونه، تشکیل یک لایه دوبعدی گازالکترون آزاد^۱ در فصل مشترک سد (لایه AlGaIn) و چاه (لایه GaN) می باشد که بعلت فراوانی الکترونهاي آزاد علیرغم افزایش دما و حضور فونونها، سبب غلبه بازترکیب تابشی بر بازترکیب غیرتابشی می شود [۶۲].

^۱ Two Dimensional Electron Gas (2DEG)

۵-۶: استتار مؤثر میدان های قطبشی داخلی توسط آرایش سیلیکونی

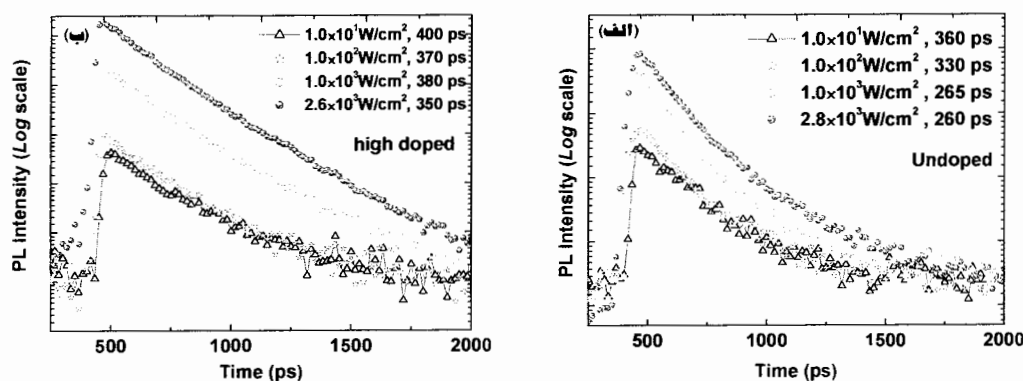
تا اینجا به بررسی نقش حامل های آرایشی پرداختیم. ولی علاوه بر حامل های دائمی ناشی از وجود آرایش حامل های موقتی (یا همان حامل های نوری) که توسط لیزر عامل برانگیختگی ایجاد شده اند نیز باید مورد توجه قرار گیرند. برای مطالعه این موضوع که رقابت میان حامل های آرایشی و نوری منجر به برتری کدامیک خواهد شد لازم است تا از دو راه اقدام نمائیم. اولین راه کنترل حامل های نوری بوسیله کنترل لیزر عامل برانگیختگی است و دیگری مطالعه تغییرات محل پیک فتولومینسانس در طی زمان است.

۵-۶-۱: اولین تأیید تجربی با استفاده از کنترل شدت لیزر عامل برانگیختگی

با کنترل توان لیزر (عامل برانگیختگی) می توان واکنش نمونه را در قبال تغییر حامل های نوری^۱ بررسی کرد و میزان تاثیر حامل های نوری را در نمونه های مختلف مورد مطالعه قرار داد. تغییرات زمانی پیک فتولومینسانس نمونه بدون آرایش و نیز نمونه با حداکثر آرایش ($9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) برای توان های برانگیختگی متفاوت در شکل (۵-۱۲) نشان داده شده است. در نمونه بدون آرایش هرچه توان لیزر افزایش می یابد، از میزان زمان واهلش کاسته می گردد. این در حالیست که در تمام توان های مورد مطالعه هنوز رفتار غیر نمایی در نمونه بدون آرایش مشاهده می گردد. قسمت سریعتر زمان واهلش در نمونه بدون آرایش از ۳۶۰ پیکوثانیه در توان های ضعیف تا ۲۶۰ پیکوثانیه در بیشترین توان های برانگیختگی کاهش می یابد.

همانطور که گفته شد قسمت اول منحنی فتولومینسانس نشانگر زمان لازم برای رسیدن اکسیتون به حداقل انرژی در مراکز جایگزیدیگی است. با افزایش توان برانگیختگی، حامل های نوری افزایش می یابند و بدین ترتیب مراکز جایگزیدیگی استتار می شوند. از طرفی در نمونه بدون آرایش، میدان های داخلی نیز تحت تاثیر حامل های نوری استتار می شوند و با استتار این میدان ها، همپوشانی توابع موج الکترون و حفره افزایش می یابد و باعث کاهش زمان بازترکیب می گردد. این کاهش بوضوح در شکل (۵-۱۲-الف) مشاهده می گردد.

^۱ Photogenerated carrier



شکل (۵-۱۲): زمان واهلش پیک فتولومینسانس برای (الف)- نمونه بدون آلاینش (ب)- نمونه با حداکثر آلاینش، در توان های برانگیختگی مختلف

چون چگالی حامل های نوری در حدود $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ می باشد، فقط قابل مقایسه با چگالی حامل ها در نمونه بدون آلاینش و تا حدی نمونه 421a ($3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) است. از این جهت تغییر شدت نباید تاثیری روی نمونه با حداکثر آلاینش داشته باشد که این مسئله بوضوح در شکل (۵-۱۲-ب) مشاهده می شود.

۵-۶-۲: دومین تأیید تجربی با استفاده از شیفت منحنی PL در طی زمان

پیک فتولومینسانس چاه های کوانتومی چندگانه GaN/AlGaN نسبت به پیک فتولومینسانس حاصل از GaN کپه ای یک جابجایی به سمت آبی (انرژی های بیشتر) در تمام نمونه های گروه اول خواهد داشت که علت آن اثر محدودیت کوانتومی می باشد.

حال تغییر محل پیک چاه ها در نمونه های گروه اول با توجه به اینکه تمامی آنها دارای پهنای چاهی برابر ۳ nm هستند را فقط می توان در عامل آلاینش دانست که تنها تفاوت این نمونه هاست. اثر محدودیت کوانتومی استارک که در اثر وجود میدان قطبشی بوجود می آید می تواند توضیحی برای شیفت پیک فتولومینسانس چاه ها باشد.

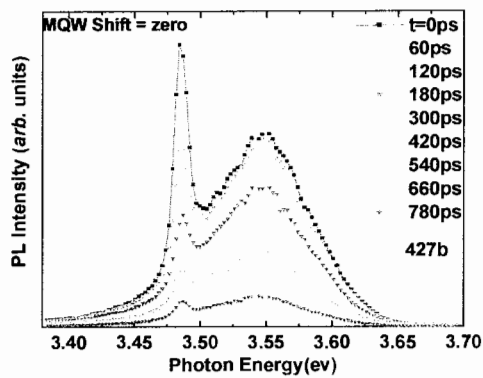
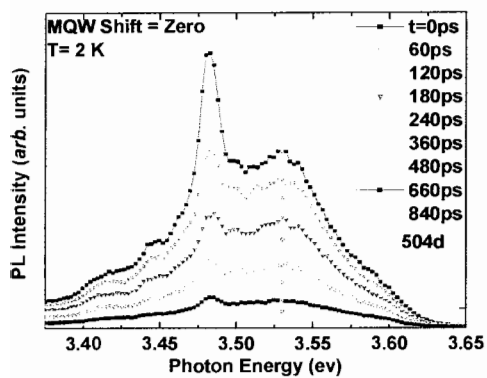
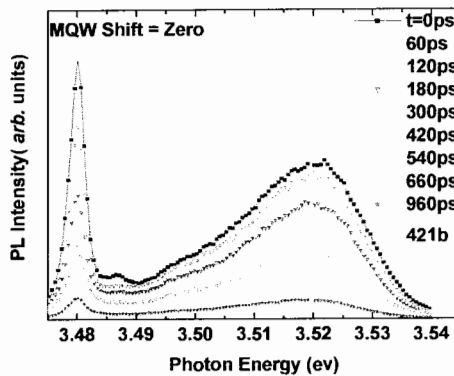
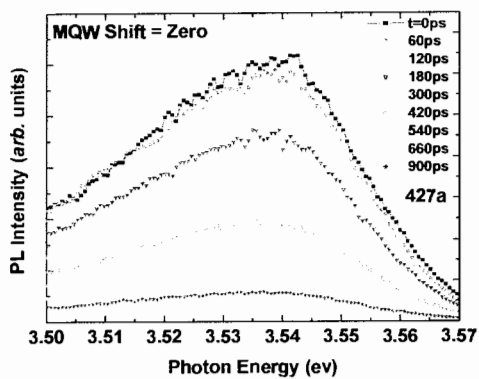
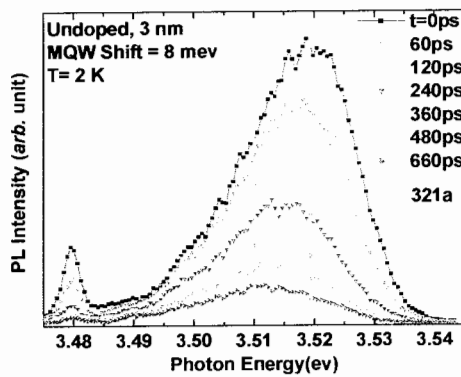
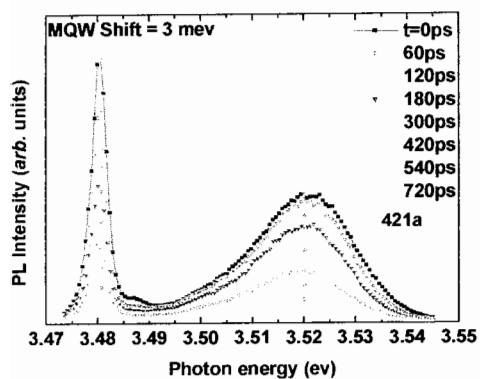
برای بررسی بازدهی استار میدان های قطبشی داخلی توسط حامل هایی که از آلاینش در سدها نتیجه می شوند و همچنین بررسی چگونگی تغییرات استار توسط حامل های نوری در طی زمان، از روش فتولومینسانس وابسته به زمان (TRPL) استفاده شده است. در شکل (۵-۱۳) طیف

فتولومینسانس وابسته به زمان برای تمامی نمونه های گروه اول نشان داده شده است و اندازه گیری های انجام شده (دمای ۲ کلوین) نشان دهنده یک شیفت به سمت قرمز به اندازه λmeV در طی 600 ps اولیه طیف فتولومینسانس زمانی برای نمونه بدون آرایش می باشد. در هیچ یک از نمونه ها، بجز نمونه با آرایش $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ، که شیفتی به اندازه 3 meV مشاهده می شود، هیچگونه تغییری در محل پیک فتولومینسانس در طی زمان دیده نمی شود.

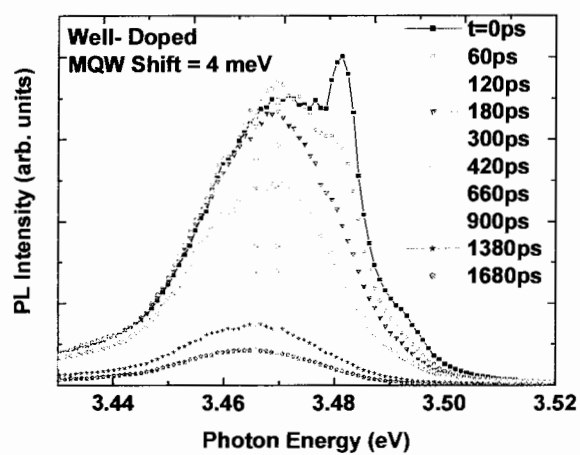
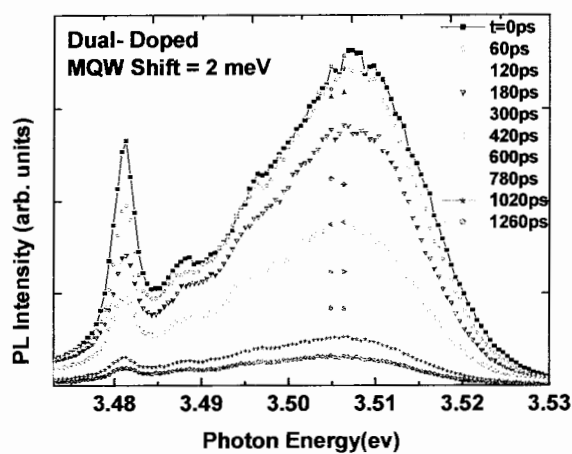
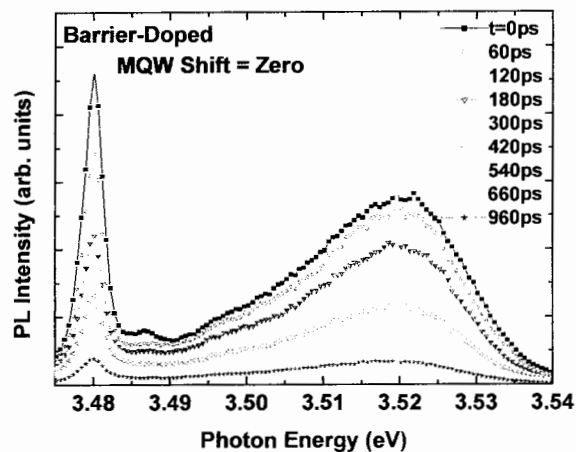
دلیل شیفت مشاهده شده در نمونه بدون آرایش را می توان کاهش تعداد حامل های نوری و در نتیجه کاهش استتار میدان های قطبشی داخلی با گذشت زمان دانست که باعث افزایش اثر کوانتومی استارک می شود.

در نمونه بدون آرایش همانطوری که در بالا گزارش شد شیفتی به اندازه λmeV در طیف فتولومینسانس آن دیده می شود در حالی که برای همین نمونه با آرایش سیلیکونی $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ این شیفت به اندازه 3 meV خواهد بود و با اندازه گیری مشخص می شود که در نمونه با آرایش خیلی زیاد ($9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) هیچ شیفتی در پیک فتولومینسانس حاصل از چاه های کوانتومی دیده نمی شود.

در توضیح علت این موضوع باید بگوییم که برای برانگیختگی نمونه ها از لیزری که دارای مشخصات $f = 250 \text{ KHz}$ و $\tau_0 = 200 \text{ fs}$ و توان برانگیختگی 20 mW و قطر لکه لیزر $100 \mu\text{m}$ استفاده شده است و با فرض اینکه ضریب جذب در طول موج برانگیختگی برابر با $1/5 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ باشد [۶۳]، با یک محاسبه سر راست، ماکزیمم حامل های نوری $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ خواهد بود که به وضوح از تعداد حامل های ناشی از آرایش در سدها، در نمونه های با آرایش متوسط و بالا کمتر است. در نمونه های با آرایش متوسط و بالا، نقش عمده در استتار کردن میدان های داخلی با حامل های ناشی از آرایش در سدها می باشد و با گذشت زمان، کاهش حامل های نوری تأثیری در مقدار استتار کردن میدان های داخلی نخواهد داشت و شیفتی را که در نمونه های بدون آرایش و آرایش پایین دیدیم، در مورد نمونه های با آرایش سیلیکونی بالا نخواهیم دید.



شکل (۵-۱۳): طیف فتولومینسانس وابسته به زمان برای نمونه های گروه اول



شکل (۵-۱۴): طیف فتولومینسانس وابسته به زمان برای نمونه های گروه سوم

در شکل (۵-۱۴) می توانید به اندازه گیری شیفت انرژی در نمونه هایی بپردازیم که محل اضافه کردن آرایش آنها متفاوت است. همه نمونه های این گروه دارای آرایش $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ هستند اما با

توجه به اینکه آلاینده اضافه شده در سد باشد یا در چاه و یا هر دو، میزان شیفت پیک فتولومینسانس در طی زمان، اندازه گیری شده است. در این نمونه ها نیز استتار میدان های قطبشی توسط آلاینده سیلیکونی صورت گرفته اما بدلیل حضور یون های Si در داخل چاه استتار بطور کامل انجام نشده است. این مسئله با مقایسه شیفت حاصل از انرژی در سه نمودار شکل (۵-۱۴) براحتی قابل تشخیص است. همانطور که گفته شد ساخت لیزرهای تک فرکانس و دقیق و با توان بالا از اهداف مطالعه روی این ساختارها است. در نتیجه استفاده از حامل های خارجی که توسط آلاینده در سیستم قابل ایجاد هستند، برای استتار میدان های قطبشی داخلی و در نتیجه حذف اثر کوانتومی استتارک مؤثرتر می باشد و باید آلاینده را اولاً در داخل سد تزریق نمود تا از حضور یون های سیلیکون در داخل چاه جلوگیری گردد و ثانیاً میزان چگالی آلاینده به نحوی محاسبه گردد که با تغییر میزان حامل های موقت (مثل حامل های نوری و یا حامل های تزریقی ناشی از عبور جریان الکتریکی در دیود های لیزری) تغییری در انرژی و یا طول موج نور گسیلی از دیودهای نورگسیلی یا دیودهای لیزری رخ ندهد و به عبارت دیگر ثبات و پایداری قطعه اپتوالکترونیکی در طی زمان بهره برداری تضمین گردد و حامل های نوری تأثیری بر انرژی گسیلی از قطعه اپتوالکترونیکی نداشته باشند.

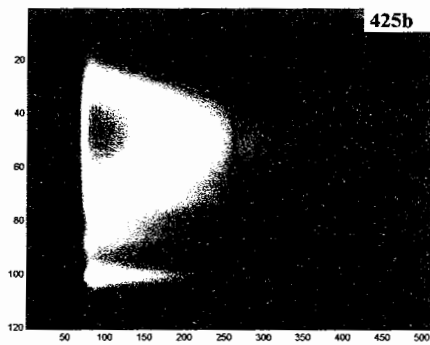
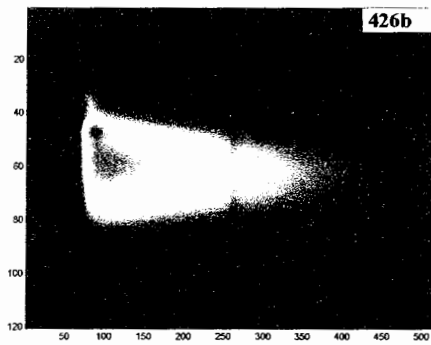
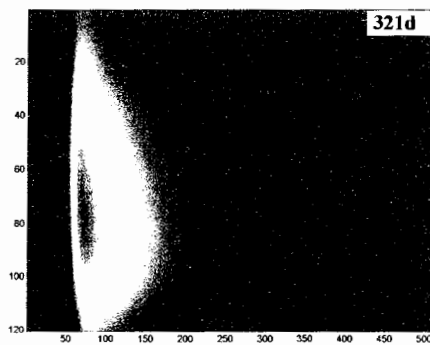
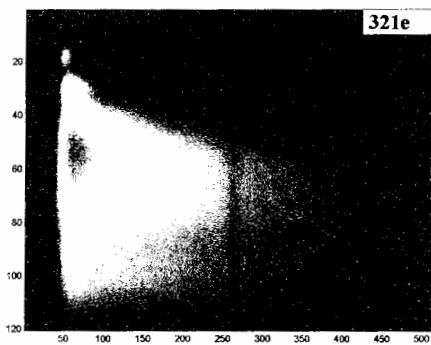
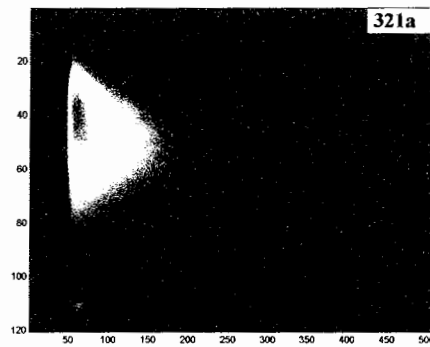
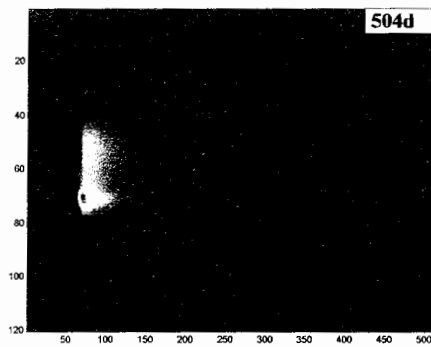
- [١] *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Laser and Light Emitting Diodes*, Edited by S. Nakamura, S. F. Chichibu, First published 2000, Taylor & Francis Group.
- [٢] H. M. Rosenberg, *The Solid State, Third Edition*, Chapter 8, Oxford University Press, 1988.
- [٣] H. Amano, T. Takeuchi, S. Sota, H. Sakai, I. Akasaki, *Mater. Res. Soc. Proc.* **449**, 1143 (1997).
- [٤] C. T. Foxon, B. A. Joyce: Growth of thin films and Heterostructures of III-V compounds by molecular beam epitaxy, in *Growth and Characterization of Semiconductors* ed. By R. A. Stradling, P. C. Klipstein (Hilger, Bristol 1990) p. 35
- [٥] S. Nakamura and G. Fasol: *The Blue Laser Diode: GaN Based Light Emitters and Lasers* (Springer-Verlag, Berlin, 1997) p. 36-37.
- [٦] *Low-Dimensional Nitride Semiconductors*, Edited by B. Gil, First published 2002, Oxford Uni. Press.
- [٧] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager III, E. E. Haller, Hai Lu, and William J. Schaff, *Phys. Stat. Sol. (b)* **240**, 412 (2003).
- [٨] W. C. Johnson, J. B. Parson, M. C. Crew: *J. Phys. Chem.* **36**, 2561 (1932).
- [٩] H. P. Maruska, J. J. Tietjen: *Appl. Phys. Lett.* **15**, 327 (1969).
- [١٠] J. I. Pankov: *J. Electrochem. Soc.* **119**, 1110 (1972).
- [١١] S. N. Mohammad, A. Salvador, H. Morkoc : *Proc. IEEE* **83**, 1306(1995).
- [١٢] H. P. Maruska, L. J. Anderson, D. A. Stevenson: *J. Electrochem. Soc.* **121**, 1202 (1974).
- [١٣] J. H. Harris, R.A. Youngman: *In Properties of Group III Nitrides*, ed. By J. H. Edgar, IEE EMIS Datarev, Series, No.11 (Inspec, London 1994) p.203
- [١٤] T. L. Tansley, C. P. Foley: *J. Phys.* **59**, 3241 (1986).
- [١٥] A. V. Sheleg, V. A. Savastenko: *Vestsi Akad. Nauk USSR Ser. Fiz. Mat. Nauk* **3**, 126 (1976).
- [١٦] T. L. Tansley, C. P. Foley: *Proc. 3rd Int'l Conf. on Semi-insulating III-V Materials* (Warm Spring, OR 1984), ed. By J. S. Blakemore (Shiva, London 1985)
- [١٧] J. W. Orton and C. T. Foxon, *The electron mobility and compensation in n-type GaN, Semicond. Sci. technol.* **13**, 310 (1998).
- [١٨] Q. Guo and A. Yoshida, *Temperature dependence of band gap change in InN and AlN, Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 2453 (1994).
- [١٩] R. Juza, H. Hahn, and Z. Anorg. *Allg. Chem.* **234**, 282 (1938), **244**, 133 (1940).
- [٢٠] H. Grimmeiss and Z. H- Koelmans, *Nature (London)* **14a**, 246 (1959).
- [٢١] H. P. Maruska, and J. J. Tietjen, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 327 (1969).
- [٢٢] S. Yoshida, S. Misawa, and S. Gonda, *Appl. Phys. Lett.* **42**, 427 (1983).
- [٢٣] H. Amano, I. Akasaki, T. Kozawa, K. Hiramatsu, N. Sawak, K. Ikeda, and y. ishi, *J. Lumin.* **40-41**, 121 (1988).
- [٢٤] H. Amano, T. Asahi, and I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2*, **29**, L 205 (1990).
- [٢٥] S. Nakamura and G. Fasol, *The Blue Laser Diodes* (Springer, Heidelberg, 1997).
- [٢٦] I. Akasaki and H. Amano. in *GaN* edited by J. I. Pankove and T. d. Moustakas (Academic, new York, 1998), Vol. 1, pp 459-72.
- [٢٧] S. Nakamura, *Science* **281**, 956 (1998).
- [٢٨] M. A. Khan, J. N. Kuznia, A. R. Bhattari, and D. T. Olsen, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1786 (1993).
- [٢٩] *Properties of group III nitrides (EMIS Data ReView series 11)*, edited by J. H. Edgar (INSPEC, IEE, London, 1994).
- [٣٠] S. C. Jain, J. Narayan, R. Van Overstraeten, *J. Appl. Phys. Rev.* Vol. 87, No 3, 965 (2000).
- [٣١] S. D. Hersee, J. C. Ramer, and K. J. Malloy, *MRS Bull.* July, Vol. 2245 (1997).
- [٣٢] F. A. Ponce, *MRS Bull.* **22**, 51 (1997).
- [٣٣] G. Popovici, H. Morkoc, and S. Noor Mohammad, in *Group III Nitride Semiconductor Compounds*, edited by B. Gil (Clarendon, Oxford 1998), pp. 19-69.
- [٣٤] S. N. Mohammad, W. Kim, A. Salvador, and H. Morkoc, *MRS Bull.* **22**, 22 (1997).
- [٣٥] *Fundamentals of Semiconductors*. By P. Y. Yu, M. Cardona, third edition, pp 223, Springer (2001).
- [٣٦] L. Esaki and R. Tsu. *IBM Res. Note RC 2418* (1969).

- [٣٧] R. Dingle, H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665 (1978).
- [٣٨] J. R. Waldrop and R. W. Grant, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2879 (1996).
- [٣٩] G. Martin, A. Botchkarev, A. Rockett, and H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2541 (1996).
- [٤٠] S. H. Wei and A. Zunger, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 2710 (1996).
- [٤١] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, *Phys. Rev. B* **56**, R10024 (1997).
- [٤٢] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki, *Phys. Rev. B*, Vol.28, No.6, 3243 (1983).
- [٤٣] J. Singh, *Appl. Phys. Lett.* **64** (20), 2694, (1994).
- [٤٤] *Low-Dimensional Nitride Semiconductors*, edited by B. Gil, Oxford University Press, pp. 237 (2002).
- [٤٥] J. J. Song and W. Shan, *Group III Nitride Semiconductor Compounds*, edited by B. Gil (Clarendon, Oxford 1998), pp. 182-241.
- [٤٦] P. Bigenwald, P. Lefebvre, T. Bretagnon, and B. Gil, *phys. stat. sol. (b)* **216**, 371 (1999).
- [٤٧] G. D. Chen, M. Smith, J. Y. Lin, H. X. Jiang, S. H. Wei, M. A. Khan, and C. J. Sun, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2784 (1996).
- [٤٨] J. J. Song and W. Shan, *Group III Nitride Semiconductor Compounds*, edited by B. Gil (Clarendon, Oxford 1998), pp. 182-241.
- [٤٩] M. Suzuki and T. Uenoyama, *Group III Nitride Semiconductor Compounds*, edited by B. Gil (Clarendon, Oxford 1998), pp. 307-342.
- [٥٠] *Low-Dimensional Nitride Semiconductors*, edited by B. Gil, Oxford University Press, pp. 262 (2002).
- [٥١] M. Gallart, A. Morel, T. Taliercio, P. Lefebvre, B. Gil, J. Allegre, H. Mathieu, N. Grandjean, M. Leroux, and J. Massies, *Phys. Stat. Sol. (a)* **180**, 127 (2000).
- [٥٢] B. Monemar, H. Haratizadeh, P. P. Paskov, G. Pozina, P. O. Holtz, J. P. Bergaman, S. Kamiyama, M. Iwaya, H. Amano, and I. Akasaki, *Phys. Stat. Sol. (b)* **237**, No.1, 353-364 (2003).
- [٥٣] B. Monemar, P. Bergman, and I. A. Buyanova, in *GaN and Related materials*, edited by S. J. Pearton (Gordon and Breach, New York, 1997), pp. 85-139.
- [٥٤] R. Mach and G. O. Muller (Private communication). See also P. Benalloul, J. Benoit, R. Mach, G. O. Muller, and G. U. Reinsperger, *J. Cryst. Growth* **101**, 989 (1990).
- [٥٥] G. D. Gilliland, *Materials Science and Engineering*, **R18** (1997) 99-400, page.283.
- [٥٦] H. Haratizadeh, B. Monemar, P. P. Paskov, P. O. Holtz, G. Pozina, S. Kamiyama, M. Iwaya, H. Amano, and I. Akasaki, *Physica. Status Solidi. B* **241** (2004) 1124.
- [٥٧] H. Haratizadeh, P. P. Paskov, G. Pozina, P. O. Holtz, B. Monemar, S. Kamiyama, M. Iwaya, H. Amano, and I. Akasaki, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1373 (2002).
- [٥٨] A. Reale, G. Massari, A. Dicarolo, P. Lugli, A. Vinattieri, D. Alderighi, M. Colocci, F. Semond, N. Grandjean and J. Massies, *J. Appl. Phys.* **93**, 400 (2003).
- [٥٩] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota and S. Nakamura, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 4188 (1996).
- [٦٠] P. Lefebvre, J. Allegre, B. Gil, H. Mathieu, N. Grandjean, M. Leroux, J. Massies, and P. Bigenwald, *Phys. Rev. B* **59**, 15363 (1999).
- [٦١] H. Haratizadeh, B. Monemar, P. P. Paskov, P. O. Holtz, E. Valcheva, P. Persson, M. Iwaya, S. Kamiyama, H. Amano, and I. Akasaki; submitted to *J. Appl. Phys.* (2004).
- [٦٢] H. Haratizadeh, P. P. Paskov, G. Pozina, P. O. Holtz, and B. Monemar, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1373 (2002)
- [٦٣] J. F. Muth, J. D. Brown, M. A. I. Johnson, Zhonghai Yu, R. M. Kolbas, J. W. Cook, and J. F. Schetzina, *MRS Internet J. Nitride Semicond Res.* 4S1, G5.2 (1999).

داده های تجربی مورد استفاده در این پایان نامه مربوط به اندازه گیری های TRPL می باشد که در دانشگاه لینشوپینگ سوئد توسط استاد راهنما انجام یافته و داده های خام آن بصورت کد های ASCII در اختیارمان می باشد. این داده ها بصورت ماتریس های سه بعدی ذخیره شده است و این موضوع ایجاب می کند که برای آنالیز آنها از نرم افزاری استفاده کنیم که قابلیت کار با ماتریس ها را داشته باشد. از آنجا که اساس کار برنامه Matlab بر پایه ماتریس بنا نهاده شده است در این پایان نامه از این برنامه کمک گرفته ایم.

برای تبدیل داده های ASCII به مقادیر عددی قابل فهم از یک mfile بنام Loadimgx2 در برنامه Matlab استفاده کرده ایم. برای مطالعه این زیربرنامه می توانید به ضمیمه (ب) مراجعه کنید. در این مرحله ما یک ماتریس سه بعدی داریم که ابعاد آن ۱۲۰ سطر برای طول موج و ۵۱۲ ستون برای زمان است. اما بعد سوم که بعنوان شدت مطرح می شود ، با بزرگی اعداد موجود در ماتریس مشخص می گردد. نمونه ای از داده های اولیه که بصورت گرافیکی توسط برنامه Matlab رسم شده است را در شکل (ضمیمه-۱) می توان دید. در این نمودار ها محور افقی مربوط به زمان و محور عمودی معرف طول موج است اما هیچکدام از این دو محور کالیبره نشده اند یعنی با مقادیر واقعی تطبیق داده نشده اند و فقط نمایانگر شماره کانال خروجی پیکربندی TRPL می باشند.

برای مطالعه هر نمونه متناسب با هدف مورد نظر، یکی از سه کمیت زمان ، شدت و طول موج را ثابت در نظر می گیریم، برای این منظور باید گراف نشان داده شده در شکل (ضمیمه-۱) را در راستای محور افقی یا عمودی برش بزنیم که به این ترتیب نمودارهای دو بعدی مربوط به شدت لومینسانس حامل ها بر حسب زمان و بر حسب طول موج بدست می آید. برای ایجاد برش دو بعدی در ماتریس داده ها باید به کمک دستورالعمل های موجود در برنامه Matlab برای هر طول موج خاص و هر زمان دلخواه، یک فایل اطلاعاتی دو بعدی بدست آورد. بدلیل حجم زیاد اطلاعات برای ایجاد برش های لازم در ماتریس سه بعدی منطقی ترین راه نوشتن زیربرنامه هایی برای Matlab می باشد که بتواند ماتریس سه بعدی را در راستای دلخواه برش دهد. برای هر برش در راستای دلخواه باید چند دستور Matlab نوشته شود.



شکل (ضمیمه-۱)- نمایش سه بعدی داده های خام تهیه شده به روش TRPL برای یک سری از نمونه ها. این نمونه ها در فصل بعد معرفی شده اند. محور عمودی متناسب با طول موج و محور افقی متناسب با زمان بازترکیب حامل ها و رنگ گراف معرف شدت لومینسانس حاصل از بازترکیب حامل ها می باشد. این داده ها کالیبره نیستند.

برای بررسی شدت نمونه در زمان های مختلف حداقل احتیاج به چهل برش در راستای زمان داریم تا بتوانیم در فواصل ۵۰ میکوثانیه طیف فتولومینسانس نمونه را بررسی کنیم. علاوه بر این احتیاج به برش هایی در امتداد طول موج های مختلف جهت مطالعه زمانی تغییر شدت لومینسانس نیز بر پیچیدگی کار می افزاید. بنابراین ضرورت ایجاد یک برنامه که بتواند تمام این کار را با سرعت و دقت بالاتری انجام دهد، احساس می شد. سابروتین زیرکه با نام Wave512 معرفی می شود را می توان برای برش ماتریس سه بعدی در زمان های دلخواه بکاربرد. در حلقه در نظر گرفته شده در این برنامه با تنظیم متغیر t می توان بازه زمانی مورد نظر برای برش را انتخاب نمود.

فایل بدست آمده از سابروتین Wave512 معرف طیف فتولومینسانس نمونه در زمان های مختلف می باشد. با توجه به اینکه محور قائم دارای ۱۲۰ کانال بوده و معرف طول موج نور گسیلی است این محور را باید با اعمال ضریب مناسبی برای طول موج برحسب نانومتر کالیبره کرد.

```

1 function y=Wave512;
2 slic=loadimgx2;
3 w=input('Enter the name of file>','s');y=0;x=0;z=0;
4 for i=1:12:512;
5     y=slic.data(:,i);
6     x=(1:length(y))/length(y);
7     A=[x' y];
8     z=num2str(i);
9     wz=strcat(w,z);
10    save(wz,'A','-ASCII','-DOUBLE');
11    figure;plot(y);
12 end;

```

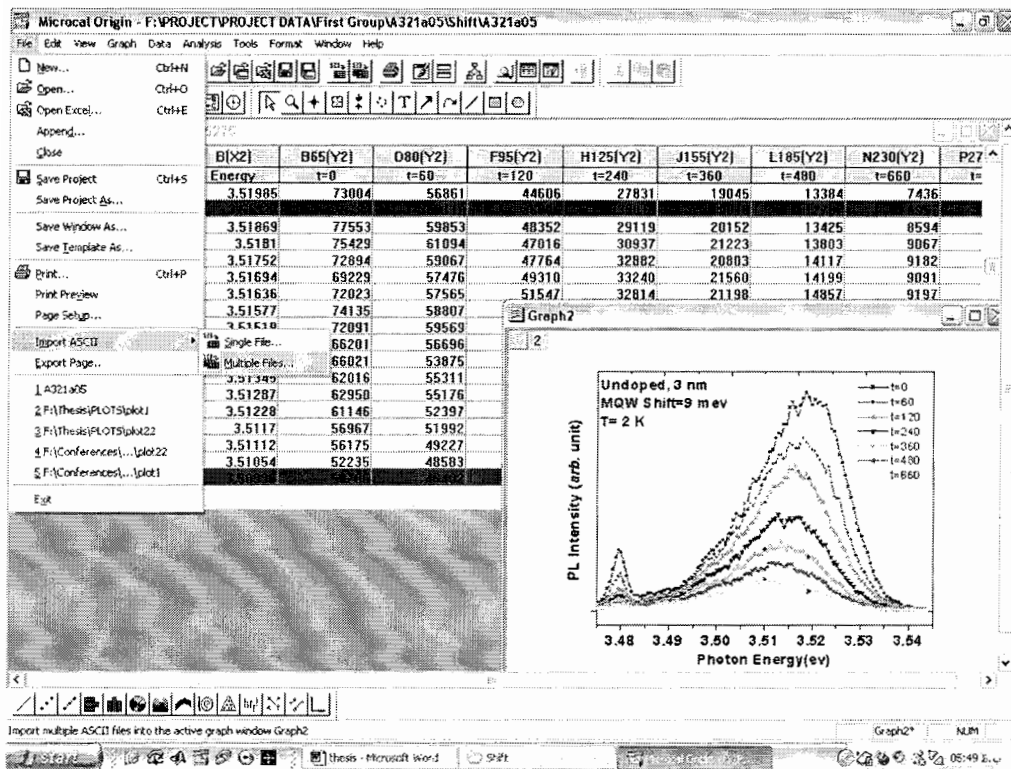
اما سابروتین دیگری که به برش ماتریس سه بعدی در طول موج های مختلف می پردازد را با نام Time120 در زیر آورده ایم. برش بدست آمده از سابروتین Time120 معرف تغییرات زمانی شدت لومینسانس حاصل از بازترکیب حامل ها است. تعداد کانال های موجود در محور افقی (زمان) معادل با ۵۱۲ کانال می باشد که با توجه به اینکه زمان واقعی اندازه گیری شده برای فرآیند بازترکیب ۲۰۰۰

پیکو ثانیه است باید شماره کانال ها با اعمال یک ضریب کالیبراسیون به مقدار واقعی زمان تبدیل گردد. این ضریب کالیبراسیون در خط ۶ برای محور X در نظر گرفته شده است.

```
1 function y=time120;
2 slic=loadimgx2;
3 w=input('Enter the name of file>','s');y=0;x=0;
4 for i=1:120;
5     y=slic.data(i,:);
6     x=1980*(1:length(y))/length(y);
7     A=[x' y'];
8     z=num2str(i);
9     wz=strcat(w,z);
10    save(wz,'A','-ASCII','-DOUBLE');
11    figure;plot(y);
12 end;
```

برای اجرای این دو سابروتین آنها را به همراه mfile معرفی شده با نام Loadimgx2 در پوشه work برنامه Matlab کپی می کنیم. تمام نتایج حاصل از این دو برنامه در همان پوشه ذخیره خواهند شد. فایل های بدست آمده ماتریس های دو بعدی هستند که برای ترسیم آنها از برنامه Origin بهره می گیریم.

شکل (ضمیمه-۲) نمایی از ماتریس دو بعدی را نشان می دهد که معرف تغییرات شدت لومینسانس برحسب طول موج می باشد. مجموعه گرافهای رسم شده حاصل ماتریس های برش یافته توسط سابروتین Wave 512 است. این شکل همچنین چگونگی انتقال داده ها از خروجی برنامه Matlab به برنامه Origin را نشان می دهد.

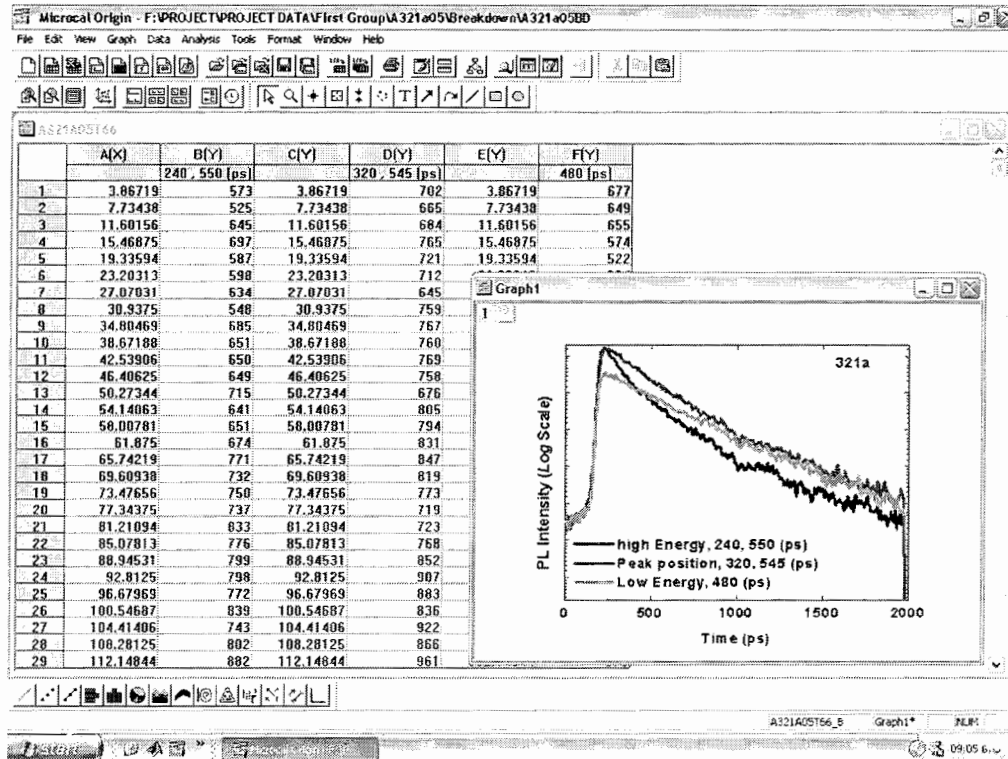


شکل (ضمیمه-۲) - نمایی از برنامه Origin که چگونگی وارد کردن داده ها را به برنامه نشان می دهد. در این منو به رسم نمودار فتولومینسانس در انرژی های مختلف برای نمونه بدون آرایش پرداخته ایم.

نرم افزار Origin توانمندی بسیار خوبی در رسم داده های ماتریسی دارد. از دیگر امکانات این نرم افزار ابزار مناسب برای فیت کردن داده های تجربی برحسب توابع مختلف ریاضی است که متناسب با مفاهیم فیزیکی داده های تجربی می توان از توابع گاوسی، لورنتسی، نمایی یگانه یا چندگانه و یا هر تابع دلخواه دیگری استفاده نمود. از طرفی این برنامه دارای ورودی- خروجی های مناسبی به برنامه های مختلفی از جمله Word ، Excel ، Matlab می باشد. در اینجا به علت اینکه کارهای برش و آماده سازی داده های ASCII را توسط برنامه Matlab انجام داده ایم، پل های ورودی- خروجی بین Origin و Matlab برای ما از اهمیت قابل ملاحظه ای برخوردار است. همانطور که در شکل (ضمیمه-۲) می بینید، برای باز کردن نتایج حاصل از برنامه Matlab ، از گزینه Import در منوی File و از زیر منوی

Multiple ASCII کمک می گیریم. برای باز کردن فایل های خود Origin از طریق گزینه Open عمل

می کنیم.



شکل(ضمیمه ۳)- نمایی از برنامه Origin که تغییرات زمانی فتولومینسانس را برای نمونه بدون آلابش را نشان می دهد.

برای ذخیره اطلاعات در برنامه Origin به دو صورت می توان عمل کرد. راه اول اینکه از منوی File و توسط گزینه Save Project As... اقدام به ذخیره داده ها کنیم که با این روش قادر به باز کردن فایل در برنامه دیگری بجز Origin نخواهیم بود. راه دوم که معمولاً برای انتقال داده ها به Matlab استفاده می شود از طریق گزینه Export Page.. در همان منوی File است. به این ترتیب اگر صفحه برنامه Origin روی داده ها تنظیم باشد، قادر به ذخیره سازی ماتریس داده ها هستیم.

```

1  function Img=loadimg(bintime,binwave,filepath,filename);
2  global Img
3  tic;
4  origdir=chdir;
5  if nargin <3,
6  [filename,filepath]=uigetfile('*.img','Load STREAK IMAGE Data File');
7  end;
8  if nargin==3,
9  [filename,filepath]=uigetfile([filepath '\' '*.img'],'Load STREAK IMAGE Data File');
10 end;
11 fn = [filepath filename];
12 fid = fopen(fn,'r');
13 if fid==-1
14 disp(' Warning. Filename or Directory not found. ')
15 [filename,filepath]=uigetfile('*.img','Load STREAK IMAGE Data File');
16 fn = [filepath filename];
17 fid = fopen(fn,'r');
18 end;
19 f(fid==-1),
20 disp('Error reading file!');
21 return
22 end;
23 disp([' Loading ' fn]);
24 info = setstr(fread(fid,256,'char'));
25 binrow=1;
26 bincol=4;
27 if exist('bintime')==1, binrow=bintime;end;
28 if exist('binwave')==1, bincol=binwave;end;
29 nrcols = 480;
30 nrrows = 512;
31 nrp = nrcols*nrrows;
32 Q = zeros(nrp,1);
33 Q = fread(fid,nrcols*nrrows,'short');
34 Q = reshape(Q,binrow,nrcols*nrrows/binrow);
35 if binrow>1, Q = sum(Q); end;
36 Q = reshape(Q,nrrows/binrow,nrcols);
37 Q = Q(:);
38 Q = reshape(Q,bincol,nrcols*nrrows/(binrow*bincol));
39 if bincol>1, Q = sum(Q); end;
40 Q = reshape(Q,nrcols/bincol,nrrows/binrow);
41 tidbas=1980;
42 angperpix=0.6;
43 wavezero=100;
44 fn,
45 d=dir(fn),
46 Img.data = Q;
47 Img.info = info;
48 Img.time = (1:nrrows/binrow)*tidbas/(nrrows/binrow);

```

```
49 Img.wave = ((1:bincol:nrcols)-wavezero)*angperpix;  
50 Img.date=d.date;  
51 Img.fname=d.name;  
52 return
```

بخش دوم

مقالات ارائه شده به کنفرانس های داخلی و خارجی در رابطه با موضوع
پایان نامه

مقاله اول

مطالعه دینامیک بازترکیب نوری در نانوساختارهای گالیم نیتراید

صابونی، محمود؛ هراتی زاده، حمید؛ مومنان، بو؛ آکازاکی، ایسامو

یازدهمین گردهمایی فیزیک ماده چگال ایران، مرکز تحصیلات تکمیلی زنجان، ۵ و ۶ خرداد

۱۳۸۴، صفحه ۶۶ مقاله نامه

مطالعه دینامیک بازترکیب نوری در نانو ساختارهای گالیم نیتراید

صابونی^۱، محمود؛ هراتی زاده^{۱،۲}، حمید؛ مونمار^۲، بو؛ آکازاکی^۳، ایسامو

^۱گروه فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، بلوار دانشگاه، شاهرود

^۲انستیتوی فیزیک و تکنولوژی سنجش دانشگاه لیشوپینگ، لیشوپینگ، سوئد

^۳انستیتوی مهندسی برق و الکترونیک دانشگاه میجو، ناگویا، ژاپن

چکیده

مطالعه دینامیکی فرآیندهای بازترکیب توسط فتولومینسانس وابسته به زمان، اطلاعات بسیار مفیدی راجع به نوع فرآیند و طول عمر آنها به ما می‌دهد که کمک موثری در درک فیزیک این فرآیندهاست. استخراج اطلاعات مورد نیاز از اندازه گیری‌های متعددی که در شرایط متفاوت بر روی نمونه‌ها به انجام رسیده است، مطالعه پارامترهای مختلف از جمله اثر آرایش و اثر استتار میدان‌های قطبشی را امکان پذیر می‌کند.

مقدمه

به دلیل گستردگی گاف انرژی نیم رساناهای نیتروژن دار ($6.2 \text{ eV} - 0.7 \text{ eV}$) که از ناحیه مادون قرمز تا ماورای بنفش را شامل می‌گردد، این مواد کاندیداهای بسیار خوبی برای ساخت قطعات اپتوالکترونیکی از جمله دیودهای لیزری و دیودهای نوری می‌باشند. کاربرد گسترده دیودهای نوری و لیزری به ویژه در ناحیه آبی، بنفش و ماورای بنفش در تکنولوژی کامپیوتر و ارتباطات ضرورت تحقیق و درک فیزیکی صحیح فرآیندهای باز ترکیب و عوامل مؤثر در آنها جهت اصلاح ساختار و افزایش کارایی قطعات اپتوالکترونیکی را اجتناب ناپذیر کرده است. مطالعه دینامیکی فرآیندهای باز ترکیبی توسط فتولومینسانس وابسته به زمان (TRPL^{*})، اطلاعات بسیار مفیدی راجع به نوع باز ترکیبات و طول عمر آنها به ما می‌دهد.

نمونه‌ها و روش آزمایش

نانوساختارهای چاه کوانتومی روی زیر لایه (0.01) اکسید آلومینیوم با روش رسوب گذاری بخار شیمیایی (MOCVD) رشد داده شده‌اند. بر روی زیر لایه اکسید آلومینیوم، یک لایه AlN در دمای پایین با ضخامت 20 nm جهت پایداری لایه‌ها و بدنبال آن یک لایه GaN ضخیم بدون آرایش (در حدود 2 میکرو متر) رشد داده شده‌است. سپس ناحیه فعال شامل یک ساختار چاه کوانتومی چندگانه از پنج بار تکرار متناوب لایه های 3 nm از GaN به عنوان چاه و 7 nm از $\text{Al}_{0.07} \text{Ga}_{0.93} \text{N}$ به عنوان سد رشد داده شده‌اند. آزمایش های فتولومینسانس در 2 K در یک محفظه محتوی He مایع توسط لیزر پیوسته انجام شده است و نمونه‌ها با هارمونیک چهارم از یک لیزر (Nd-Vanadate) که دارای طول موج 266 nm است، برانگیخته شده‌اند. سیگنال فتولومینسانس بوسیله یک توری تک رنگ کننده پراکنده و بوسیله یک دوربین CCD در دمای نیتروژن مایع آشکار سازی شده است. برای TRPL، از هارمونیک سوم یک لیزر یالسی Ti-Sapphire: به عنوان منبع تحریک استفاده

* Time Resolved PhotoLuminescence

شده است. برای آشکارسازی سیگنال های وابسته به زمان فتولومینسانس از سینکرواسکن هاماماتسو (hamamatsu) با دقت بیشتر از ۱۰ پیکوثانیه استفاده شده است. [۱]

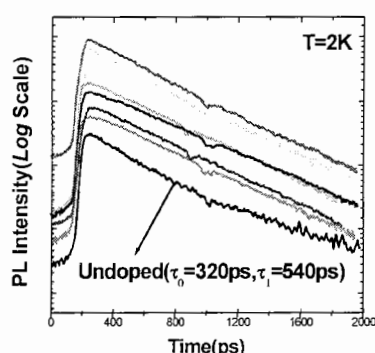
تجزیه و تحلیل آزمایش ها

چگالی آرایش نمونه ها و همچنین زمان واهلش مربوط به پیک فتولومینسانس در جدول (۱) آورده شده است. همانطور که در شکل (۱) نیز نشان داده شده است اگر منحنی زمان واهلش پیک فتولومینسانس را بر حسب چگالی آرایش رسم کنیم از یک چگالی آرایش خاص در حدود $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ به بالا زمان واهلش قله فتولومینسانس با افزایش آرایش تغییر چندانی نمی کند.

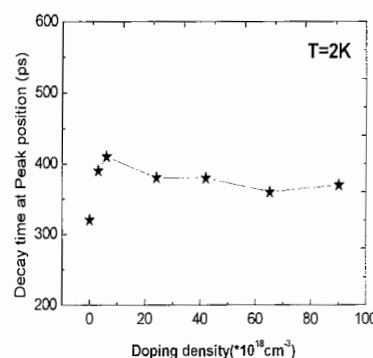
جدول ۱: سطح آرایش و مقادیر زمان واهلش اندازه گیری شده در دمای ۲ درجه کلون

چگالی حامل ها ($\times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	۰/۰۱	۳	۶	۲۴	۴۲	۶۵	۹۰
زمان واهلش PL در ۲ درجه کلون (ps)	۳۲۰	۳۹۰	۴۱۰	۳۸۰	۳۸۰	۳۶۰	۳۷۰

زمان واهلش به دو قسمت ، یکی زمان لازم برای اینکه الکترون و حفره به حداقل انرژی برسند و دیگری زمان لازم برای انجام عمل بازترکیب تقسیم می شود. با افزایش تعداد الکترون و حفره می توانیم زمان قسمت اول را کاهش دهیم. این موضوع که با افزایش میزان آرایش یعنی افزایش تعداد الکترون ها احتمال بازترکیب الکترون و حفره زیاد می شود و زمان واهلش کاهش می یابد با شکل (۱) مغایرت دارد. به این مغایرت با بیان این نکته که با افزایش آرایش فقط تعداد الکترون ها زیاد شده و تغییری در تعداد حفره ها حاصل نشده است ، می توان پاسخ گفت و جایگزیدگی حفره ها که قبلاً بصورت تئوری توسط Gallart نیز پیش بینی شده است ، توجیه منطقی از عدم کاهش زمان واهلش با افزایش چگالی آرایش می باشد [۲].



شکل ۲: تغییرات زمانی پیک فتولومینسانس برای تمام نمونه ها ، بترتیب کاهش چگالی آرایش از بالا به پایین (به شیب نمونه بدون آرایش دقت کنید)



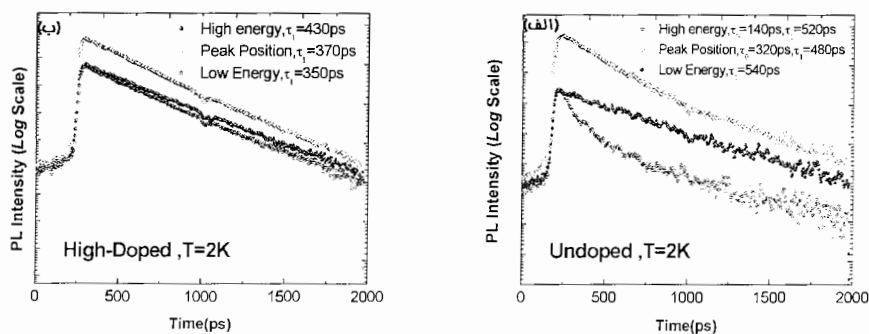
شکل ۱: زمان واهلش مربوط به انرژی پیک فتولومینسانس بر حسب چگالی آرایش نمونه ها

درحقیقت بجز نمونه بدون آلاینش بقیه نمونه ها دارای منحنی تک نمائی واهلش وزمان واهلش تقریباً ثابت هستند. ازطرفی وقتی به شکل (۲) دقت می کنیم یک کاهش در منحنی زمانی فتولومینسانس برای نمونه بدون آلاینش مشاهده می کنیم. بنابراین دو مکانیزم جداگانه می تواند این رفتار را درنمونه بدون آلاینش توصیف کند. در حالیکه دردیگرنمونه ها بیش از یک مکانیزم بازترکیب وجودندارد.

در نمونه بدون آلاینش مکانیزم بازترکیب اکسیژنی است که این مکانیزم خودازدو قسمت تشکیل یافته است وهمین موضوع منجر به رفتار غیر نمایی زمان واهلش درنمونه آلاینش نیافته می شود. در فرآیند بازترکیب اکسیژنی درنمونه فوق اکسیژن ها ابتدا در افت وخیزهای پتانسیل بویژه درفصل مشترک سدوچاه جایگزیده می گردند وسپس بصورت نوری بازترکیب انجام می دهند. بنابراین بخش اول منحنی زمان واهلش مربوط به زمان موردنیاز برای جایگزیدگی اکسیژن ها وبخش دوم آن مربوط زمان به بازترکیب اکسیژنی است. در نیم رساناهای نیتروژندار افت وخیزهای پتانسیل حتی در نمونه های باکیفیت عالی نیز قابل صرفنظرکردن نیست. آشفتگی پتانسیل بخاطر میدان های قطبی تصادفی، افت وخیزهای سطحی، دررفتگی ها وناخالصی ها اتفاق می افتد.

با افزایش آلاینش نوع n (درانجا Si)، ودرنتیجه افزایش الکترونهاي آزاد درناحیه چاه GaN بتدریج افت وخیزهای پتانسیل مربوط به الکترون ها استتار شده و دیگر مسئله جایگزیدگی در افت وخیزهای پتانسیل مطرح نیست و مکانیزم لومینسانس از بازترکیب اکسیژنی در نمونه بدون آلاینش بصورت بازترکیب الکترون آزاد وحفره جایگزیده درنمونه های آلاینش یافته تغییرمی کند [۳و۱] زیرا کوچکی تابع موج حفره در AlGaIn در حدود فاصله بین اتم های آلومینیوم است [۲] وبه همین دلیل حفره ها همواره و براحتی در افت وخیزهای پتانسیل جایگزیده می گردند.

نمودار زمان واهلش برای انرژی پیک فتولومینسانس ونیزانرژی های کمتریویشتر از آن درنمونه های بدون آلاینش وشدیداً آلاینش یافته در شکل (۳) نشان داده شده است و همانگونه که مشاهده می شود زمان بازترکیب در انرژی های بالا نسبت به انرژی های پایین طولانی تر است ودر انرژی های پایین منحنی مربوطه تک نمایی است (شکل ۳-الف). قسمت کندتر زمان واهلش به زمان لازم برای بازترکیب نوری وقسمت سریعتر مربوط به زمان جایگزیدگی اکسیژن ها در افت وخیز های پتانسیل می باشد. در انرژی های بیشتر اکسیژن ها در ناهمواری های پتانسیل متفاوت با عمق کمتری جایگزیده می شوند وبخاطر این موضوع واهلش در این انرژی ها سریعتر روی می دهد [۴]. در واقع اکسیژن ها در انرژی های بالاتر موقعیت های بیشتری برای جایگزیدگی دارند بنابراین سریعتر جایگزیده می گردند. این موضوع توسط گروههای دیگری در مورد نانو ساختارهای چاه کوانتمی GaN/AlGaIn [۳] و InGaIn/GaN [۴] نیز گزارش شده است.



شکل (۳) : الف- تغییرات زمانی فتولومینسانس برای انرژیهای مختلف برای نمونه بدون آلاینش . ب-

تغییرات زمانی فتولومینسانس برای انرژیهای مختلف برای نمونه باحداکثر آلاینش

زمان بازترکیب نوری برای نمونه های بدون آرایش (قسمت کندتر زمان واهلش، در حدود ۵۰۰ پیکوثانیه) بخاطر کاهش همپوشانی تابع موج الکترون و حفره که ناشی از اثر کوآنتمی استارک بدلیل میدان قطبشی قوی است، از نمونه های دیگر طولانی تر است. زیرا در نمونه های آرایش یافته الکترون های آزاد میدان قطبشی داخلی را تا حد زیادی استتار می نمایند.

نتیجه گیری

با مطالعه زمانی فتولومینسانس نانوساختارهای چاه کوانتمی GaN/AlGaIn که چگالی های مختلفی از Si در لایه مربوط به سد آنها اضافه شده است، می توان به دو مکانیزم جداگانه بازترکیب پی برد. در نمونه بدون آرایش اکسیتون های جایگزیده بازترکیب نوری دارند درحالیکه در دیگر نمونه های آرایش یافته با Si بدلیل استتار افت و خیزهای مربوط به الکترون ها، مکانیزم بازترکیب الکترون های آزاد و حفره های جایگزیده می باشد. رفتار تک نمائی زمان واهلش مربوط به نمونه های آرایش یافته به همراه زمان واهلش تقریباً یکسان برای تمام نمونه های آرایش یافته مستقل از چگالی آرایش، نشان دهنده این موضوع می باشد.

مراجع

1. H.Haratzadeh, B.Monemar, P.P.Paskov, p.O.Holtz, G.Pozina, S.Kamiyama, M.Iwaya, H.Amano, and I.Akasaki, *Physica. Status Solidi. B* **241** (2004) 1124.
2. M.Gallart, A.Morel, T.Taliercio, P.Lefebvre, B.Gil, J.Allegre, H.Mathieu, N.Grandjean, M.Leroux and J.Massies, *Physica. Status Solidi A* **180**, 127 (2000).
3. A.Reale, G.Massari, A.Dicarlo, P.Lugli, A.Vinattieri, D.Alderighi, M.Colocci, F.Semond, N.Grandjean and J.Massies, *J.Appl.phys.* **93**, 400(2003).
4. S.Chichibu, T.Azuhata, T.Sota and S.Nakamura, *Appl.Phys.Lett.* **69**, 4188(1996).

مقاله دوم

Dynamical study of the radiative recombination processes in GaN/AlGaN QWs

M. Sabooni, M. Esmaili, F. Tabasi, H. Haratizadeh, B. Monemar, H. Amano

6th International Conference on Nitride Semiconductors (ICNS6)
Bremen University, Bremen, Germany, 28th August (2005).

Dynamical study of the radiative recombination processes in GaN/AlGaIn QWs

M. Sabooni¹, M. Esmaeili¹, F. Tabasi¹, H. Haratizadeh^{1,2}, B. Monemar², H. Aman³

1) Department of Physics, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran

2) Department of Physics and Measurements Technology, Linköping University, S-581 83 Linköping, Sweden

3) Department of Electrical and Electronic Engineering, Meijo University, 1-501 Shiogamaguchi, Tempaku-ku, Nagoya 468, Japan

E-mail: hamha@walla.com

PACS 78.47.+p, 78.55.Cr, 78.67.De

The effects of the Si doping level on the recombination dynamics and carrier (exciton) localization in modulation-doped GaN/Al_{0.07}Ga_{0.93}N multiple-quantum-well (MQW) structures were studied by means of photoluminescence (PL) and time-resolved PL measurements. All samples with different doping levels show a QW emission which is blue shifted with respect to the 3.48 eV PL peak from the GaN buffer layer. The decay time at the peak position remains nearly constant in the range of 320-420 ps at 2 K for all doping levels. For the undoped and low-doped samples ($3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), which have less free electrons in the QWs, a non-exponential PL decay behavior at 2 K is attributed to localized exciton recombination. The more highly doped samples ($5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ to 10^{20} cm^{-3}) show almost exponential decay curves at 2 K, suggesting the recombination of free electrons and localized holes. The internal polarization-induced fields of the medium and highly-doped samples are partly screened by the electrons originating from the doping in the barriers. The emission peaks in time delayed PL spectra of these samples exhibit almost no shift as time evolves. Only the PL peak of the undoped and low-doped samples shows a red shift with time delay, related to the photogenerated carriers [1]. The decay time for the undoped sample shows non-exponential behavior typical for localized excitons in III-N QWs. The same behavior of decay time as a function of emission energy has been reported for InGaIn QWs [2].

References:

[1] H. Haratizadeh, B. Monemar, P. P. Paskov, P. O. Holtz, G. Pozina, S. Kamiyama, M. Iwaya, H. Amano, and I. Akasaki; *Phys. Status Solidi B* **241**, 1124 (2004).

[2] C. K. Choi, Y. H. Kwon, B. D. Little, G. H. Gainer, and J. J. Song, Y. C. Chang, S. Keller, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars, *Phys. Rev. B* **64**, 245339 (2001).

مقاله سوم

(برنده جایزه پوستر برتر)

رقابت حامل های نوری و آلایش سیلیکونی در استتار میدان های قطبشی
درچاه کوانتمی GaN

صابونی، محمود؛ اسمعیلی، مرتضی؛ هراتی زاده، حمید؛ مومنان، بو؛ آمانو، هیروشی

پذیرفته شده در کنفرانس فیزیک ایران، دانشگاه لرستان، خرم آباد، ۷ تا ۱۰ شهریور ۱۳۸۴



سال جهانی فیزیک ایران ۱۳۹۲
WORLD YEAR OF PHYSICS - IRAN 2019

کنفرانس فیزیک ایران

۷ تا ۱۰ شهریور ۱۳۹۲
خرم‌آباد، دانشگاه لرستان



رقابت حامل های نوری و آلایش سیلیکونی در استتار میدان های قطبشی در چاه کوانتمی GaN

صابونی ، محمود^۱؛ اسمعیلی ، مرتضی^۱؛ هراتی زاده ، حمید^{۱،۲}؛ مونمار، بو^۳؛ آمانو، هیروشی^۳

^۱دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود ، بلوار دانشگاه ، شاهرود ، ایران

^۲انستیتیوی فیزیک و تکنولوژی سنچش دانشگاه لینشوپینگ، لینشوپینگ، سوئد

^۳انستیتیوی مهندسی برق و الکترونیک دانشگاه میجو، ناگویا، ژاپن

چکیده

در این مقاله با اندازه گیری طیف فتولومینسانس وابسته به زمان (دینامیک بازترکیب) یکسری از چاه های کوانتومی نیتروژن دار GaN/AlGaIn با چگالی آلایش سیلیکونی متفاوت. تاثیر حامل های آلایشی و همچنین حامل های نوری را در استتار میدان های قطبشی داخلی بیژوالکتریک و خود به خودی بررسی کرده ایم. اندازه گیری طیف فتولومینسانس وابسته به زمان چاه های کوانتومی با آلایش و بدون آلایش نشان دهنده جابجایی های در حدود چند میلی الکترون ولت در محل پیک انرژی گسیلی این چاه ها می باشد. علت این جابجایی، تغییرات زمانی میزان استتار میدان های قطبشی داخلی ناشی از کاهش زمانی تعداد حامل های نوری می باشد. با افزایش چگالی آلایش نقش حامل های ناشی از آلایش سیلیکونی بر حامل های نوری غلبه کرده و در چگالی های آلایشی بالا عملاً کاهش انرژی در محل پیک انرژی گسیلی چاه کوانتومی در نمونه آلایش یافته مشاهده نمی شود.

Competition of the photo-generated carriers and the Si doping level on the screening of the internal polarization fields of the GaN quantum well

Sabooni, Mahmood¹; Esmaili, Morteza¹; Haratizadeh, Hamid^{1,2}; Monemar, Bo³; Amano, Hiroshi³

¹Physics Department, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran

²Department of Physics and Measurements Technology, Linköping University, Linköping, Sweden

³Department of Electrical and Electronic Engineering, Meijo University, Nagoya 468 Japan

Abstract

The competition between the photo-generated carriers and the Si doping level on the screening of the internal polarization fields in modulation-doped GaN/Al_{0.05}Ga_{0.95}N multiple-quantum-well (MQW) structures were studied by means of photoluminescence (PL) and time-resolved PL measurements. Undoped and low-doped samples indicate a QW emission, which is red shifted by a few meV during the first 600 ps in time delayed spectra due to the screening of the internal polarization fields, but there is almost no shift for the medium and high doped samples because of the competition between the photo-generated carriers and Si doping level is dominated by the extrinsic carriers in the medium and high doped samples.

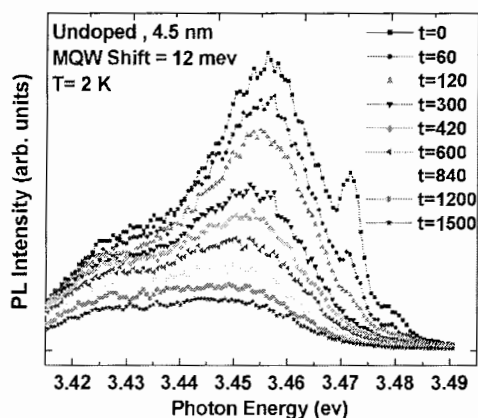
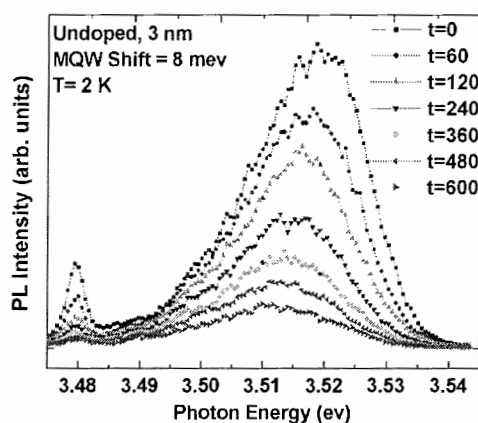
PACS No. 78, 73

نورگسیلنده فرابنفش و آبی و دیودهای لیزری و همچنین ساخت وسایلی که در فرکانس های بالا و دماهای بالا کارایی دارند، در چند سال اخیر مطالعات زیادی روی آنها انجام گرفته است. اکثر این وسایل از ساختار چاه های کوانتمی چندگانه و سایر نانوساختارها در ناحیه فعال خود بهره می برند. یکی از ویژگی

مقدمه

نیم رساناهای نیتروژن دار (گروه III-Nitride) اخیراً بطور فزاینده ای مورد توجه محققان قرار گرفته است. به علت کاربردهای مهم آنها در ساخت وسایلی از قبیل دیودهای

علت آن اثر محدودیت کوانتومی می باشد. البته در نمونه با پهنای چاه $4/5\text{nm}$ پیک فتولومینسانس چاه کوانتومی نسبت به GaN که ای شیفتی به اندازه 27 meV به سمت قرمز (انرژی های کمتر) دارد. علت آن، بیشتر شدن ضخامت چاه از ضخامت بحرانی نمونه است. که باعث می شود اثر کوانتومی استارک ناشی از میدان های داخلی پیزوالکتریک و خودبخودی بر اثر ناشی از محدودیت کوانتومی غلبه کند.



شکل ۱: طیف فتولومینسانس وابسته به زمان نمونه های با پهنای چاه $4/5\text{nm}$ و 3 nm که بدون آرایش هستند.

برای بررسی بازدهی استتار میدان های قطبشی داخلی توسط حامل هایی که از آرایش در سدها نتیجه می شوند و همچنین بررسی چگونگی تغییرات استتار توسط حامل های نوری نمونه ها در طی زمان از روش فتولومینسانس وابسته به زمان (TRPL) استفاده شده

های نیم رساناهای با ساختار ورتسایت وجود بارهای قطبشی در سطوح مشترک این ساختارهاست که باعث به وجود آمدن میدان های قطبشی داخلی بزرگ در این ساختارها می شود، و این به نوبه خود باعث تاثیر روی مکانیزم بازترکیب تابشی خواهد شد. یکی از ابزارهای بررسی اثر این میدان ها، مشاهده طیف فتولومینسانس وابسته به زمان این نمونه ها می باشد [۱]. این کار که روی یک سری از همین نانوساختارهای کوانتومی نیتروژن دار انجام شده است، نقش حامل های نوری و حامل های ناشی از آرایش سیلیکونی و رقابت آنها را در استتار میدان های قطبشی داخلی، ناشی از عدم تقارن بلور و ناهمسانی شبکه های لایه و زیرلایه در یکسری از چاه های کوانتومی GaN/AlGaIn در دماهای پایین با استفاده از روش آزمایشگاهی فتولومینسانس وابسته به زمان بررسی می کند.

روش آزمایشگاهی و نمونه ها

نمونه های بحث شده در این مقاله به روش رسوب گذاری بخار شیمیایی و روی زیر لایه اکسید آلومینوم رشد یافته اند. ناحیه فعال شامل چاه های کوانتومی پنج گانه می باشد که ضخامت چاه های GaN ، 3 nm و $4/5\text{ nm}$ و ضخامت سدهای AlGaIn ، 7 nm است. یکسری از نمونه ها با پهنای چاه 3 nm توسط سیلیکون اضافه شده در سد AlGaIn آرایش یافته اند و مقدار آرایش در آنها بین $3 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ و $9 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ می باشد. برای آزمایش های فتولومینسانس وابسته به زمان از هارمونیک سوم لیزر پالسی Ti:Sapphire با طول موج 266 nm به عنوان منبع تحریک کننده و برای آشکارسازی سیگنال های وابسته به زمان فتولومینسانس از سینکرواسکن هاماماتسو استفاده شده است. تمامی آزمایش ها در دمای هلیوم مایع (2 K) انجام شده است.

نتایج و بحث

همانطوری که در گزارش های قبلی بیان شد، پیک فتولومینسانس چاه های کوانتومی چندگانه GaN/AlGaIn نسبت به پیک فتولومینسانس حاصل از GaN که ای یک جابجایی به سمت آبی (انرژی های بیشتر) در نمونه 3 nm خواهد داشت که

پیک فتولومینسانس حاصل از چاه های کوانتمی دیده نمی شود. در توضیح علت این موضوع باید بگوییم که برای برانگیختگی نمونه ها از لیزری که دارای مشخصات $f=250\text{KHz}$ و $\tau_0 = 200\text{fs}$ و توان برانگیختگی 20mW و قطر لکه لیزر $100\mu\text{m}$ استفاده شده است؛ و با فرض اینکه ضریب جذب در طول موج برانگیختگی $(\text{cm}^{-1}) \times 10^5 / 5$ باشد [۲]، با یک محاسبه سر راست، ماکزیمم حامل های نوری $2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ خواهد بود که به وضوح از تعداد حامل های ناشی از آلاینش در سدها، در نمونه های با آلاینش متوسط و بالا کمتر است. لذا در نمونه های با آلاینش متوسط و بالا، نقش عمده در استتار کردن میدان های داخلی با حامل های ناشی از آلاینش در سدها می باشد و با گذشت زمان، کاهش حامل های نوری تأثیری در مقدار استتار کردن میدان های داخلی نخواهد داشت و شیفتهای را که در نمونه های بدون آلاینش و آلاینش پایین دیدیم، در مورد نمونه های با آلاینش سیلیکونی بالا نخواهیم دید.

نتیجه گیری

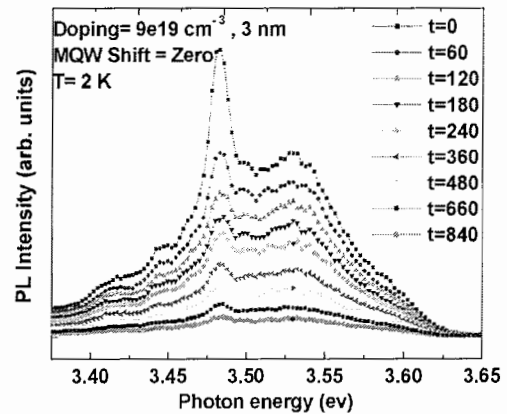
استفاده از حامل های خارجی که توسط آلاینش در سیستم قابل ایجاد هستند، برای استتار میدان های پیزوالکتریک داخلی و در نتیجه حذف اثر کوانتومی استتار موثرتر می باشد و باید آلاینش را اولاً در داخل سد تزریق نمود تا از حضور یون های سیلیکون در داخل چاه جلوگیری گردد و ثانیاً میزان چگالی آلاینش به نحوی محاسبه گردد که در فرآیندهای بازترکیب وابسته به زمان، حامل های نوری تأثیری بر انرژی گسیلی از قطعه اپتوالکترونیکی نداشته باشد.

مرجع ها

- [۱] B. Monemar, H. Haratizadeh, P. P. Paskov, G. P. Pozina, P. O. Holtz, J. P. Bergman, S. Kamiyama, M. Iwaya, H. Amano, and I. Akasaki, Phys. Stat. Sol.(b) 237, 353-364 (2003).
 [۲] J. F. Muth, J. D. Brown, M. A. I. Johnson, Zhonghai Yu, R. M. Kolbas, J. W. Cook, and J. F. Schetzina, MRS Internet J. Nitride Semicond Res. 4S1, G5.2 (1999).

است. در شکل ۱ طیف فتولومینسانس وابسته به زمان برای دو نمونه $4/5\text{nm}$ و 3nm نشان داده شده است و اندازه گیری های انجام شده (دمای 2K) نشان دهنده یک شیفتهای به سمت قرمز به اندازه 8meV در طی 600ps اولیه طیف فتولومینسانس زمانی و ترتیب برای نمونه های 3nm و $4/5\text{nm}$ می باشد. این شیفتهای برای نمونه $4/5\text{nm}$ در 600ps اولیه در حدود 8meV می باشد.

دلیل این شیفتهای کاهش تعداد حامل های نوری با گذشت زمان و در نتیجه کاهش استتار میدان های قطبشی داخلی با گذشت زمان می باشد که باعث افزایش اثر کوانتومی استتار می شود؛ همچنین در شکل افزایش پهنای خط گسیلی با گذشت زمان به وضوح دیده می شود. در شکل ۲ طیف فتولومینسانس وابسته به زمان ناشی از نمونه با پهنای چاه 3nm که دارای آلاینش های سیلیکونی $(\text{cm}^{-3}) \times 10^{19}$ است، بررسی و با نمونه بدون آلاینش مقایسه شده است.



شکل ۲: طیف فتولومینسانس وابسته به زمان نمونه با پهنای چاه 3nm که به میزان $(\text{cm}^{-3}) \times 10^{19}$ آلاینش یافته است.

در مورد نمونه بدون آلاینش همانطوری که در بالا گزارش شد شیفتهای به اندازه 8meV در طیف فتولومینسانس دیده می شود در حالی که برای همین نمونه با آلاینش سیلیکونی $(\text{cm}^{-3}) \times 10^{18}$ این شیفتهای به اندازه 3meV خواهد بود (شکل برای آلاینش $\text{cm}^{-3} \times 10^{18}$ نشان داده نشده است) و با اندازه گیری مشخص میشود که در نمونه با آلاینش خیلی زیاد $(\text{cm}^{-3}) \times 10^{19}$ هیچ شیفتهای در

مقاله چهارم

تأثیر حامل های نوری بر خواص اپتیکی چاه کوانتومی GaN

هراتی زاده، حمید؛ صابونی، محمود؛ مومنان، بو

ارائه شده به کنفرانس ماده چگال، دانشگاه سمنان، ۹ و ۱۰ آذر ۱۳۸۴

تأثیر حامل های نوری بر خواص اپتیکی چاه کوانتومی GaN

صابونی ، محمود^۱؛ هراتی زاده ، حمید^{۱،۲}؛ مونمار، بو^۲؛ آمانو، هیروشی^۳

^۱گروه فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، بلوار دانشگاه، شاهرود

^۲انستیتوی فیزیک و تکنولوژی سنجش دانشگاه لینشوپینگ، لینشوپینگ، سوئد

^۳انستیتوی مهندسی برق و الکترونیک دانشگاه میجو، ناگویا، ژاپن

چکیده

طیف نگاری فتولومینسانس بخاطر حساسیت بالا، عدم تخریب نمونه و سهولت کار، روش مناسبی برای مطالعه اپتیکی نیم رساناها بشمار می رود. از طرفی با روش میکروفتولومینسانس می توان نور لیزر فرودی را روی ناحیه کوچکی (در حدود یک میکرومتر) متمرکز کرد. بدین ترتیب می توان شدت تحریک و در نتیجه تعداد حامل های نوری را بشدت افزایش داد. با افزایش حامل ها، انرژی گسیلی در اثر استتار به سمت انرژی های بالاتر شیفت پیدا می کند. در این مقاله ما ضمن بررسی اثر استتار میدان های قطبی داخلی توسط حامل های نوری، به بررسی جدایش پیک ها در روش میکروفتولومینسانس در مقایسه با روش فتولومینسانس می پردازیم. موضوع مورد بحث دیگر، تفاوت قابل ملاحظه شدت انرژی گسیلی چاه ها، با افزایش تعداد حامل های نوری می باشد.

Effect of the photogenerated carriers on optical properties of GaN quantum well

Sabooni, Mahmood¹; Haratizadeh, Hamid^{1,2}; Monemar, Bo²; Amano, Hiroshi³

¹Physics Department, Shahrood University of Technology, Shahrood

²Department of Physics and Measurements Technology, Linköping University, Linköping, Sweden

³Department of Electrical and Electronic Engineering, Meijo University, Nagoya, Japan

Abstract

Photoluminescence is a widely used characterization technique in semiconductor physics, due to a number of reasons: it is usually non-destructive and requires no special sample preparation, it is highly sensitive, it is a rather simple method. Microscopic-photoluminescence is a PL technique with high spatial resolution. In micro-PL, a microscope lens is used both to focus the excitation light to a small spot and collect the PL emission. We report an increasing of the PL intensity as well as the splitting of two peaks and a blueshift of the PL emissions due to a large number of photogenerated carriers in micro-PL measurements.

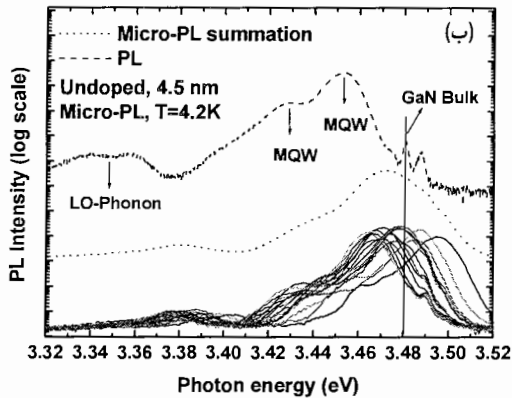
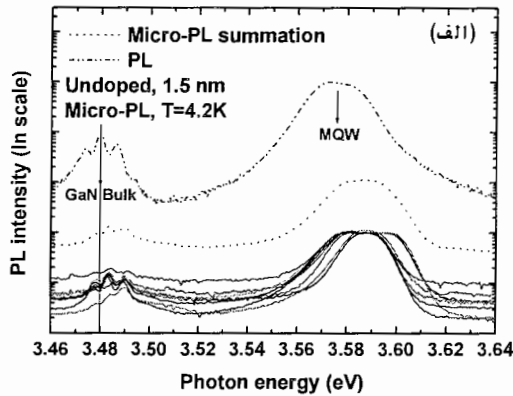
PACS No. (78, 73)

دمای بالا و محیط های شیمیایی فعال، این گروه از مواد مورد توجه ویژه بسیاری از محققان و پژوهشگران قرار گرفته است. نور گسیلی از نیم رساناها (فتولومینسانس) اطلاعات بسیار مفیدی درباره ساختار و خواص آنها به همراه دارد. در روش فتولومینسانس نیازی به عملیات پیچیده ای که باعث تخریب نمونه شود، نداریم. از طرفی روشی با حساسیت قابل ملاحظه بشمار می رود. به دلایل فوق روش فتولومینسانس، در بررسی نیم رساناها مورد توجه قرار گرفته است [۱].

مقدمه

الکترون گاتیوی بالا و شعاع کم نیتروژن در مقایسه با دیگر عناصر گروه پنج و همچنین پیوند قوی نیتروژن با عناصر گروه سه باعث ایجاد خواص جالبی در ترکیب نیتروژن با عناصر گروه سه شده است. بطوریکه ترکیب عناصر گروه سوم با نیتروژن، گروه ویژه ای از نیم رساناها را تحت عنوان III-Nitride ها بوجود آورده است. بدلیل خواص بسیار جالب این مواد، از جمله گاف انرژی گسترده (از ۰/۷ تا ۶/۲ الکترون ولت)، پایداری عملکرد در

بین این منحنی و منحنی موجود در بالای شکل ۱ که مربوط به نتایج حاصل از فتولومینسانس معمولی همین قطعه است، مقایسه ای صورت گیرد تطابق بسیار خوبی مشاهده می شود. با این تفاوت که یک جابجایی به سمت انرژی های کمتر در منحنی مربوط به فتولومینسانس دیده می شود.



شکل ۱: مقایسه فتولومینسانس که در بالای شکل رسم شده با میکروفوتولومینسانس در قسمت پایین و مجموع میکروفوتولومینسانس ها در میانه شکل برای نمونه با عرض چاه (الف) ۱/۵ nm و (ب) ۴/۵ nm قطر نور لیزر مورد استفاده در آزمایش فتولومینسانس چیزی در حدود ۱۰۰ میکرون می باشد. به همین دلیل شدت انرژی در حدود ۱۰۰۰۰ بار در آزمایش میکروفوتولومینسانس بیش از فتولومینسانس معمولی است که در نتیجه باعث افزایش قابل توجه تعداد حامل های نوری^۳ در قطعه و در نتیجه استتار میدان قطبشی

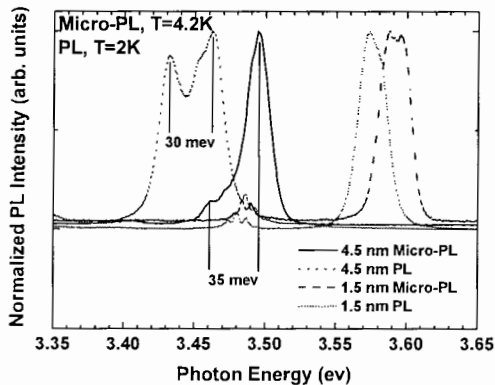
نمونه ها و روش آزمایش

زیر لایه مورد استفاده در ساخت نمونه های چاه کوانتومی، اکسید آلومینیوم می باشد که در جهت (۰۰۰۱) رشد یافته است. در ساخت این نمونه ها از روش رسوب گذاری بخار شیمیایی^۱ استفاده شده است. بر روی زیر لایه اکسید آلومینیوم لایه ای از AlN به ضخامت ۲۰ nm و سپس یک لایه بافر بدون آلیش در حدود ۲ میکرومتر رشد یافته است. ناحیه فعال از پنج لایه متناوب AlGaIn (با ۷ درصد آلومینیوم) بعنوان سد و GaN بعنوان چاه تشکیل شده است. پهنای سد هر دو نمونه ۷ nm اما پهنای چاه آنها ۱/۵ nm و ۴/۵ nm بوده و هر دو نمونه بدون آلیش می باشند. برای مطالعه اپتیکی این نمونه ها، دو روش فتولومینسانس و میکروفوتولومینسانس بکار گرفته شده است. اندازه گیری فتولومینسانس در دمای هلیوم مایع (۲ K) و با لیزر پیوسته با طول موج ۲۶۶ nm بعنوان منبع تحریک انجام شده است. در حالی که مطالعه به روش میکروفوتولومینسانس در دمای ۴/۲ K صورت گرفته و فقط از یک عدسی چشمی برای تمرکز لیزر تحریکی روی ناحیه ای به قطر یک میکرومتر استفاده شده است. در هر دو پیکربندی پس از جداسازی طول موج ها توسط تکفام ساز^۲ از یک آشکارساز CCD در دمای نیتروژن مایع برای آشکارسازی سیگنال استفاده شده است.

تجزیه و تحلیل آزمایش ها

در شکل ۱ می توانید به مقایسه نتایج حاصل از فتولومینسانس و میکروفوتولومینسانس برای یک نمونه خاص بپردازید. خطوط پیوسته که یک دسته منحنی را در قسمت پایین شکل شامل می شوند نتایج حاصل از آزمایش میکروفوتولومینسانس برای نقاط مختلف یک نمونه بدون ناخالصی در دمای ۴/۲ کلوین است. در حقیقت قطر نور لیزر مورد استفاده در این آزمایش در حدود یک میکرون تنظیم شده است و بخاطر تمرکز لیزر روی مساحتی بسیار کم، بالطبع شدت لیزر بسیار بالا رفته است و این مسئله به افزایش حامل های نوری می انجامد. اگر به منحنی خط چین در وسط نمودار دقت کنید مجموع تمام داده های میکروفوتولومینسانس که روی نقاط مختلف نمونه انجام شده، رسم گردیده است. حال اگر

فتولومینسانس می باشد. دلیل وجود نواحی با پهنای متفاوت، ناهموازی سطح مشترک GaN و AlGaIn می باشد که این ناهموازی ها توزیع آماری دارند [۲].



شکل ۲: مقایسه طیف فتولومینسانس و میکروفتولومینسانس برای دو نمونه با عرض چاه ۱/۵ nm و ۴/۵ nm

نتیجه گیری

طیف حاصل از فتولومینسانس و جمع میکروفتولومینسانس در هر دو نمونه بدون آرایش GaN/AlGaIn با ضخامت های متفاوت ۱/۵nm و ۴/۵nm مورد مطالعه قرار گرفته است. در طیف میکروفتولومینسانس یک انتقال انرژی گسیلی به سمت انرژی های بیشتر (آبی) مشاهده می گردد که بخاطر استتار حامل های نوری است که از شدت بالای نور لیزر فرودی در این روش نشأت می گیرد. از طرفی بخاطر تغییر تاثیر استتار در چاه های با انرژی بالاتر، جدایش بیشتری در طیف حاصل از میکروفتولومینسانس در مقایسه با فتولومینسانس، مشاهده می شود. نکته دیگر، افزایش شدت انرژی گسیلی چاه باریکتر (با انرژی بیشتر) بدلیل اشباع نواحی پهن تر در آزمایش میکروفتولومینسانس می باشد که بخاطر فراوانی حامل های نوری صورت می پذیرد.

مرجع ها

- [۱] See E.g G. D. Gilliland, *Photoluminescence spectroscopy of Crystalline Semiconductors, Materials Science & Engineering* **R18**, Nos.3-6(1997).
 [۲] B. Monemar, H. Haratizadeh, P. P. Paskov, G. Pozina, P. O. Holtz, J. P. Bergman, S. Kamiyama, M. Iwaya, H. Amano, and I. Akasaki, *Phys. Stat. Sol. (b)* **237**, No.1, 353-364 (2003).

¹ Metal Organic Chemical Vapor Deposition(MOCVD)

² Monochromator

³ Photogenerated carrier

موجود در نمونه (میدان خودبخودی و پیزوالکتریک) وانتقال انرژی گسیلی از نمونه به سمت انرژی های بیشتر در آزمایش میکروفتولومینسانس می شود. اما تشابه دو منحنی یک نتیجه منطقی و جالب دارد. در واقع برآیند نمونه های میکروفتولومینسانس که بصورت کاملاً آماری انتخاب شده اند با طیف فتولومینسانس هماهنگی خوبی را نشان می دهند.

در شکل ۱-ب بخاطر اینکه ضخامت لایه مربوط به چاه را ۴۵ آنگستروم انتخاب کرده ایم فاصله ترازهای انرژی به دلیل پهن شدن چاه، کمتر شده است. به طوری که در این نمونه طیف فتولومینسانس گسیلی به پایین تر از پیک مربوط به GaN که ای انتقال یافته است ولی در منحنی مربوط به میکروفتولومینسانس بخاطر جابجایی پیک به سمت انرژی های بیشتر (انتقال آبی)، پیک های GaN که ای در زیر منحنی های مربوط به MQW پنهان شده است. اما در این نمونه نیز مجموع تمام میکروفتولومینسانس ها باز هم منحنی فتولومینسانس را فقط با یک جابجایی به سمت انرژی های بیشتر (آبی) نشان می دهد. علاوه بر اینکه در این نمونه پیک های مربوط به LO-Phonon نیز حدود انرژی ۳/۳۴eV تا ۳/۳۶ eV برای منحنی فتولومینسانس و با یک جابجایی در حدود ۳۰meV برای منحنی میکروفتولومینسانس دیده می شود.

حقیقت دیگری که قابل بحث است میزان جدایش منحنی ها در روش میکروفتولومینسانس است. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می شود، جدایی بین دو پیک MQW ها در مقایسه با نمودار فتولومینسانس قابل ملاحظه است. استتار موثرتر در چاه های با انرژی بالاتر باعث شیفت بسمت آبی بیشتری در این چاه ها نسبت به چاه های با انرژی پایین تر (پهن تر) شده است و در نهایت جدایش قله ها افزایش می یابد. مسئله ای که در شکل ۲ بوضوح در مورد چاه ۴۵ آنگسترومی دیده می شود، دو قله ای شدن پیک MQW است، که به ناهموازی های سطح نسبت داده می شود [۲]. فراوانی حامل های نوری در روش میکروفتولومینسانس موجب اشباع نواحی پایین تر (دارای انرژی گسیلی کمتر) و در نتیجه انتقال حامل ها به نواحی باریکتر (دارای انرژی گسیلی بیشتر) می گردد، که در نتیجه شدت قله چاه باریکتر در طیف میکروفتولومینسانس خیلی بیشتر از قله مربوط به آن در طیف



دانشگاه صنعتی شاهرود

Shahrood University of Technology
Physics Department

Master of Science Thesis
in
Solid State Physics

Dynamical Study of the Radiative
Recombination Processes in
GaN/AlGaN Qws

By:
Mahmood Sabooni

Supervisor:
Dr. Hamid Haratizadeh

July 2005