

پایان نامه



دانشگاه صنعتی شاهرود
دانشکده فیزیک

جلسه دفاعیه پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک حالت جامد

"تشکیل فوشه‌های غنی از ایندیم در چاههای کوانتومی InGaN"

ارائه دهنده:

حجت بهمدی

استاد راهنما:

دکتر حمید هراتی‌زاده

سه‌شنبه

۱۳۸۶/۱۲/۱۳

ساعت

ساختمان آزمایشگاه‌ها- اتاق ۳۰۳

تقدیر و تشکر

در پایان مراحل این پایان‌نامه بر خود لازم می‌دانم تا از زحمات بی‌شائبه استاد راهنمای عزیز جناب آقای دکتر هراتی‌زاده که با وجود مشغله بسیار زیاد در تمامی مراحل تدوین و تکمیل پایان‌نامه، راهنمایی‌های خود را از من دریغ ننمودند کمال امتنان را داشته باشم. همچنین از کمک و همراهی دوست عزیزم جناب آقای سعید حیدری که در غالب یک گروه، در نگارش پایان‌نامه و مقاله‌های ارائه‌شده بی‌منت مرا یاری رساند سپاسگذارم.

برای همراهان همیشگی سرکار خانم سمرا نوری و آقایان محمود تبریزی، امیر صالحی، سید نورالدین مرعشی و نیز خانم هانیه حبیب نژاد که همیشه در یاد و خاطره من خواهند ماند، آرزوی موفقیت و سربلندی می‌کنم.

با تشکر
۱۳۸۶/۱۲/۱۳

چکیده

امروزه دلیل کاربرد وسیع گاف نواری پهن نیمرساناهای نیتروژندار در قطعات الکترونیکی و اپتوالکترونیکی و قابلیت عملکرد در انرژی، دما و توان بالا، این ترکیبات مورد توجه زیادی قرار گرفته‌اند. بیشتر تحقیقات مربوط به نیمرساناهای نیتروژندار بر روی سه مکانیزم مهم متمرکزند:

۱. جدایی فاز ناشی از خوشه‌های ایندیمی در ناحیه فعال InGaN.
 ۲. میدان پیزوالکتریک در InGaN که از عدم تطابق میان ثابت شبکه InGaN و زیرلایه GaN نتیجه میشود.
 ۳. میدان قطبش خودبخودی ناشی از عدم تقارن در ساختار ورتزایت.
- تعیین اینکه کدامیک از این سه مکانیزم در بازترکیب تابشی و در نتیجه بازده نوری، غالب است از اهمیت بالایی برخوردار است.

یک ویژگی مهم نیمرسانای InGaN تمایل شدید اتم‌های ایندیم به تجمع و تشکیل خوشه‌های ایندیمی است. شبه نقاط کوانتومی که از خوشه‌های ایندیمی بوجود می‌آیند نقش مهمی در مکانیزم بازترکیب‌های نوری ایفا می‌کنند و بعنوان مراکز جایگزیدگی در گیراندازی اکسیتون شرکت می‌کنند. به دلیل رفتار مذکور در اتم‌های ایندیم هنوز مقدار دقیق گاف نواری InN بخوبی شناخته نشده‌است و گزارشات متعدد مقدار آنرا بین ۰/۷ تا ۲/۱eV بیان کرده‌اند.

از آنجا که InGaN در چاه‌های کوانتومی InGaN/GaN نقش ناحیه فعال (چاه) را بازی می‌کند، لذا درک مکانیزم‌های بازترکیب در آن از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است.

در این پایان‌نامه بر آنیم تا با استفاده از تکنیک مشخصه‌یابی فتولومینسانس وابسته به دما و توان تحریک پی به ویژگی‌های چاه‌های کوانتومی InGaN ببریم. نمونه‌های مورد مطالعه در این پایان‌نامه چاه‌های کوانتومی چندگانه InGaN/GaN هستند که با روش MOCVD و بر روی زیرلایه سفایر (Al_2O_3) رشد داده شده‌اند. هدف ما مطالعه رفتار اپتیکی InGaN و بررسی شرایط رشد مطلوب (با در نظر گرفتن تغییرات دما و فلوی ایندیم حین رشد) جهت استفاده در موارد کاربردهای اپتیکی مختلف می‌باشد.

فهرست مطالب

مقدمه ۱

فصل اول: آشنایی با ساختارهای کوانتومی نیمرساناهای نیتروژندار

۱-۱ معرفی	۵
۲-۱ ساختار نواری	۶
۳-۱ محدودیت کوانتومی	۷
۱-۳-۱ چاههای کوانتومی	۸
۴-۱ ترازهای انرژی کوانتیده: چاه پتانسیل متناهی	۱۰
۵-۱ معرفی GaN	۱۱
۶-۱ معرفی InGaN	۱۲
۱-۶-۱ رشد InGaN	۱۲
۲-۶-۱ خواص InGaN	۱۳

فصل دوم: فرایندهای جذب و گسیل در نیمرسانای InGaN

۱-۲ مقدمه	۱۷
۲-۲ انواع بازترکیب‌های تابشی	۱۷
۱-۲-۲ بازترکیب اکسیتون آزاد	۱۷
۲-۲-۲ بازترکیب اکسیتون مقید: اکسیتون در چاه	۲۰
۳-۲ گسیل خودبخودی و اکسیتون‌های جایگزیده در InGaN	۲۱
۱-۳-۲ مقدمه	۲۱
۲-۳-۲ طیف نوری مشخصه‌ای قطعات چاه‌های کوانتومی InGaN/GaN	۲۱
۳-۳-۲ خواص اپتیکی بعنوان تابعی از کسر مولی InN	۲۶
۴-۳-۲ جایگزیدگی درون صفحه‌ای اکسیتون‌های چاههای کوانتومی در ساختارهای InGaN
۵-۳-۲ منشأ جایگزیدگی اکسیتونی	۲۸
۴-۲ دینامیک اکسیتون‌های جایگزیده	۳۱
۵-۲ مدل‌های جایگزیدگی اکسیتون یا حامل	۳۲

فصل سوم: تشکیل خوشه‌های ایندیم در InGaN

۳۸	۱-۳ مقدمه
۳۸	۲-۳ جدایی فاز
۴۱	۱-۲-۳ مشاهده جدایی فاز
۴۲	۲-۲-۳ جدایی ایندیم و بازده: InGaN بعنوان یک سیستم بی‌نظم
۴۳	۳-۳ قطبش در شبکه ورتزاید
۴۴	۱-۳-۳ نمودار شماتیکی نوارهای چاههای کوانتومی InGaN تحت یک میدان الکتریکی
۴۶	۲-۳-۳ منشأ کرنش و پیزوالکتریسیته
۵۰	۳-۳-۳ مهندسی کرنش
۵۱	۴-۳ اثرات پیزوالکتریسیته، جدایی فاز و جایگزیدگی
۵۲	۵-۳ نتایج

فصل چهارم: جزئیات تجربی

۵۵	۱-۴ مقدمه
۵۸	۲-۴ اثر حضور ایندیم در چاه کوانتومی
۶۱	۳-۴ بررسی تغییرات پهنای طیف در نیمه ماکزیمم (FWHM)
۶۴	۴-۴ بررسی تغییرات طیف با دما
۶۹	۵-۴ بررسی طیف در لبه و مرکز نمونه
۶۹	۶-۴ نتایج
۷۲	مراجع

بخش دوم

مقاله اول

محاسبه ترازهای انرژی در نوار رسانش و نوار ظرفیت چاههای کوانتومی GaN/AlGaN

مقاله دوم

مطالعه اپتیکی نانوساختار نی‌مرساناهای نی‌تروژندار غنی از ایندیم

فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱- سلول واحد و آرایش پیوندی برای یک نیم‌رسانا با ساختار ورتزاید ۶
- شکل ۲-۱- ساختار نواری محاسبه‌شده GaN ورتزاید، در $K=0$ نوار ظرفیت توسط برهم‌کنش میدان کریستالی با جفت‌شدگی اسپین-مدار به دو زیرنوار شکافته می‌شود ۷
- شکل ۳-۱- چگالی حالات برای جذب اکسیتونی ۹
- شکل ۴-۱- لبه نوارهای ظرفیت و رسانش برای یک ساختار چاه کوانتومی ۱۰
- شکل ۵-۱- ساختار ورتزاید GaN ۱۱
- شکل ۱-۲- بازترکیب بدون فونون ۱۹
- شکل ۲-۲- بازترکیب با حضور فونون‌های اپتیکی طولی ۱۹
- شکل ۳-۲- طیف EL، PV (فتوولتایی) و EA (الکتروجدبی) قطعات چاه کوانتومی InGaN در دمای اتاق ۲۲
- شکل ۴-۲- طیف EL مربوط به (a) دیود نورافشان آبی بر پایه چاه کوانتومی یگانه InGaN در 10 K و (b) دیود نورافشان سبز در 300 K بعنوان تابعی از جریان اعمالی. مقدار شیفت آبی 60 meV تا 100 meV است ۲۲
- شکل ۵-۲- شدت EL مربوط به دیود نورافشان آبی بر پایه چاه کوانتومی یگانه InGaN بعنوان تابعی از دما. جریان اعمالی در $I=20\text{ mA}$ ثابت است ۲۳
- شکل ۶-۲- طیف PL و PLE با برانگیختگی پایین مربوط به InGaN/GaN:Si با ضخامت 3 nm در 10 K ۲۳
- شکل ۷-۲- طیف PLE و PL با برانگیختگی پایین در دمای اتاق برای چاه‌های کوانتومی چندگانه $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}:\text{Si}$ در ضخامت‌های مختلف. گاف نواری واضح به انرژی که در آن شدت سیگنال PLE به نصف مقدار ماکزیمم آن افت می‌کند گفته می‌شود ۲۴
- شکل ۸-۲- ترازهای کوانتیده انرژی و توابع موج جفت e-h در چاه کوانتومی یگانه InGaN تحت شرایط $F=100\text{ kV/cm}$ ($x=0/3$) و 400 kV/cm ($x=0/1$) ۲۴
- شکل ۹-۲- نمودارهای شماتیکی نواری چاه‌های کوانتومی InGaN/GaN تحت میدان الکتریکی F . هر مورد محدودیت‌های میان F ، L ، ΔE_v و a_B را نشان می‌دهد ۲۵

- شکل ۲-۱۰- PL FWHM، شیفیت استوک گونه و زمان واپاشی TRPL مربوط به چاههای کوانتومی InGaN با ضخامت ۳nm بعنوان تابعی از x..... ۲۵
- شکل ۲-۱۱- طیف PL با برانگیختگی بالا و انتقال اپتیکی در دمای ۱۰K و دمای اتاق مربوط به ساختار ناهمگون دوگانه ۵ نانومتری GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N رشدیافته روی لایه ضخیم Al_{0.3}Ga_{0.7}N و نیز مربوط به ساختار ناهمگون دوگانه ۵/۵ نانومتری InGaN/Al_{0.1}Ga_{0.9}N رشدیافته روی لایه ضخیم GaN (دیدود نورافشان ماوراءبنفش)..... ۲۷
- شکل ۲-۱۲- طیف PL و PLE مربوط به چاه کوانتومی یگانه و چندگانه InGaN روی پنجره LEO در دمای ۱۰K..... ۲۹
- شکل ۲-۱۳- سیگنالهای TRPL مربوط به چاههای کوانتومی یگانه و چندگانه InGaN در دمای اتاق..... ۲۹
- شکل ۲-۱۴- طیف Time-integrated PL و زمان افت بعنوان تابعی از انرژی گسیلی چاه کوانتومی چندگانه InGaN در دمای اتاق..... ۳۰
- شکل ۲-۱۵- وابستگی دمایی بازده کوانتومی خارجی یک دیود نورافشان آبی بر پایه In_{0.3}Ga_{0.7}N..... ۳۱
- شکل ۲-۱۶- نمای شماتیکی ساختار نواری تحت میدان پیزوالکتریکی..... ۳۳
- شکل ۲-۱۷- نمای شماتیکی ساختار نواری تحت افت و خیز تصادفی پتانسیل..... ۳۴
- شکل ۲-۱۷- چگالی حالات انرژی اکسیتون ناشی از افت و خیز پتانسیل. فرایند جایگزیدگی اکسیتون-ها نیز شرح داده شده است..... ۳۴
- شکل ۲-۱۸- نمایی از ترازهای انرژی تشکیل شده در چاه کوانتومی..... ۳۵
- شکل ۲-۱۹- مکانیزم احتمالی برای پهن شدگی پهنای خط لومینسانس در نقاط کوانتومی. (i) تشکیل زیرنوارها، (ii) افت و خیز در اندازه، (iii) افت و خیز در عمق پتانسیل..... ۳۶
- شکل ۳-۱- (a) منحنی انرژی آزاد در یک دمای دلخواه. (b) نمودار فازی ساخته شده با یک مجموعه دمایی از این منحنیها..... ۳۹
- شکل ۳-۲- برش عرضی از نوسانات ساختاری با گذشت زمان..... ۳۹
- شکل ۳-۳- طرح اثر افت و خیز ایندیم بر گاف انرژی و توزیع چگالی حالات در انرژی. (a) و (c) حالتی را نشان می دهند که توزیع ایندیم در بلور همگن است، در حالیکه (b) و (d) مربوط به توزیع ناهمگن ایندیم است..... ۴۲

- شکل ۳-۴- ترازهای کوانتیده انرژی و توابع موج جفت الکترون و حفره در چاه کوانتومی یگانه $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ تحت شرایط $F=40\text{ kV/cm}$ ۴۵
- شکل ۳-۵- طیف TR-PL مربوط به چاه‌های کوانتومی چندگانه $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}$ در ضخامت‌های مختلف چاه، L..... ۴۵
- شکل ۳-۶- ناهمخوانی شبکه‌ای میان InGaN و GaN در عرض ناحیه چاه کوانتومی یک کرنش فشاری دوماحوری ایجاد می‌کند..... ۴۶
- شکل ۳-۷- طول عمر گسیل انرژی‌های مختلف گسیلی. گسیل با انرژی بالا (High Energy) گسیل مورد انتظار بدون میدان درون چاه است. می‌بینیم که طول عمر بطور قابل ملاحظه‌ای کوچک‌تر است..... ۵۳
- شکل ۴-۱- طیف فتولومینسانس یک دیود نورافشان (خط سیاه). همخوانی گاوسی مربوط به داده‌ها (خط چین قرمز)..... ۵۷
- شکل ۴-۲- تغییرات انرژی بر حسب درصد ایندیم..... ۵۹
- شکل ۴-۳- تغییرات پهنای طیف در نیمه ماکزیمم ($FWHM$) با درصد ایندیم..... ۶۲
- شکل ۴-۴- تغییرات ناهمگنی ایندیم با درصد ایندیم..... ۶۲
- شکل ۴-۵- تغییرات پهنای طیف در نیمه ماکزیمم ($FWHM$) با شدت نور تحریکی برای دو نمونه A (شکل سمت راست) و C (شکل سمت چپ)..... ۶۳
- شکل ۴-۶- مقایسه مساحت زیر منحنی PL بر حسب دما برای درصدهای متفاوت ایندیم..... ۶۶
- شکل ۴-۷- مقایسه منحنی $Arrhenius$ برای درصدهای مختلف ایندیم..... ۶۷
- شکل ۴-۸- تغییرات طیف فتولومینسانس نمونه D با دما..... ۶۸
- شکل ۴-۹- مقایسه طیف لومینسانس در مرکز و لبه دو نمونه A و D ۶۹

مقدمه

گاف نواری نسبتاً پهن نیمرساناهای نیتروژندار باعث شده تا در سال‌های اخیر این نیمرساناها برای استفاده در قطعات اپتوالکترونیکی مورد مطالعه و بررسی ویژه‌ای قرار گیرند. InN ، GaN ، AlN و آلیاژ آنها شامل محدوده وسیعی در گاف مستقیم انرژی در حدود $۰.۷-۶/۲eV$ هستند. خصوصیت مهم نیمرساناهای نیتروژندار تأثیر میدان‌های قطبشی قوی (خودبخودی و پیزوالکتریک) بر خواص فیزیکی نانو ساختارهای کوانتومی آنهاست. به دلیل انرژی بستگی نسبتاً بزرگ اکسیتون در این مواد، اثرات اکسیتونی در دمای اتاق از اهمیت بالایی برخوردار است.

نیمرسانای $InGaN$ با ساختار بلوری ورتزایت عموماً دارای گاف غیر مشخص می‌باشد و این به دلیل جدایی فاز در آنها می‌باشد. به دلیل پایداری ایندیم بر روی سطح، دمای رشد $InGaN$ پایینتر از دمای رشد GaN ($۱۰۵۰C^{\circ}$) و در حدود $۸۰۰C^{\circ}$ می‌باشد و به دلیل کوچک بودن گاف انرژی InN نسبت به GaN ، با افزایش درصد ایندیم در $InGaN$ گاف نواری این آلیاژ کاهش یافته و انرژی گسیلی از چاه کوانتومی بسمت انرژی‌های کمتر جابجا خواهد شد. اثرات جایگزیدگی اکسیتون‌ها در $InGaN$ بسیار مهم است، زیرا $InGaN$ در نیمرسانای $InGaN/GaN$ نقش چاه کوانتومی (ناحیه فعال) را ایفا می‌کند. تفاوت عمده میان نیمرساناهای $GaN/AlGaN$ و $InGaN/GaN$ بازده بازترکیب‌های تابشی است. در نیمرسانای $AlGaN/GaN$ بازده لومینسانس در دمای اتاق کم است که این امر نشاندهنده اثر غالب بازترکیب‌های غیرتابشی در ناحیه فعال GaN است. ولی بازده بازترکیب تابشی ناحیه فعال $InGaN$ بالاتر است. این پدیده می‌تواند به دلیل کاهش طول پخش مؤثر اکسیتون باشد که از بازترکیب در نواقص از قبیل دررفتگی‌ها جلوگیری می‌کند.

خصوصیت مهم نیمرسانای $InGaN$ وجود خوشه‌های ایندیمی در آن است که منجر به تولید شبه نقاط کوانتومی^۱ می‌شود. گستردگی و ابعاد این شبه نقاط هنوز مورد بررسی است. از طرف دیگر افت و خیزها در لایه $InGaN$ ناشی از حضور خوشه‌های ایندیمی بدلیل ایجاد حالت‌های جایگزیده عمیق، اثر کوانتومی استارک را کاهش می‌دهد. زیرا حالات برانگیخته به جای آنکه در دو لبه چاه کوانتومی قرار گیرند، در مینیمم‌های پتانسیل ایجاد شده توسط افت و خیزها مستقر می‌شوند. در نتیجه بازترکیب‌های تابشی در مینیمم‌های پتانسیل اتفاق می‌افتد و لذا انرژی بازترکیب از انرژی مورد انتظار

^۱ Q.D-Like

مربوط به غلظت متوسط ایندیم کمتر می‌شود. به‌رحال از آنجا که این مینیمم‌ها کسر کوچکی از سطح کل لایه را تشکیل می‌دهند، لایه هنوز هم در انرژی مربوط به غلظت متوسط ایندیم گسیل خواهد داشت. این امر دلیل وجود جابجایی بزرگ استوک در ساختارهای کوانتومی *InGaN* است.

افت و خیزها علاوه بر تغییر قله انرژی لومینسانس، پهنای طیف را نیز افزایش می‌دهند. در نهایت از آنجا که شکل چاه کوانتومی دیگر مربعی باقی نمی‌ماند، انرژی محدودیت کوانتومی و چگالی حالات ساختار کوانتومی تغییر کرده و در نتیجه ممکن است محدودیت کوانتومی سه‌بعدی شود.

این پایان‌نامه بر روی مشخصه‌یابی، بازترکیب حامل‌ها و اثرات اکسیتونی در ساختارهای ناهمگون *InGaN/GaN* از طریق طیف‌سنجی فتولومینسانس متمرکز است. فتولومینسانس یک ابزار آزمایشگاهی قدرتمند برای مطالعه مواد جدید است. زیرا از روی طیف داده‌هایی بدست می‌آید که به تعیین دینامیک حامل‌های شرکت‌کننده در فرایند اپتیکی کمک می‌کند.

بدلیل فیزیک پیچیده فرایند رشد در ساختارهای ناهمگون *InGaN/GaN* که شامل تشکیل خوشه‌های ایندیم ناشی از جدایی فاز و نیز پیروالکتریسیته ناشی از ناهمخوانی شبکه‌ای در زیرلایه و لایه‌های بعدی است، مکانیزم‌های گسیل و دینامیک حامل‌ها بطور قابل ملاحظه‌ای پیچیده است.

پایان‌نامه حاضر مشتمل بر دو بخش است. بخش اول که شامل ۴ فصل می‌باشد، به معرفی و توصیف خواص اپتیکی نیم‌رسانای *InGaN* با استفاده از تکنیک مشخصه‌یابی فتولومینسانس می‌پردازد. در فصل آخر این بخش پس از بررسی فتولومینسانس وابسته به دما و نور تحریکی به بررسی شرایط رشد مطلوب جهت جلوگیری از تشکیل خوشه‌های ایندیمی می‌پردازد. تأثیر حضور این خوشه‌ها در ناحیه فعال *InGaN* بطور مختصر توضیح داده شد.

در نهایت نتایج حاکی از آن است که با افزایش دمای رشد درصد ایندیم در ناحیه فعال کاهش می‌یابد. بدلیل افزایش در تعداد مراکز جایگزیده مربوط به افت و خیز میزان ایندیم، انرژی فعال‌سازی مراکز شامل نواقص با افزایش دما کاهش می‌یابد. البته با افزایش درصد ایندیم شیب نزولی منحنی مساحت زیر طیف *PL* بر حسب دما کمتر خواهد بود و حتی تا دمای اتاق نیز این مساحت که نشانگر توان تابشی قطعه اپتوالکترونیکی طراحی شده بر پایه ناحیه فعال *InGaN* است، به صفر نمی‌رسد. این امر نشان‌دهنده وجود حالت‌های جایگزیده اکسیتونی حتی در دماهای بالا می‌باشد. از طرفی بدلیل افزایش نوسانات اندازه و یا شکل خوشه‌های ایندیمی که منشأ شبه نقاط کوانتومی هستند و یا افزایش در

ناکاملی‌های فصل مشترک، پهنای طیف در نیمه ماکزیمم ($FWHM$) با درصد ایندیم افزایش می‌یابد. در ضمن می‌بینیم که تشکیل و فراوانی خوشه‌های ایندیمی بیشتر از آنکه تابع درصد ایندیم باشد، تابع دما و شرایط رشد (به عنوان مثال فلوی ایندیمی) می‌باشد. بخش دوم شامل مقالاتی است که در طی مراحل تدوین پایان‌نامه در کنفرانس‌های داخلی ارائه گردید.

فصل اول

آشنایی با ساختارهای کوانتومی نیمرساناهای نیتروژندار

✓ معرفی

✓ ساختار نواری

✓ محدودیت کوانتومی

○ چاههای کوانتومی

✓ ترازهای انرژی کوانتیده: چاه پتانسیل متناهی

✓ معرفی GaN

✓ معرفی $InGaN$

○ رشد $InGaN$

○ خواص $InGaN$

۱-۱ معرفی

از دهه ۹۰ میلادی نیمرساناهای نیتروژندار^۱ بطور جدی مورد مطالعه پژوهشگران فیزیک نیمرسانا و علم مواد قرار گرفته است. InN ، GaN ، AlN و آلیاژهای آنها بعنوان نیمرساناهای نیتروژندار شناخته می‌شوند. این مواد گاف نواری مستقیم $3/4eV$ برای GaN و $6/2eV$ برای AlN را نشان می‌دهند [۲۰]، ولی در مورد گاف نواری InN هنوز جای بحث بسیاری است. بگونه‌ای که سال‌ها تصور می‌شد که مقدار آن در حدود $2/1eV - 1/8$ باشد [۳ و ۴ و ۵ و ۶]. در صورتیکه اخیراً گزارشات متعددی برای اندازه‌گیری گاف انرژی InN منتشر شده که مقدار آن را بین $0/7eV$ تا $2/1eV$ معرفی کرده‌اند [۷ و ۸ و ۹ و ۱۰ و ۱۱].

نیمرساناهای نیتروژندار خواص فیزیکی استثنائی دارند که آنها را برای کاربرد در قطعات الکترونیکی و اپتیکی ایده‌آل می‌کند. تا اوایل ۱۹۸۰ تحقیقات محدودی در این زمینه انجام می‌شد. اما ظهور یک تکنیک لایه بافر برای رسیدن به فیلم‌های هموار^۲ و غیرچندبلوری و نیز نمایش تجربی آرایش نوع p منجر به نگاهی جدید به نیمرساناهای نیتروژندار شد [۱۲ و ۱۳]. این امر به توانایی کنترل کیفیت الکتریکی، ساختاری و اپتیکی این مواد انجامید.

با آلیاژ کردن نیمرساناها می‌توان گاف نواری را تغییر داد، بطوریکه یک رابطه غیرخطی بین گاف نواری آلیاژ و گاف نواری نیمرسانای دوتایی برقرار است [۱۴ و ۱۵]. مهندسی گاف نواری امکان تولید قطعات نورگسیل با طول موج گسیلی از محدوده مادون قرمز (IR) تا ماوراءبنفش (UV) را در نیمرساناهای نیتروژندار به ما می‌دهد، بطوریکه می‌توان از این مواد در دیوهای نورافشان^۳ ($LEDs$) تجاری سبز و آبی نیز استفاده کرد. با ترکیب قطعات نوری آبی، سبز و قرمز ساخت دیوهای نورگسیل سفید نیز ممکن می‌شود. یک روش بکارگرفته شده دیگر برای تولید نور سفید، استفاده از یک دیود آبی $InGaN$ و یک روکش نازک فسفر است. قسمتی از نور آبی در فسفر به نور زرد تبدیل می‌شود و این نور با باقیمانده نور آبی مخلوط می‌شود تا نور سفید روشن ایجاد شود. منابع حالت جامد نور سفید که از ترکیب دیوهای نورافشان سبز و قرمز و آبی و یا با استفاده از فسفرهایی که با

¹ III-Nitride Semiconductors

² smooth

³ Light Emitting Diodes

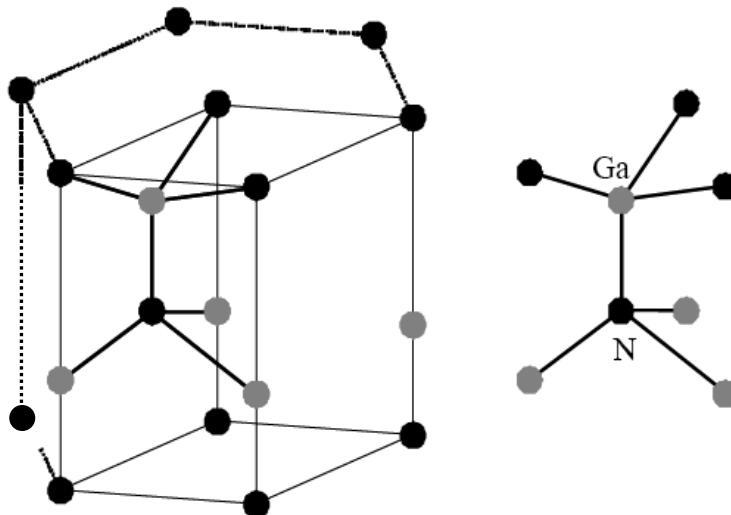
دیودهای نورافشان ماوراءبنفش تحریک شده ساخته می‌شوند، بزودی بعنوان منابع نوری جدید جایگزین لامپ‌های حرارتی معمولی می‌شوند.

بخاطر بازده خارجی بالای دیودهای نورافشان بر پایه نیمرساناهای نیتروژندار و نیز عمر نسبتاً طولانی (در مقایسه با چراغ‌های معمولی) از دیودهای نورافشان در چراغ‌های راهنمایی، صفحات نمایش بسیار بزرگ تمام رنگی و منابع نوری جدید استفاده می‌شود.

نیمرساناهای نیتروژندار همچنین در قطعات ترانزیستور بکار می‌روند، چرا که نیتrideها می‌توانند بعلت گاف نواری بزرگشان در دما و توان بالا نیز عمل کنند [۱۶]. میدان‌های پلاریزاسیون ناشی از دوقطبی-های خودبخودی و پیزوالکتریک در داخل این مواد برای ایجاد یک گاز الکترونی دو بعدی بکار گرفته می‌شوند که برای عملکرد ترانزیستورهای با تحرک‌پذیری الکترونی بالا (*HEMT*)^۱ حیاتی است.

۲-۱ ساختار نواری

ترکیبات گروه *III-N* از قبیل *GaN*، *InN*، *AlN* و آلیاژهای آنها *InGaN* و *AlGaN* در شرایط ترمودینامیکی پایدار ساختار شبکه ورتزایت^۲ دارند. این ساختار از دو شبکه *hcp* فرو رفته در هم تشکیل می‌شود

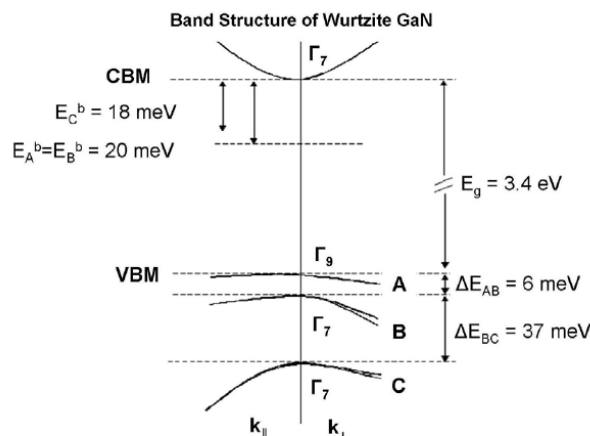


شکل ۱-۱- سلول واحد و آرایش پیوندی برای یک نیمرسانا با ساختار ورتزایت

^۱ High Electron Mobility Transistor

^۲ Wurtzite

نیمرساناهای نیتروژندار علاوه بر ساختار ورتزایت در شرایط ترمودینامیکی خاص در ساختار زینک بلند نیز می‌توانند متبلور شوند. از طرف دیگر ساختار نواری این مواد نیز از پیچیدگی‌های خاص خود برخوردار است، بگونه‌ای که امکان بازترکیب‌های مختلفی را برای الکترون‌ها و حفره‌ها بوجود می‌آورد. بعنوان مثال ساختار نواری *GaN* در شکل ۱-۲ آمده است [۱۷].



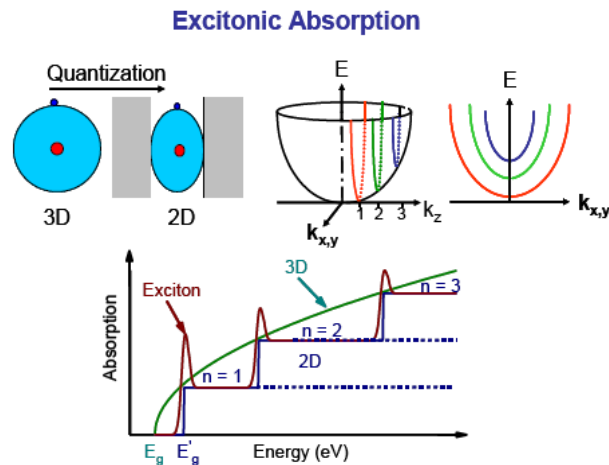
شکل ۱-۲- ساختار نواری محاسبه‌شده *GaN* ورتزایت، در $K=0$ نوار ظرفیت توسط برهم‌کنش میدان بلوری با جفت-شدگی اسپین-مدار به دو زیرنوار شکافته می‌شود.

بدلیل طبیعت ناهمسانگرد ساختار بلوری، در $k=0$ نوار ظرفیت به سه زیر نوار شکافته می‌شود. اینها حالات $A(\Gamma_9)$ ، $A(\Gamma_7)$ ، $B(\Gamma_7)$ هستند. انرژی گاف نواری $E_g = 3.4$ eV، شکافتگی میان نوارهای ظرفیت A و B ، $\Delta E_{AB} = 6$ meV، و شکافتگی میان نوارهای ظرفیت B و C ، $\Delta E_{BC} = 37$ meV در شکل آمده است. همچنین انرژی‌های بستگی اکسیتون‌های A و B و C که برابر ۲۰، ۲۰، و ۱۸ meV محاسبه شده‌اند نیز در شکل آمده است.

۳-۱ محدودیت کوانتومی

با قابلیت رشد لایه نیمرساناها با مقیاس دقیق اتمی، امکان محدودسازی الکترون‌ها در ساختارهای کوانتومی به حقیقت پیوست. با توجه به تعداد بعدهای محدودیت کوانتومی که ساختارهای ناهمگون دارد، آنها را به سه دسته تقسیم می‌کنیم. چاه‌های کوانتومی (محدودیت در یک بعد)، سیم‌های

کوانتومی (محدودیت در دو بعد) و نقاط کوانتومی (محدودیت در سه بعد). این محدودیت تغییراتی در خواص الکترونیکی و اپتیکی ایجاد می‌کند. چگالی حالات ترازهای گوناگون مربوط به محدودیت کوانتومی در شکل (۳-۱) آمده است.



شکل ۳-۱- چگالی حالات برای جذب اکسیتونی

مزیت‌های ساختارهای کوانتومی محدود شده نسبت به حالت کپه‌ای واضح است. با تغییر عمق و بعد محدودسازی، گاف نواری مؤثر را می‌توان بر طبق کاربردهایش مهندسی^۱ کرد.

۱-۳-۱ چاههای کوانتومی

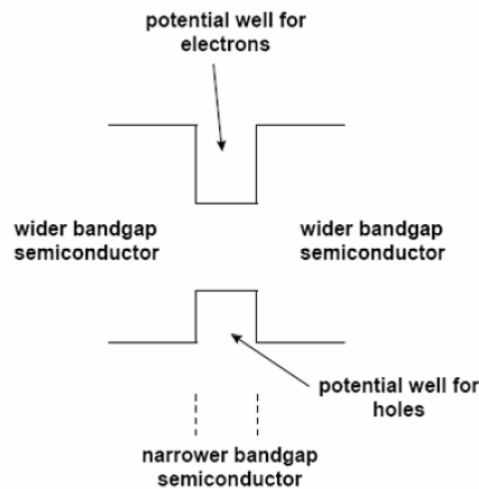
نخستین بار گاز الکترون دو بعدی (*2DEG*) در نیمرسانای اکسید فلز (*MOS*) و ساختارهای ناهمگون آلیایده مطالعه شد. در این ساختارها الکترون‌ها و حفره‌ها بوسیله یک پتانسیل الکترومغناطیسی از یک طرف و یک لایه با گاف انرژی بالاتر که سد را تشکیل می‌دهد از طرف دیگر محصور می‌شوند. با توجه به اهمیت ترانزیستورهای *MOSFET* در صنعت نیمرسانا، این مطالعات بسیار مهم می‌شوند. بدلیل آنکه محدودیت حامل‌ها بوسیله یک پتانسیل الکترومغناطیسی در یک طرف کنترل می‌شود، فقط یک نوع حامل (الکترون یا حفره) می‌تواند محصور شود. بیشتر قطعات نوری نیازمند محدودیت هر دو حامل در یک ناحیه‌اند. با گسترش تکنیک‌های رشد نظیر *MOCVD*^۲ و *MBE*^۳ ساخت اولین

^۱ Tailoring

^۲ Metal-Organic Chemical Vapor Deposition

^۳ Molecular Beam Epitaxy

چاه کوانتومی در سال ۱۹۷۳ به تحقق پیوست [۱۹ و ۱۸]. مهمترین ساختار با محدودیت کوانتومی در اپتوالکترونیک تا به امروز چاه کوانتومی است. چاه کوانتومی یک ساندویچ ساخته شده از یک لایه نازک نیمرسانا (نوعاً برای نیتريدھا کمتر از 10 nm) با گاف نواری کوچکتر بين دو لایه نیمرسانا با گاف نواری بزرگتر است. لبه نواری رسانش و ظرفیت در یک ساختار چاه کوانتومی در شکل (۱-۴) آمده است.



شکل ۱-۴- لبه نوارهای ظرفیت و رسانش برای یک ساختار چاه کوانتومی

لیزرهای نیمرسانا بر پایه چاههای کوانتومی و ساختارهای ناهمگون در زمینه‌هایی از قبیل VCSELها (لیزرهای گسیل سطحی کاواک عمودی) صنایع مخابرات نوری و آشکارسازها و OEICها (مدارهای مجتمع اپتوالکترونیک) بکار گرفته شده‌اند.

مزیت لیزرهای چاه کوانتومی بر ساختار ناهمگون دوگانه (DH)، ناحیه فعال خیلی نازک آنهاست. این امر جریان آستانه را تا یک مرتبه بزرگی کاهش می‌دهد. بعلاوه در یک ماده کپه‌ای نزدیک لبه نوار چگالی حالات بسمت صفر می‌رود. در حالیکه در چاههای کوانتومی و نزدیک لبه نواری DOS یک تابع پله‌ای است. این امر باعث کاهش پراکندگی حامل‌ها از میان حالات مختلف و لذا افزایش بهره آنها می‌شود که در نتیجه آن یک افزایش ۳ تا ۴ برابری در پهنای نوار نوسانی^۱ پیش‌بینی می‌شود [۲۰].

¹ modulation

۴-۱ ترازهای انرژی کوانتیده: چاه پتانسیل متناهی

انرژی کل الکترون‌ها در محدودیت کوانتومی یک بعدی بشکل زیر تعریف می‌شود:

$$E_{z,n}^e = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left[\frac{n^2 \pi^2}{L_w^2} + k_{\perp}^2 \right], \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.1)$$

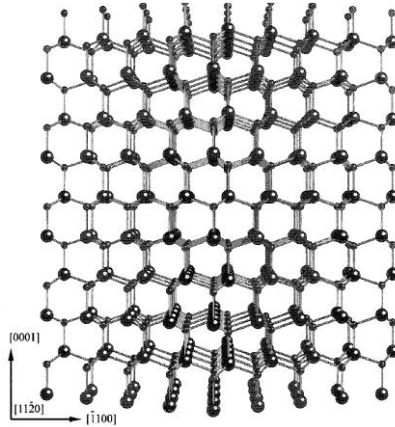
همانگونه که می‌دانیم ترازهای انرژی محدودشده کوانتومی به ارتفاع چاه وابسته‌اند. بعلاوه تفاوت جرم مؤثر و نیز ثابت‌های دی‌الکتریک مواد تشکیل‌دهنده لایه چاه و لایه سد شرایط مرزی را سخت تر می‌کند. با اینحال سیمای کلی توابع موج و طیف انرژی بدون تغییر می‌ماند و تا زمانیکه ارتفاع سد مثبت است حداقل یک حالت پایه وجود دارد.

انتظار می‌رود که اکسیتون نقش مهمی در خواص اپتیکی چاه ایفا کند. اکسیتون یک نوع برانگیختگی است که در آن الکترون و حفره از طریق برهم‌کنش کولنی بهم جذب شده و یک حالت مقید را تشکیل می‌دهند. لذا اکسیتون یک الکترون-حفره مقید است که می‌تواند در یک بلور آزادانه حرکت کند. بنابراین گستردگی تابع موج الکترون و حفره و درجه هم‌پوشانی آنها معرف درجه تقید الکترون به حفره یعنی انرژی بستگی اکسیتون است. پس هرچه جذب کولنی بیشتر باشد انرژی بستگی قوی‌تر است. فاصله میان الکترون و حفره معمولاً به شعاع مؤثر بوهر یا a_B^* اکسیتون مشهور است. انرژی بستگی E_x و a_B^* مربوط به اکسیتون در GaN کپه‌ای بترتیب 26meV و $3/5\text{nm}$ گزارش شده‌است [۲۱]. انرژی بستگی E_x مربوط به GaN بطور غیر منتظره‌ای از مقدار مشابه آن در دیگر نیمرساناهای نیتروژندار بزرگ‌تر است. زیرا GaN یک ماده با گاف نواری بزرگ و نیز ثابت دی‌الکتریک کوچک است.

۵-۱ معرفی GaN

رشد GaN در ابتدا در دهه ۱۹۳۰ آغاز شد و ساختار بلوری بدست‌آمده ورتزاید بود [۲۲]. این ساختار شامل دو زیر شبکه hcp در هم فرورفته است که در راستای محور $[0001]$ به میزان $3/8$ ثابت شبکه hcp نسبت به هم جایجا شده‌اند.

اولین گزارش روآراستی GaN بوسیله ماروسکا^۱ [۲۳] و همکارانش داده شد که GaN را روی سپیایر (Al_2O_3) و در راستای (۰۰۰۱) و با استفاده از روش فاز بخار کلر رشد دادند. لایه‌های نازک با کیفیت بالای GaN تقریباً بطور خاص با روش $MOCVD$ و MBE بدست می‌آید.



شکل ۱-۵- ساختار ورتزاید GaN

GaN با لایه حجمی اغلب با روش $HVPE$ ^۲ رشد داده می‌شود که دلیل آن آهنگ بالای رشد است که با این تکنیک حاصل می‌شود. رشد GaN بوسیله $MOCVD$ در طی دهه ۱۹۸۰ در ژاپن گسترش یافت. $Amano$ ^۳ و همکارانش اولین کسانی بودند که از روش دو مرحله‌ای روآراستی استفاده کردند [۲۴]. لایه‌های نیتريد پس از یک عملیات مقدماتی ساده از قبیل نیتريداسیون سطح، بطور عادی روی زیرلایه‌های Al_2O_3 رشد داده می‌شوند. Al_2O_3 نسبت به GaN دارای ضریب انبساط گرمایی بزرگتری در صفحه (۰۰۰۱) نیز می‌باشد. این امر باعث استرس دو محوری فشاری^۴ در GaN حین سردشدن می‌شود.

SiC عدم تطابق کمی در حدود ۳/۱٪ با GaN دارد [۲۵] و بعلاوه دارای رسانایی گرمایی بالایی نیز می‌باشد.

بهرحال بعلت عملیات نشانیدن GaN روی SiC ، دشوار است و عملیات مقدماتی پر هزینه‌ای قبل از رشد نیاز است. ویفر GaN نیز یک زیر لایه ایده‌آل برای رشد روآراستی لایه‌های با کیفیت بالای GaN

¹ Maruska

² Hydride Vapor Phase Epitaxy

³ Amano

⁴ Biaxial Compressive

می‌باشد، چرا که هیچ عدم تطابقی در ثابت شبکه و ضریب انبساط گرمایی وجود ندارد. ولی قیمت آن برای بسیاری از کاربردها بسیار بالاست.

۱-۶ معرفی *InGaN*

اگرچه اکثر قطعات کاربردی شامل لایه فعال *InGaN* هستند. اما بدلیل فیزیک پیچیده ماده در آلیاژ *InGaN* از قبیل جدایی فاز و ناهمگنی ساختاری ناشی از ناهمخوانی در ثابت‌های شبکه، فشار بخار، و دمای رشد بهینه، جرم‌های مؤثر بزرگ و قطبش ناشی از شبکه بلوری ورتزاید، مکانیزم گسیل در این ماده بخوبی شناخته نشده‌است.

۱-۶-۱ رشد *InGaN*

رشد *InGaN* با روش *MOCVD* در دمایی بسیار کمتر نسبت به رشد *GaN* انجام می‌شود. زیرا در طول رشد ایندیم بسادگی از سطح می‌گریزد و پارامتر دمای رشد عامل کلیدی در کنترل لایه‌های رشدیافته و چگونگی توزیع ایندیم در لایه‌ها می‌باشد، بگونه‌ای که در مقالات متعدد وابستگی ساختار *InGaN* به دمای رشد مورد بررسی قرار گرفته‌است.

در روش *MOCVD* لایه‌های *InGaN* عموماً با استفاده از مواد اولیه تری متیل گالیم (*TMGa*)، تری متیل ایندیم (*TMIIn*) و آمونیاک رسوب داده می‌شوند. مواد اولیه فلزی آلی در داخل یک حباب که در یک دمای ثابت کنترل می‌شود قرار دارند. یک آهنک شارش کنترل شده از گاز بمنظور انتقال بخارات فلز آلی به اتاقک رشد از داخل حباب عبور داده می‌شود. برای رشد *GaN* از گاز حامل H_2 استفاده می‌شود، درحالی‌که برای رشد *InGaN* گاز N_2 بکار می‌رود. بخوبی اثبات شده که با حضور هیدروژن در هنگام رشد درصد ایندیم آلیاژ کاهش می‌یابد. زومر^۱ و همکارانش این پدیده را به یک واکنش بین هیدروژن و ایندیم برای تشکیل InH_3 نسبت دادند که بموجب آن از پیوستن آنها به لایه جلوگیری می‌شود [۲۶]. نوعاً حتی وقتی که از گاز حامل N_2 استفاده می‌شود، محتویات ایندیم آلیاژ کمتر از

¹ Sohmer

کسر ایندیم گاز اولیه است. این کار ممکن است بدلیل مقادیر کم هیدروژنی باشد که بوسیله شکستن (تجزیه)^۱ فلزات آلی و آمونیاک آزاد می‌شود.

عموماً برای رشد *InGaN* یک لایه بافر ضخیم در دمای بالا قبل از رشد *InGaN*، رسوب داده می‌شود. اضافه کردن *InN* به *GaN* ثابت‌های شبکه را افزایش می‌دهد، زیرا *InN* ثابت شبکه‌ای تقریباً ۱۰٪ بزرگتر از ثابت شبکه *GaN* دارد. بنابراین استفاده از لایه بافر کمک می‌کند تا عدم تطابق میان زیرلایه Al_2O_3 و لایه *InGaN* کمتر شود و در نتیجه کیفیت بلور بهبود یابد.

۱-۶-۲ خواص *InGaN*

در مقایسه با ترکیب دوتایی *GaN*، افت و خیزهای ساختاری آلیاژ باعث ایجاد ناهمگنی در گاف نواری مؤثر در *InGaN* می‌شود. این امر و نیز افت و خیز در ضخامت چاه کوانتومی منجر به پهن‌شدگی حالات انرژی چاه‌های کوانتومی *InGaN* می‌شود. چیچیو^۲ و ناروکاوا^۳ گسیل خودبخودی از *InGaN* را مربوط به بازترکیب اکسیتون‌های جایگزیده در مینیمم پتانسیل‌های معین می‌دانند [۲۷ و ۲۸]. بهر حال از آنجا که در نیتريد‌های دارای ساختار ورتزایت، محور $C [0001]$ همان محور رشد است، قطبش شبکه خودبخودی و کرنشی باعث ایجاد میدان‌های خودبخودی و پیزوالکتریک، F ، در طول ناحیه فعال صفحه چاه کوانتومی و یا ساختار ناهمگون دوگانه می‌شود. لذا اثر محدودیت کوانتومی استارک ($QCSE$)^۴ ناشی از میدان پیزو، F_{pz} ، در چاه‌های کوانتومی *InGaN/GaN* حائز اهمیت است. بویژه علت انتقال آبی قله گسیلی در دیویدهای نورافشان با چاه‌های کوانتومی یگانه *InGaN/GaN* را اثرات ترکیبی کاهش اثر کوانتومی استارک ناشی از استتار^۵ کولنی میدان پیزو و پرشدگی نواری حالات انرژی دنباله^۶ می‌دانند. برای دانستن آنکه چه عواملی بر خصوصیات گسیل از چاه‌های کوانتومی و لایه‌های سه بعدی *InGaN/GaN* حاکم است، ضروری است تا اثرات ناهمگنی گاف نواری مؤثر و میدان الکتریکی F در طول چاه‌های کوانتومی را بر روی فیزیک اکسیتونی چاه‌های کوانتومی با هم و بطور جداگانه بررسی کنیم.

¹ Cracking

² Chichibu

³ Narukawa

⁴ Quantum Confined Stark Effect

⁵ Screening

⁶ tail

ابتدا از کوانتس انرژی و اثرات F (که مجموع میدان‌های ناشی از قطبش خودبخودی و پیزوالکتریک و میدان پیوندگاه pn می‌باشد) بر روی ترازهای انرژی صحبت می‌کنیم تا نشان دهیم چگونه F حالات انرژی در چاه‌های کوانتومی را تغییر می‌دهد. در حقیقت F از طریق اثر کوانتومی استارک باعث جابجایی قرمز^۱ انرژی حالت پایه می‌شود [۲۹]. از طرف دیگر هنگامی که افت پتانسیل در طول چاه $(F \times L)$ از ناپیوستگی نوار رسانش (ΔE_c) بیشتر شود، ترازهای محدودشده الکترون و نیز حفره در دو جهت مخالف هم درون چاه پتانسیل مثلثی می‌افتند که در نتیجه آن هم‌پوشانی تابع موج کاهش می‌یابد.

در حالیکه F_{pz} قوی بطور طبیعی حالات انرژی چاه کوانتومی را تغییر می‌دهد، جایگزیدگی مؤثر درون صفحه‌ای (عرضی) مربوط به اکسیتون‌های کوانتیده نقش مهمی در چاه‌های کوانتومی بخصوص در L کمتر از ab^* ایفا می‌کند. در اثر حضور الکترون‌های آزاد ناشی از آرایش یا تحریک نوری، F استتار می‌شود و شیفست استوک مانند و نیز زمان واپاشی بازترکیب کمتر و بازده گسیل بیشتر می‌شود. در مقایسه خصوصیات فیزیکی مربوط به $InGaN$ ورتزایت و نیمرساناهای نیتروژندار با نیمرساناهای آشنای گروه $III-V$ از قبیل $GaAs$ و InP به نکات زیر می‌توان اشاره کرد:

(i) نیتریدها در خصوصیات نوری خود یک رفتار اکسیتونی نشان می‌دهند. در واقع در هر دو طیف جذبی و انعکاسی مربوط به GaN گسیل غالب ناشی از اکسیتون‌های آزاد (FE) A و B می‌باشد. همچنین بدلیل محدودیت توابع موج، انرژی بستگی اکسیتونی (Eb) در چاه کوانتومی بالاست.

(ii) ساختار ورتزایت کمترین تقارن را دارد که موجب قطبش خودبخودی قابل ملاحظه‌ای در ساختارهای فوق می‌گردد. بعلاوه تانسور پیزوالکتریک ناشی از کرنش در ورتزایت، سه مؤلفه غیر صفر مستقل دارد. در غیاب میدان‌های خارجی، قطبش ماکروسکوپی کل، P ، از حاصلجمع قطبش خودبخودی در ساختار تعادلی، P_0 ، و قطبش پیزوالکتریک ناشی از کرنش P_{pz} بدست می‌آید.

¹ Red Shift

(iii) آلیاژهای *InGaN* معمولاً نوار لومینسانس پهنی از خود نشان می‌دهند که بیانگر ناهمگنی در گاف نواری مؤثر *InGaN* است.

فصل دوم

فرایندهای جذب و گسیل در نیمرسانای *InGaN*

- ✓ مقدمه
- ✓ انواع بازترکیب‌های تابشی
 - بازترکیب اکسیتون آزاد
 - بازترکیب اکسیتون مقید: اکسیتون در چاه
- ✓ گسیل خودبخودی و اکسیتون‌های جایگزیده در *InGaN*
 - مقدمه
 - طیف نوری مشخصه‌ای قطعات چاه‌های کوانتومی *InGaN/GaN*
 - خواص اپتیکی بعنوان تابعی از کسر مولی *InN*
 - جایگزیدگی درون صفحه‌ای اکسیتون‌های چاه‌های کوانتومی در ساختارهای *InGaN*
 - منشأ جایگزیدگی اکسیتونی
- ✓ دینامیک اکسیتون‌های جایگزیده
- ✓ مدل‌های جایگزیدگی اکسیتون یا حامل

۲-۱ مقدمه

فرایندهای جذب و گسیل در عملکرد تمامی قطعات اپتوالکترونیکی، بسیار مهم و اساسی هستند. قطعاتی که نور را تولید، مدوله و آشکارسازی می‌کنند، معمولاً از یک یا چند نیم‌رسانا ساخته می‌شوند. طیف‌سنجی جذب و گسیل در موادی که در قطعات نورگسیل بکار می‌روند، دو هدف دارد. هدف اول ارزیابی کیفیت کلی ماده است که با مطالعه فرایندهای بازترکیب ذاتی از قبیل بازترکیب غیرتابشی ناشی از نواقص انجام می‌شود. دومین هدف اینست که معین کنیم در هنگام عملکرد قطعه کدام فرایند یا مجموعه فرایندهای بازترکیب غالب است. لذا در حالیکه چگالی نسبتاً متوسط حامل‌ها در دیوهای نورافشان $InGaN/GaN$ منجر به بازترکیب اکسیتونی جایگزیده می‌شود، مکانیزم بازترکیب غالب در دیوهای لیزری می‌تواند بواسطه جفت الکترون-حفره آزاد باشد.

۲-۲ انواع بازترکیب‌های تابشی

۲-۲-۱ بازترکیب اکسیتون آزاد

وقتی یک الکترون از نوار ظرفیت به نوار رسانش برانگیخته می‌شود، در زمان برانگیختگی، الکترون طول عمر محدودی دارد و پس از پایان این زمان بازترکیب میان یک الکترون برانگیخته و حفره آزاد با آزادی یک فوتون رخ می‌دهد. وقتی الکترون در حالت برانگیخته‌اش قرار دارد، بسته به کیفیت نمونه و شرایط فیزیکی، انواع فرایندها می‌تواند اتفاق افتد. در اغلب نیم‌رساناهای نیتروژندار و در دمای پایین، محتملترین رویدادی که قبل از بازترکیب اتفاق می‌افتد تشکیل اکسیتون است که از وابستگی کولنی الکترون و حفره بوجود می‌آید.

جذب کولنی که یک الکترون و یک حفره آزاد متحمل می‌شوند یک ساختار هیدروژن‌گونه را شکل می‌دهد که مانند اتم هیدروژن منجر به ایجاد ترازهای انرژی در گاف ممنوعه می‌گردد. در اکسیتون الکترون و حفره با شعاع مؤثر بوهر (a_B^*) به یکدیگر وابسته‌اند. شعاع مؤثر بوهر و ثابت ریدبرگ مؤثر (R_y^*) از روابط ذیل بدست می‌آیند [۳۰ و ۳۱]:

$$R_y^* = \frac{4\mu e^4}{\left(\frac{h}{2\pi} 8\pi\epsilon\right)^2} = \frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} R_y \quad (1.2)$$

$$a_B^* = \frac{4\pi(\frac{h}{2\pi})^2}{m_r e^2} = \epsilon_r \frac{m_0}{\mu} a_B \quad (2.2)$$

که m_0 و μ بترتیب جرم سکون و کاهش یافته الکترون و حفره و ϵ_r گذردهی نسبی نیمرساناست.

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (3.2)$$

$R_y^* = 13.6 eV$ و $a_B^* = 0.529 A^\circ$ ثابت ریذبرگ و شعاع بوهر اتم هیدروژن است.

جرم مؤثر توسط ساختار نواری ماده تعیین می‌شوند و ترازهای انرژی برانگیخته با انرژی یونش

$E_{nx} = \frac{1}{n^2} R_y^*$ مربوط به اکسیتون آزاد است. یک الکترون آزاد و یک حفره آزاد با یک تکانه معلوم

سرعت‌های مختلفی بشکل $\frac{2\pi}{h} \left(\frac{dE_c}{dk} \right)$ و $\frac{2\pi}{h} \left(\frac{dE_v}{dk} \right)$ دارند. از آنجا که الکترون و حفره در اکسیتون به

یکدیگر مقیدند، لذا بایستی سرعت یکسانی داشته‌باشند. این امر آنها را به نواحی در فضای $E-K$

محدود می‌کند که

$$\frac{2\pi}{h} \left(\frac{dE_c}{dk} \right) = \frac{2\pi}{h} \left(\frac{dE_v}{dk} \right) \quad (4.2)$$

بدلیل آنکه نوعاً جرم مؤثر الکترون حدود m_0^{-1} و گذردهی نسبی ϵ_r در حدود ۱۰ است، لذا با توجه

به معادله (۱-۲) انرژی یونیزاسیون اکسیتون در نیمرسانا حدود $10 meV$ می‌شود [۳۰]. بنابراین زمانی

که دما زیاد می‌شود، انرژی گرمایی KT برای یونیزه کردن اکسیتون‌ها کافی است. بعلاوه هنگامی که

غلظت الکترون‌ها و حفره‌های آزاد افزایش می‌یابد، دافعه $e-e$ و $h-h$ تمایل دارد محدوده‌ای را که در آن

برهم‌کنش کولنی می‌تواند بطور مؤثر رخ دهد کاهش دهد، که این امر منجر به ایجاد یک اثر استتار

می‌شود. در مواد با آرایش بالا افت و خیزهای پتانسیلی لبه نواری افزایش می‌یابد و میدان‌های داخلی

ایجاد می‌شوند که می‌توانند بطور مخالف هم روی الکترون و هم روی حفره عمل کنند و یونش را

بوجود آورند و یا بطور مشابه به جایگزیدگی فیزیکی اکسیتون در فضا منجر شود. وقتی که به دلیل

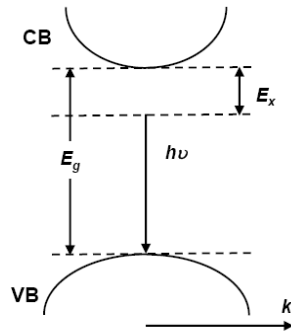
افت و خیزهای میدان محلی و یا مراکز تله دیگر در ماده، جفت $e-h$ جایگزیده نباشد و در عوض قبل

از بازترکیب در نمونه حرکت کند، به آن یک اکسیتون آزاد می‌گوییم. موارد در نظر گرفته‌شده در

اینجا همگی گاف نواری مستقیم دارند. یعنی مینیمم نوار ظرفیت و مینیمم نوار رسانش در فضای

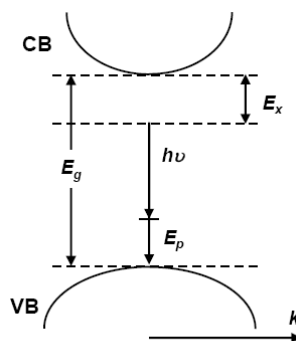
تکانه در یک خط قرار گرفته‌اند. در این حالت در بازترکیب تکانه پایسته است و فوتون گسیلی انرژی

بفرم $h\nu = E_g - E_x$ دارد که انرژی بستگی اکسیتون است. بنابراین یک مجموعه کامل از این فوتون‌ها می‌تواند وجود داشته‌باشد. زیرا اکسیتون می‌تواند در حالات برانگیخته $E_{nx} = (1/n^2)E_x$ موجود باشد. بهر حال حالات با انرژی بالاتر کمتر اشغال شده‌اند (با احتمال an^{-3}).



شکل ۲-۱- باز ترکیب بدون فوتون

در گذار با گاف مستقیم امکان وجود گذاری با گسیل یک یا چند فوتون اپتیکی طولی نیز وجود دارد که رد آنها در طیف‌های فتولومینسانس نشانه‌ای از جایگزیدگی اکسیتون‌هاست. در این حالت انرژی فوتون گسیلی $h\nu = E_g - E_x - mE_p$ است که m تعداد فوتون‌های گسیلی در فرایند است.



شکل ۲-۲- باز ترکیب با حضور فوتون‌های اپتیکی طولی

احتمال این گذارهای شامل فوتون نسبت به باز ترکیب‌های مستقیم که دربرگیرنده فوتون‌ها نیستند کمتر است. به هر حال از آنجا که نور گسیلی، مربوط به انرژی گاف است، لذا آن چنان با ماده برهم‌کنش نمی‌کند که این امر باعث می‌شود تا آشکارسازی آن تا اندازه‌ای ساده شود. فوتون‌های

اپتیکی بخاطر روابط پاشندگی متفاوتشان نسبت به فونون‌های اکوستیکی بیشتر مورد توجه قرار می‌گیرند. در یک نیم‌رسانای با گاف نواری مستقیم بیشترین گذارها نزدیک نقطه $\Gamma(k=0)$ مرکز منطقه بریلوئن اتفاق می‌افتد که این امر باعث می‌شود احتمال آنکه یک فونون اکوستیکی در گذار لحاظ شود قابل چشم‌پوشی باشد. باز ترکیب‌های اکسیتون‌های آزاد بوسیله یک خط با پهنای باریک توصیف می‌شود. طول عمر باز ترکیب یک اکسیتون آزاد در گاف نواری مستقیم از مرتبه چند نانو ثانیه است.

۲-۲-۲ باز ترکیب اکسیتون مقید: اکسیتون در چاه

وقتی که عرض چاه خیلی بیشتر از a_B^* مربوط به مدل کپه‌ای باشد، تغییر آنچنانی در E_x مورد انتظار نیست. زیرا اکسیتون‌ها همان محیطی را در نزدیکی خود احساس می‌کنند که در مدل کپه‌ای می‌دیدند. با کاهش پهنای چاه تا اندازه a_B^* و یا کمتر، توابع موج الکترون و نیز حفره در چاه محصور می‌شوند و هم‌پوشانی بیشتری دارند. این امر منجر به افزایش انرژی بستگی اکسیتون می‌شود. از نظر تئوری نشان داده شده که انرژی بستگی اکسیتون در محدودیت دوبعدی ۴ برابر مقدار مربوط به حالت حجمی است [۳۲]. بهر حال در سیستم‌های واقعی، پهنای بسیار باریک چاه منجر به نفوذ قسمت عمده‌ای از توابع موج به بیرون از سد و در نتیجه کاهش انرژی بستگی اکسیتون می‌شود. بنابراین انرژی بستگی اکسیتون به مقادیر بیشینه‌ای افزایش می‌یابد و با کاهش بیشتر عرض چاه مجدداً کم می‌شود.

در حالیکه با افزایش پهنای چاه، E_x تا مقدار مربوط به حالت کپه‌ای آن 26meV کاهش می‌یابد و با کاهش عرض چاه این مقدار تا 104meV نیز افزایش دارد [۳۳].

وابستگی طیف جذبی به عرض چاه با رقابت میان تراز انرژی محدودیت کوانتومی و انرژی بستگی اکسیتون تعیین می‌شود.

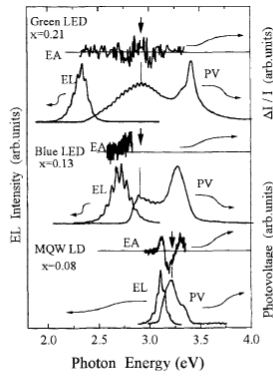
۲-۳ گسیل خودبخودی و اکسیتون‌های جایگزیده در *InGaN*

۲-۳-۱ مقدمه

آلیاژهای *InGaN* توجه زیادی را بخود جلب کرده‌اند. زیرا از آنها بعنوان نواحی فعال در تمامی دیودهای لیزری چاههای کوانتومی چندگانه و دیودهای نورافشان چاههای کوانتومی یکتای فرابنفش، آبی، سبز و کهربایی استفاده می‌شود و علیرغم چگالی بالای دررفتگی‌ها لومینسانس درخشانی را گسیل می‌کنند. در این بخش در مورد تعدادی از مفاهیم فیزیکی که بر خصوصیات چاههای کوانتومی *InGaN/GaN* اثر می‌گذارد صحبت می‌کنیم. ابتدا اثر F را که در فصل قبلی مورد بحث واقع شد از نظر تجربی بر روی چاههای کوانتومی *AlGaIn/GaN* و *InGaIn/GaN* تحت کرنش دوباره مورد بررسی قرار می‌دهیم تا به این نتیجه برسیم که در شرایطی که عرض چاه $L < a_B$ باشد، در عرض چاههای کوانتومی کرنش یافته، اکسیتون‌ها علی‌رغم میدان‌های الکتریکی بزرگ قطبشی و پیوندگاه وجود دارند. سپس وجود ناهمگنی در گاف نواری مؤثر، که باعث تولید مینیمم‌های پتانسیل محلی در اندازه دیسک کوانتومی در دیودهای نورافشان کاربردی *InGaIn* می‌شوند، نشان داده می‌شود. بالاخره با مقایسه خواص اپتیکی چاههای کوانتومی *InGaIn/GaN* که بر روی سپفایر (Al_2O_3) بر پایه *GaN* جایگزیده رشد یافته‌اند منشأ جایگزیدگی اکسیتون چاههای کوانتومی بررسی می‌شود.

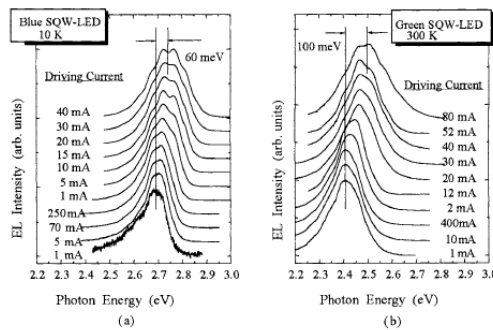
۲-۳-۲ طیف نوری مشخصه‌ای قطعات چاههای کوانتومی *InGaIn/GaN*

طیف اپتیکی دیودهای نورافشان با چاههای کوانتومی یگانه سبز و آبی و دیودهای لیزری با چاههای کوانتومی چندگانه ارغوانی با حضور شیفت استوک گونه مشخصه‌یابی می‌شوند که این شیفت یک جابجایی قرمز قله گسیل خودبخودی در مقایسه با نوار جذبی آن است (شکل ۲-۳).



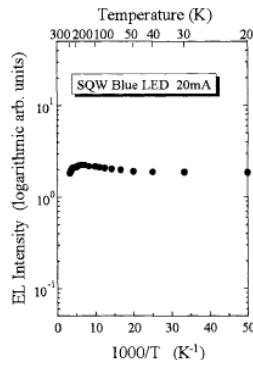
شکل ۲-۳- طیف EL ، PV (فتولتایی) و EA (الکتروجدبی) قطعات چاه کوانتومی $InGaN$ در دمای اتاق.

هر دو نمودار فتو ولتاژ (PV) و الکتروجدبی (EA) با افزایش درصد ایندیم (x)، پهن‌شدگی طیفی و جابجایی قرمز را نشان می‌دهند [۳۴] و قله الکترولومینسانس (EL) در دنباله کم انرژی مربوط به ساختارهای گذار جذب گونه ظاهر می‌شود. یک ویژگی مشخصه‌ای دیگر از دیودهای نورافشان با چاههای کوانتومی یگانه $InGaN/GaN$ شیفته آبی قله EL با افزایش جریان اعمالی (چگالی توان تحریک) است (شکل ۲-۴).



شکل ۲-۴- طیف EL مربوط به (a) دیود نورافشان آبی بر پایه چاه کوانتومی یگانه $InGaN$ در $10 K$ و (b) دیود نورافشان سبز در $300 K$ بعنوان تابعی از جریان اعمالی. مقدار شیفته آبی $60 meV$ تا $100 meV$ است.

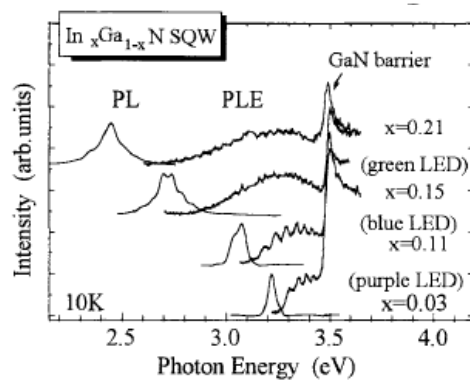
در شکل (۲-۴) تغییرات نوسانی در طیف بخاطر فرانزهای بازتابی چندگانه داخلی است. علاوه بر این بازده کوانتومی داخلی دیودهای نورافشان با چاههای کوانتومی یگانه سبز/آبی خیلی بالاست (شکل ۲-۵).



شکل ۲-۵- شدت EL مربوط به دیود نورافشان آبی بر پایه چاه کوانتومی یگانه $InGaN$ بعنوان تابعی از دما. جریان اعمالی در $I=20mA$ ثابت است.

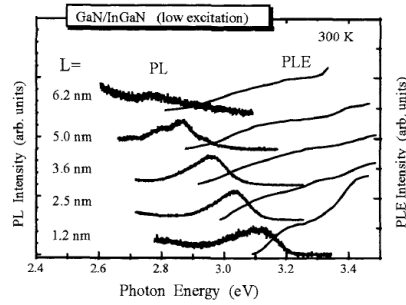
۳-۳-۲ خواص اپتیکی بعنوان تابعی از کسر مولی InN

تغییر در مقدار ایندیم بطور همزمان ΔE_v ، ΔE_c و F را تغییر می‌دهد، طیف جذبی فتولومینسانس (PLE) پهن می‌شود و با افزایش x قله انرژی الکترومینسانس (EL) یک جابجایی قرمز واضح را نشان می‌دهد [۱۸] (شکل ۲-۶).



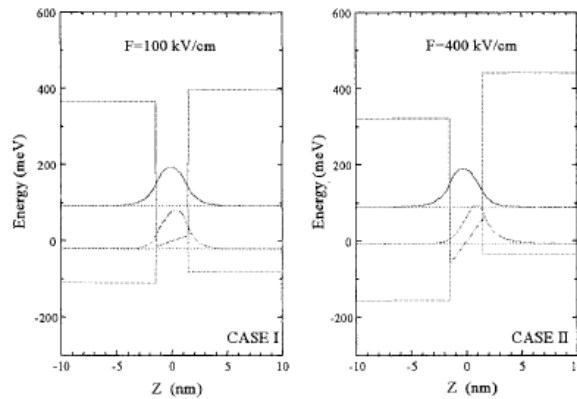
شکل ۲-۶- طیف PL و PLE با برانگیختگی پایین مربوط به $InGaN/GaN:Si$ با ضخامت $3nm$ در $10K$.

همانطور که در شکل (۲-۷) با $L=1/2nm$ می‌بینیم [۳۴] چاههای کوانتومی یگانه $InGaN$ با درصد ایندیم پایین ($x=0.03$) یک لبه جذب در $3/4eV$ در طیف جذبی PLE نشان می‌دهند.



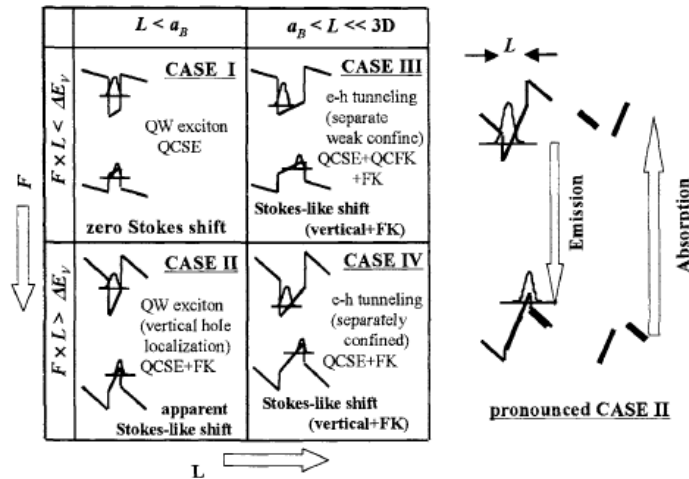
شکل ۲-۷- طیف PL و PLe با برانگیختگی پایین در دمای اتاق برای چاه‌های کوانتومی چندگانه $In_{0.1}Ga_{0.9}N/GaN:Si$ در ضخامت‌های مختلف L . گاف نواری واضح به انرژی که در آن شدت سیگنال PLe به نصف مقدار ماکزیمم آن افت می‌کند گفته می‌شود.

چون F_{pz} تابعی خطی از کرنش باقیمانده است، در نظر گرفتن یک رابطه خطی میان F و x منطقی بنظر می‌رسد. در اینحالت F_{pz} تقریباً $10^5 V/cm$ برآورد می‌شود [۱۸].
شکل (۲-۷) طیف PLe گرفته شده در $10 K$ را نشان می‌دهد [۱۸] (حالت ۱ در شکل ۲-۹).



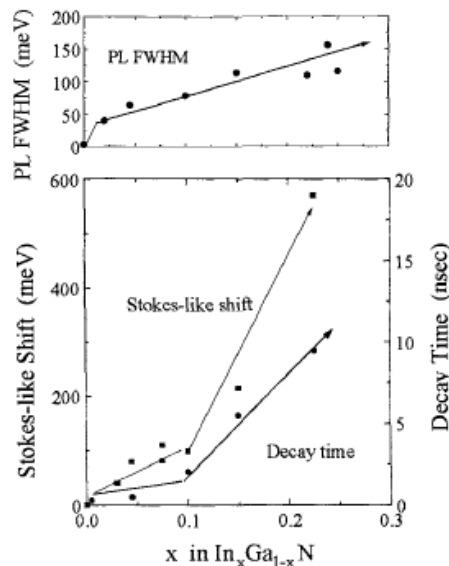
شکل ۲-۸- ترازهای کوانتیده انرژی و توابع موج جفت $e-h$ در چاه کوانتومی یگانه $InGaN$ تحت شرایط $F=100 kV/cm$ و $F=400 kV/cm$ ($x=0.1$) و ($x=0.3$).
شکل ۲-۹- ترازهای کوانتیده انرژی و توابع موج جفت $e-h$ در چاه کوانتومی یگانه $InGaN$ تحت شرایط $F=100 kV/cm$ و $F=400 kV/cm$ ($x=0.1$) و ($x=0.3$).

ظهور مجدد شیفت استوک در این حالت نشان‌دهنده وجود حالات جایگزیده انرژی است. با افزایش درصد ایندیم (x) ابتدا تراز حفره محدود شده به داخل پتانسیل مثلثی می‌افتد (شکل ۲-۸) و تراز الکترون برای x بزرگتر در سمت مخالف داخل چاه پتانسیل مثلثی قرار می‌گیرد (حد نهایی II شکل ۲-۹).



شکل ۲-۹- نمودارهای شماتیکی نواری چاههای کوانتومی $InGaN/GaN$ تحت میدان الکتریکی F . هر مورد محدودیت‌های میان $F, L, \Delta E_v$ و a_B را نشان می‌دهد [۳۵].

این توضیح پهن‌شدگی طیف PLE با افزایش درصد ایندیم (x) را توصیف می‌کند. بعلاوه جدایی فضایی جفت $e-h$ عمود بر صفحه چاه کوانتومی ممکن است هم‌پوشانی تابع موج را کاهش دهد و زمان افت گسیل با افزایش x زیاد می‌شود [۳۶] (شکل ۲-۱۰).



شکل ۲-۱۰- PL FWHM، شیفت استوک گونه و زمان واپاشی $TRPL$ مربوط به چاههای کوانتومی $InGaN$ با ضخامت $3nm$ بعنوان تابعی از درصد ایندیم (x).

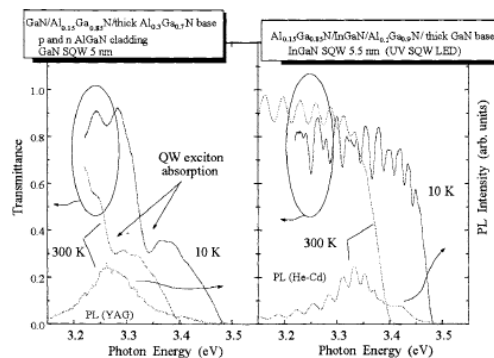
مشاهده می‌شود که هم شیفت استوک گونه و هم زمان واپاشی، یک x بحرانی در نزدیکی $0/1$ دارد. این مطلب به این نکته مربوط می‌شود که جایی که جذب ناشی از حالات پیوسته از سدها قابل توجه باشد، نمودار نواری از حالت I به حالت II تغییر می‌کند. از طرف دیگر $FWHM$ ^۱ مربوط به قله PL با افزایش مقدار خیلی کمی ایندیم (یا آلایش) بطور ناگهانی افزایش می‌یابد و درجه ناهمگنی گاف نواری مؤثر را زیاد می‌کند و با افزایش x بطور یکنواخت زیاد می‌شود [۳۶].

۲-۳-۴ جایگزیدگی درون صفحه‌ای اکسیتون‌های چاههای کوانتومی در ساختارهای $InGaN$

همانطور که گفتیم چاههای کوانتومی و لایه‌های حجمی $InGaN$ یک ناهمگنی درون صفحه‌ای در گاف نواری مؤثر دارند که منشأ اکسیتون مؤثر چاه کوانتومی یا جایگزیدگی حامل‌هاست. در دیوده‌های نورافشان با چاههای کوانتومی یگانه $InGaN$ سبز و آبی با افزایش جریان اعمالی یک شیفت آبی در قله EL دیده می‌شود [۳۷] (شکل ۲-۴). این جریان با اثرات ترکیبی استتار کولنی F_{pz} و پرشدگی نواری حالات جایگزیده انرژی توسط اکسیتون‌های چاه کوانتومی است. موکای^۲ گزارش کرد که وابستگی انرژی قله EL مربوط به دیوده‌های نورافشان با چاههای کوانتومی یگانه $InGaN$ به ضخامت $5/5nm$ ، به دما و جریان در یک طول موج بحرانی قله گسیلی به اندازه $375nm$ بشدت تغییر می‌کند [۳۸]. وقتی x خیلی کوچک باشد، دیوده‌های نورافشان هیچگونه شیفت آبی نشان نمی‌دهند، اما وابستگی دمایی دارند. بر عکس وقتی x از قله گسیلی مربوط به $375nm$ بزرگتر می‌شود، دیوده‌های نورافشان یک وابستگی چگالی جریان در قله انرژی الکترومینیسانس نشان می‌دهند، اما تقریباً مستقل از دما می‌شوند. در ناحیه فرابنفش وقتی طول موج از $375nm$ بیشتر می‌شود (جایی که جذب خودبخودی ناشی از لایه بر پایه GaN را نادیده گرفتیم) توان خروجی دیوده‌های نورافشان فرابنفش زیاد می‌شود. این نتایج نشان می‌دهند که مکانیزم‌های گسیل با x تغییر می‌کنند و مکانیزم‌های مربوط به GaN و $InGaN$ کاملاً متفاوتند (شکل ۲-۱۱).

^۱ Full Width Half Maximum

^۲ Mukai



شکل ۲-۱۱- طیف PL با برانگیختگی بالا و انتقال اپتیکی در دمای 10 K و دمای اتاق مربوط به ساختار ناهمگون دوگانه 5 نانومتری $GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N$ رشدیافته روی لایه ضخیم $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ و نیز مربوط به ساختار ناهمگون دوگانه $5/5$ نانومتری $InGaN/Al_{0.1}Ga_{0.9}N$ رشدیافته روی لایه ضخیم GaN (دیود نورافشان ماوراءبنفش) [۱۸].

بنابراین در هر ناحیه مورد مطالعه می‌تواند چند نوع ساختار وجود داشته‌باشد که از یک بخش غنی از InN که در بخشی غنی از GaN محصور است، ساخته شده است. این ساختار ممکن است ناشی از افت وخیز ساختاری باشد و می‌تواند بعنوان نقطه کوانتومی، دیسک کوانتومی یا چاه قطعه شده^۱ (بسته به اندازه عرضی محدودیت کوانتومی) عمل کند. دقت کنید که حالات انرژی حداقل در امتداد محور x محدود شده‌اند.

ساتو^۲ شدت PL را بعنوان تابعی از چگالی دررفتگی ریسمانی برآورد کرد که با مدل طول پخش کوتاه در چاههای کوانتومی $InGaN$ نیز همخوانی دارد [۳۹].

سطح واقعی که CL را گسیل می‌کند از طول پخش (60 nm) کمتر است. پاونس^۳ [۴۰] و کیزیلوسکی^۴ [۴۱] اندازه ساختاری خوشه‌های InN را بترتیب کمتر از 10 nm و 20 nm تخمین زدند. این نانوساختارهای CL برای ساختارهایی با ایندیم پایین $x=0.03$ نیز یافت شد. این نتایج بدین معنا هستند که $FWHM$ بزرگ مربوط به قله PL و پهن شدن لبه سیگنال PLE برای چاههای کوانتومی حالت I در بخش قبل نمایانگر ناهمگنی درون صفحه‌ای در گاف نواری مؤثر گسیل‌اند. این ساختارهای با اندازه جانبی می‌توانند بعنوان یک دیسک کوانتومی عمل کنند. زیرا اندازه جانبی مابین aB و طول موج تشدید اکسیتون است که طول موج گسیل بر ضریب شکست تقسیم می‌شود و در این مورد

¹ Segmented

² Sato

³ Ponce

⁴ Kisielowski

حدود 160 nm است. توجه کنید که توابع موج $e-h$ در دیسک‌های کوانتومی نسبت به محور z محدود شده‌اند و بدلیل انباشتگی عرضی حامل‌ها که از بدام افتادن آنها در مسیرهای غیرتابشی جلوگیری می‌کنند، دیسک‌های کوانتومی یا نقاط کوانتومی می‌توانند بازده گسیل اکسیتون‌های چاه کوانتومی را بهبود بخشند.

۲-۳-۵ منشأ جایگزیدگی اکسیتونی

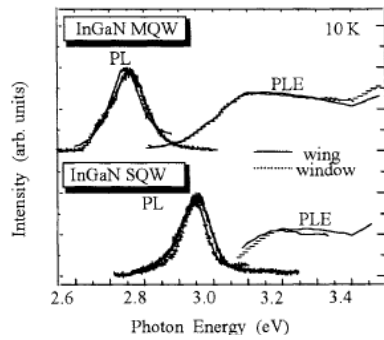
یکی از علل ممکن برای ناهمگنی درون صفحه‌ای گاف نواری، توزیع ناهمگن F ناشی از افت و خیز کرنش است. اگر شیفت استوک گونه خالص درون صفحه‌ای را فقط به این مطلب نسبت دهیم، افت و خیزهای پتانسیل را می‌توان بوسیله پرشدگی حامل‌ها و اثر استتار F ترازبندی کرد. بهر حال با افزایش تراز برانگیختگی، $FWHM$ مربوط به فتولومینسانس یا الکترولومینسانس در چاههای کوانتومی $InGaN$ تغییر نکرده و حتی زیاد نمی‌شود. بنابراین یک ناهمگنی در گاف نواری مؤثر محتمل‌ترین حالت است.

دو منشأ عمده برای تشکیل ناهمگنی در گاف نواری مؤثر و یا حالات دنباله انرژی جایگزیده وجود دارد. یکی بی‌نظمی ساختاری آلیاژ غیرتصادفی است که مربوط به اختلاف زیاد در پایداری گرمایی و ثابت شبکه میان InN و GaN می‌باشد و دیگری افت و خیز ضخامت چاه کوانتومی است. مطلب دوم از نظر تئوری حتی برای GaN ، InP و $GaAs$ بدون هیچ‌گونه ناهمگنی ساختاری نیز مشاهده می‌شود. همانطور که گفتیم اندازه ساختاری از کمتر از 60 nm تا 300 nm در 10 K است [۱۸].

کلر^۱ رشد مارپیچی $InGaN$ مبتنی بر دررفتگی‌های ریسمانی را ابداع کرد [۴۲]. اگر چنین روش رشدی ایندیم اضافی را در لبه پله رشد جمع کند، علاوه بر افت و خیز در ضخامت چاه کوانتومی مربوط به رشد مارپیچی، ناهمگنی ساختاری نیز تولید می‌شود.

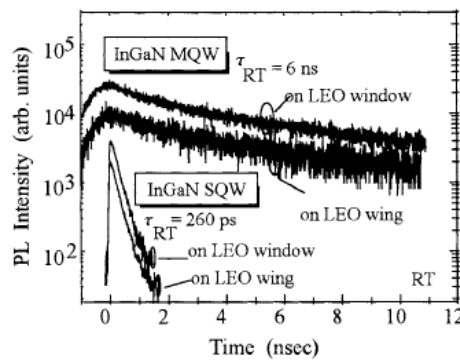
خصوصیات اپتیکی چاههای کوانتومی $InGaN$ بعنوان تابعی از چگالی دررفتگی‌های ریسمانی در شکل (۲-۱۲) مورد بررسی قرار گرفته است [۴۳].

^۱ Keller



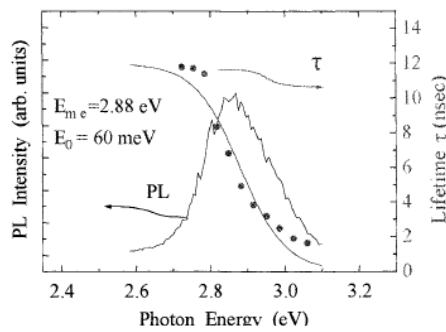
شکل ۲-۱۲- طیف PL و PLE مربوط به چاه کوانتومی یگانه و چندگانه $InGaN$ روی پنجره LEO در دمای $10 K$.

زمان واپاشی لومینسانس τ که توسط $TRPL$ اندازه‌گیری شده برای ساختار چاههای کوانتومی چندگانه در دمای اتاق $6 ns$ بود و همانطور که در شکل (۲-۱۳) می‌بینیم مستقل از دررفتگی ریسمانی است [۴۳].



شکل ۲-۱۳- سیگنال‌های $TRPL$ مربوط به چاه‌های کوانتومی یگانه و چندگانه $InGaN$ در دمای اتاق.

زمان واپاشی کوتاه τ_{RT} حدود $260 ps$ است و مستقل از چگالی دررفتگی‌های ریسمانی است [۴۳]. در این نمونه‌های خالص فرایند بازترکیب غیرتابشی طول عمر RT را تعیین می‌کند. طول عمر فتولومینسانس در دمای پایین نیز مستقل از دررفتگی‌های ریسمانی است. بعلاوه τ انرژی تفکیکی مربوط به چاههای کوانتومی $InGaN$ (نسبتاً بدون دررفتگی) با کاهش انرژی فوتون افزایش می‌یابد (شکل ۲-۱۴).



شکل ۲-۱۴- طیف *Time-integrated PL* و زمان افت بعنوان تابعی از انرژی گسیلی چاه کوانتومی چندگانه *InGaN* در دمای اتاق [۴۳].

این مشخصه سیستم جایگزیده الکترونی است. رابطه میان E و τ با استفاده از معادله

$$\tau(E) = \frac{\tau_r}{[1 + \exp\{(E - E_{me}) / E_0\}]} \quad (۵.۲)$$

مطابقت داده شد [۴۳] که $E_0 = 60 \text{ meV}$ عمق حالات دنباله را نشان می‌دهد و $E_{me} = 2.88 \text{ eV}$ انرژی شبیه به لبه تحرک‌پذیر است و $\tau_r = 12 \text{ ns}$ طول عمر تابشی است. این مقادیر برای سیستم‌های چاههای کوانتومی *InGaN* با پهن‌شدگی آلیاژ غیر تصادفی و ناهمخوانی شبکه‌ای بزرگ منطقی و معقول است.

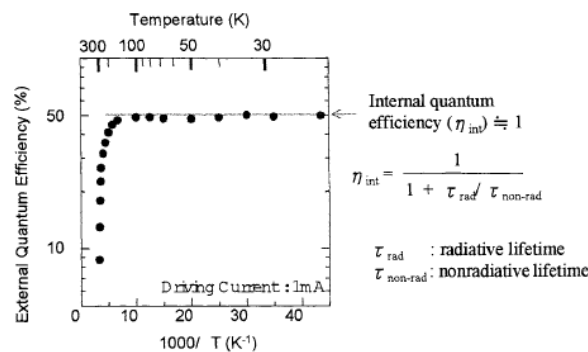
شکل‌های (۲-۱۲) و (۲-۱۳) نشان می‌دهند که عامل مهم محدود کننده که مکانیزم‌های گسیل در چاههای کوانتومی *InGaN* را تعیین می‌کند مربوط به دررفتگی‌های ریسمانی نیست. زیرا همه خصوصیات اپتیکی به چگالی دررفتگی‌های ریسمانی وابسته نیستند. برعکس شیفت خالص درون‌صفحه‌ای استوک گونه تحت تأثیر تغییر در آهنگ رشد سد و کسر مولی *InN* در چاههای کوانتومی است. بنابراین ناهمگنی درون صفحه‌ای گاف نواری مؤثر بوسیله پارامترهای رشد، نواقص تقطه‌ای یا ترمودینامیک بنا نهاده می‌شود و جدایی فاز بوسیله دررفتگی‌های ریسمانی.

وابستگی غیرعادی قله انرژی لومینسانس به دما را نمی‌توان تنها بوسیله ناهمگنی F در عرض صفحه چاه کوانتومی توضیح داد. از آنجا که تغییر x ، بطور همزمان F_{pz} را تغییر می‌دهد ممکن است پتانسیل چاههای کوانتومی قطعه‌شده دیسک کوانتومی حداقل تا اندازه‌ای از افت و خیز پتانسیل آلیاژ غیرتصادفی ناشی شود که با پارامتر بزرگ خمش تأیید می‌شود.

۴-۲ دینامیک اکسیتون‌های جایگزیده

طیف نگاری فتولومینسانس وابسته به زمان (*TRPL*) یک تکنیک مفید برای ارزیابی دینامیک خواص اپتیکی نیمرساناهاست. در نیمرساناهای بر پایه *GaN* قطعات فوتونیک را می‌توان به سه دسته تقسیم کرد.

۱. موضوع اول رسیدن به دیودهای نورافشان پربازده است. دیودهای نورافشان تجاری سبز یا آبی یک بازده کوانتومی (η_{ext}) در حدود ۱۰٪ را از خود نشان می‌دهند [۴۴]. بهر حال افزایش بیشتر بازده نیازمند آنست که سطح کاربردی دیودهای نورافشان را افزایش دهیم. مثلاً لامپ‌های فلئورسنت (لامپ‌های تیوپ خلأ) را با دیودهای نورافشان جایگزین کنیم (قطعات حالت جامد). شکل (۲-۱۵) وابستگی دمایی مقدار η_{ext} مربوط به یک دیود نورافشان آبی بر پایه *InGaN* را که تحت جریان ثابت 1mA کار می‌کند نشان می‌دهد [۴۴].



شکل ۲-۱۵- وابستگی دمایی بازده کوانتومی خارجی یک دیود نورافشان آبی بر پایه *In_{0.3}Ga_{0.7}N*

وقتی دما از حدود 200K بیشتر می‌شود مقدار η_{ext} سرعت کاهش می‌یابد. این نتیجه نشان می‌دهد که کارایی قطعه در دمای اتاق هنوز بوسیله فرایندهای بازترکیب غیرتابشی محدود می‌شود و اینکه اگر بقدر کافی بتوانیم مسیر مراکز بازترکیب غیرتابشی را حذف کنیم بایستی به بازدهی بیش از ۴۰٪ برسیم.

۲. موضوع دوم مربوط به دیودهای لیزری است. از آنجا که اولین کاربرد دیود لیزری در دمای اتاق در 400nm تحت یک مد موج پیوسته (*cw*) آمده است [۴۵]، تاکنون طول عمر قطعه پیشرفت خوبی داشته و در مرحله کنونی بیشینه عملکرد حدود ۱۰۰۰۰ ساعت برآورد

می‌شود. بهر حال بررسی‌ها تحت عملیات دمای بالا و توان اپتیکی بیشتر نشان دادند که عمر قطعه هنوز کمتر از سطح تجاری‌سازی است. تاکنون پایینترین چگالی جریان آستانه (I_{th}) در دیودهای لیزری بر پایه $InGaN$ و در حدود $2\text{KA}/\text{cm}^2$ بدست آمد [۴۶] که یک مرتبه بزرگی از دیودهای لیزری بر پایه دیگر نیمرساناها بیشتر است. در نتیجه باید مقدار جریان آستانه I_{th} را کاهش دهیم تا به عملکرد پایدار برسیم.

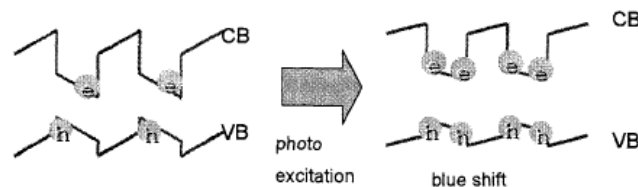
۳. موضوع سوم در ارتباط با گسترش قطعات فوتونیک‌های جدید در کنار دیودهای لیزری و دیودهای نورافشان است که از پدیده‌های فوق سریع یا اپتیک غیرخطی تبعیت می‌کنند. برای چنین اهدافی درک مکانیزم بازترکیب بوسیله رفتار دینامیکی اکسیتون‌ها و یا حامل‌ها بر اساس فرایندهای تابشی، غیرتابشی و جایگزیدگی و سپس یک زمینه مثبت برای ساخت قطعات الکترواپتیکی ضروری است.

۲-۵ مدل‌های جایگزیدگی اکسیتون یا حامل

در این بخش مدل‌های مختلف جایگزیدگی در نیمرساناهای بر پایه $InGaN$ مورد بررسی قرار می‌گیرند. در طیف بدست آمده از لایه‌های فعال $InGaN$ ، یک شیفت استوک بزرگ میان لبه جذب و تله‌های گسیل گزارش شده است [۱۸]. این نشان‌دهنده آنست که اکسیتون‌ها یا حامل‌هایی که در فرایندهای بازترکیب تابشی در آلایژهای سه‌تایی $InGaN$ وجود دارند تا درجه زیادی جایگزیده‌اند. از آنجا که طیف‌های گسیلی مشاهده‌شده عموماً خیلی پهن‌تر از مقدار تئوری مربوط به اثر پهن‌شدگی آلایژ هستند، بنابراین ترازهای انرژی در داخل لایه‌های $InGaN$ توسط بی‌نظمی‌هایی از قبیل افت و خیز در پهنای چاه و یا جدایی درصد ایندیم توزیع می‌شوند. یک شیفت بزرگ استوک مربوط به قله‌های گسیلی در طیف‌های فتولومینسانس بعنوان تابعی از انرژی برانگیختگی مشاهده شده است. چنین رفتاری در ساختار دیود نورافشان بعنوان شیفت آبی سریع ناشی از جریان در انرژی قله الکتروولومینسانس گزارش شده است. مدلی را که برای این پدیده‌ها در نظر می‌گیریم، می‌توان در چهار دسته زیر طبقه‌بندی کرد.

الف) یک میدان بزرگ پیرو در لایه‌های فعال $InGaN$ تحت کرنش دوماحوری ایجاد می‌شود. این میدان الکتریکی داخلی باعث ایجاد اثر محدودیت کوانتومی استارک ($QCSE$) می‌شود که در آن

انرژی‌های گذار میان الکترون‌ها و حفره‌ها در مقایسه با شرایط بدون میدان شیفتم قرمز دارد. از آنجایی که میدان‌های الکتریکی بوسیله حامل‌های ناشی از فوتون^۱ (یا تزریقی) استتار می‌شود، شیفتم آبی قله گسیلی ناشی از افزایش تحریک فوتونی (یا جریان) را می‌توان بعنوان اثر استتار در نظر گرفت (شکل ۲-۱۶).



شکل ۲-۱۶- نمای شماتیکی ساختار نواری تحت میدان پیزوالکتریکی.

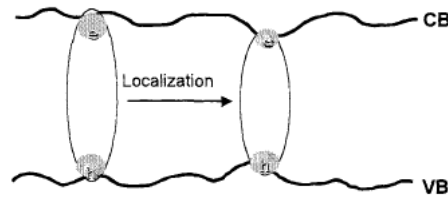
تاکئوچی^۲ با تحلیل یک جابجایی از قله PL بعنوان تابعی از ولتاژ اعمالی، مقدار میدان پیزوالکتریک را در چاههای کوانتومی چندگانه $In_{0.16}Ga_{0.84}N$ $1/3 MV/cm$ برآورد کرد [۴۷]. اثر کوانتومی استارک با افزایش پهناي چاه باعث کاهش قدرت نوسانگر (بعبارت دیگر احتمال بازترکیب تابشی) می‌شود. بهمین دلیل است که در ساختار دیوده‌های لیزری یا دیود نورافشان واقعی بر پایه $InGaN$ ، پهناي چاه نوعاً $2-3 nm$ نانومتر است [۴۷]. اگر اثر کوانتومی استارک ($QCSE$) نقش غالب را در فرایند بازترکیب ایفا کند، رفتار موقتی^۳ لومینسانس بوسیله منحنی نزولی نمایی بیان می‌شود [۴۸]. زیرا احتمال بازترکیب در چاه با چگالی حامل‌ها تغییر می‌کند. چنین ویژگی‌هایی در ساختارهای با پهناي بیشتر مشاهده شده‌است.

ب) اگر درصد ایندیم در لایه چاه کوانتومی تغییر کند، اکسیتون‌های تولید شده توسط جریان تزریقی در مینیمم پتانسیل‌های محلی جایگزیده می‌شوند [۴۹] و بطور نسبی بازترکیب می‌کنند. لذا این فرایند دینامیکی باعث جایگزیدگی اکسیتون می‌شود و می‌توان آنرا برای اثر پرشدگی نواری بزرگ بحساب آورد. زیرا همانطور که در شکل (۲-۱۷) و (۲-۱۸) می‌بینیم چگالی حالت دنباله خیلی پایین است.

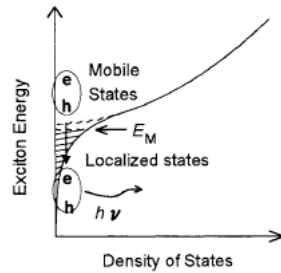
¹ photogenerated

² Takeuchi

³ temporal



شکل ۲-۱۷- نمای شماتیکی ساختار نواری تحت افت و خیز تصادفی پتانسیل.



شکل ۲-۱۸- چگالی حالات انرژی اکسیتون ناشی از افت و خیز پتانسیل. فرایند جایگزیدگی اکسیتون‌ها نیز شرح داده شده‌است.

رفتار کلی در این مدل جایگزیدگی ضعیف گزارش شده‌است که در آن نسبت شیفت استوک به پهنای خط جذب اکسیتون در حدود ۰/۶ و مستقل از سیستم است [۵۰]. در این حالت زمان افت لومینسانس به انرژی فوتون دیده‌شده بستگی دارد. زیرا گذار اکسیتون فقط بدلیل بازترکیب تابشی نیست، بلکه ناشی از فرایند انتقال به ترازهای انرژی پایین‌تر نیز می‌باشد. اگر چگالی حالات دنباله را با تابع نمایی مانند $g(E) = \exp(-E/E_0)$ تقریب بزنیم، که E_0 عمق جایگزیدگی را نشان می‌دهد و اگر طول عمر تابشی در نوار گسیلی ثابت باشد، تخمین E_0 و τ_{rad} با همخوانی داده‌های تجربی $\tau_L(E)$ با معادلات تئوری امکان‌پذیر می‌شود [۵۱]. فرض کنید چگالی اکسیتون با انرژی E در زمان t پس از برانگیختگی پالسی بشکل $n(E,t)$ بیان شود. اگر بتوان از فرایند غیرتابشی چشم‌پوشی کرد، معادله بشکل زیر بیان می‌شود [۱۸]:

$$\frac{dn(E,t)}{dt} = -\frac{n(E,t)}{\tau_{rad}} - \sum_{B' < B} W(E \rightarrow E')n(E,t) + \sum_{B' > B} W(E' \rightarrow E)n(E',t) \quad (۶.۲)$$

$$W_{tr}(E) \propto \int_B^\infty g(E')dE' \quad (۷.۲)$$

$$\propto \exp(E/E_0)$$

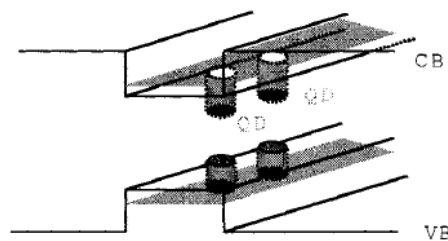
که در آن چگالی حالات دنباله و $W(E \rightarrow E')$ نشاندهنده احتمال انتقال از E به E' است. اگر دما بقدر کافی کم باشد، تمامی فرایندهای انتقال از انرژی بالا به انرژی پایین اتفاق می‌افتد. در اینحالت احتمال انتقال $W_{tr}(E)$ را می‌توان بشکل زیر بدست آورد. در نتیجه $n(E,t)$ و $\tau_L(E)$ بشکل معادلات (۸,۲) و (۹,۲) بدست می‌آید:

$$n(E,t) = n_0 \exp(-t / \tau(E)) \quad (۸.۲)$$

$$\tau(E) = \frac{\tau_{rad}}{1 + \exp\{(E - E_{me} / E_0)\}} \quad (۹.۲)$$

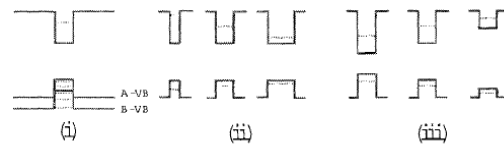
که E_{me} انرژی مشخصه شبیه به لبه تحرک پذیری است.

ج) درجه جایگزیدگی اکسیتون با افزایش درصد ایندیم در لایه‌های فعال *InGaN* (مقدار x) زیاد می‌شود و اینکه مدل جایگزیدگی ضعیف در یک درصد مشخص ($x > 0.15 - 0.2$) بهم می‌ریزد [۱۸]. در واقع، تحلیل‌های ساختاری با استفاده از *TEM* تشکیل خوشه‌های غنی از ایندیم با قطر تخمینی چند نانومتر در لایه‌های *InGaN* را نشان دادند. نشان داده شده‌است که جایگزیدگی اکسیتون در نواحی غنی از ایندیم ناشی از نوسانات ساختاری است که اندازه عرضی آنها کمتر از 60 nm برآورد می‌شود [۱۸]. بنابراین در حالت جایگزیدگی بزرگ منطقی است که فرض کنیم نواحی غنی از ایندیم شبه نقاط کوانتومی، بیشتر از افت و خیز کوچک در درصد ایندیم در داخل چاههای کوانتومی بطور خودبخودی شکل می‌گیرد که بدلیل جدایی فاز است. شکل (۲-۱۹) ترازهای انرژی نقاط کوانتومی را نشان می‌دهد که در داخل چاههای کوانتومی تشکیل می‌شوند.



شکل ۲-۱۹- نمایشی از ترازهای انرژی تشکیل شده در چاه کوانتومی.

در این حالت پهن‌شدگی طیف‌های گسیلی بخاطر افت و خیز در ساختار و یا اندازه نقاط کوانتومی و نیز مؤلفه ترازهای انرژی کوانتیده‌تر در داخل نقاط کوانتومی است که در شکل (۲-۱۹) نشان داده شده‌است.



شکل ۲-۱۹- مکانیزم احتمالی برای پهن‌شدگی پهنای خط لومینسانس در نقاط کوانتومی. (i) تشکیل زیرنوارها، (ii) افت و خیز در اندازه، (iii) افت و خیز در عمق پتانسیل.

بنابراین داده‌های ماکروسکوپی اپتیکی خاصیت نقطه کوانتومی یکتا را نشان نمی‌دهد، اما بایستی به عنوان مجموعه‌ای از چند نقطه کوانتومی تفسیر شود که ترازهای انرژی آن بطور ناهمگن توزیع شده‌اند. در این مورد فتولومینسانس گذرا^۱ [۵۲] به فرایند انتقال از ترازهای کوانتیده بالاتر به تراز پایین‌تر و نیز به وابستگی ساختاری و یا اندازه‌ای طول عمر تابشی مربوط است.

(د) محاسبات تئوری پیش‌بینی می‌کنند که یک حالت s شکل پاد مقید که توسط تهیجای نیتروژن ایجاد می‌شود در 0.3eV زیر لبه نوار رسانش برای GaN ظاهر می‌شود [۵۳] که با افزایش درصد ایندیم در $InGaN$ کم عمق‌تر می‌شود و سپس برای $In_{0.18}Ga_{0.82}N$ با نوار رسانش تشدید می‌شود. اختلاف انرژی میان حالات تشدید و لبه نوار رسانش با افزایش درصد ایندیم (x) زیاد می‌شود. این تشدید می‌تواند برای توضیح رفتار جایگزیدگی یک مدل سازگار را فراهم کند. هرچند هیچ شاهد تجربی وجود ندارد که آیا تهیجای N برای تعیین خواص اپتیکی در $InGaN$ نقش مهمی ایفا می‌کند یا نه، اما جالب است بدانیم که این مدل رفتار اکسیتون‌ها را نیز پیش‌بینی می‌کند. زیرا جایگزیدگی در فضای حقیقی در تهیجاهای N اتفاق می‌افتد.

¹ transient

فصل سوم

تشکیل خوشه‌های ایندیمی در *InGaN*

- ✓ مقدمه
- ✓ جدایی فاز
 - مشاهده جدایی فاز
 - جدایی ایندیمی و بازده: *InGaN* بعنوان یک سیستم بی‌نظم
 - ✓ قطبش در شبکه ورتزاید
 - نمودار شماتیکی نوارهای چاههای کوانتومی *InGaN* تحت یک میدان الکتریکی
 - منشأ کرنش و پیزوالکتریسیته
 - مهندسی کرنش
 - ✓ اثرات پیزوالکتریسیته، جدایی فاز و جایگزیدگی
- ✓ نتایج

۱-۳ مقدمه

بیشترین توجه تحقیقات روی سه مکانیزم مؤثر بر کارایی قطعات نیمرسانای نیتروژندار معطوف است. جدایی فاز که از خوشه‌های ایندیم در آلیاژهای *InGaN* نتیجه می‌شود، پیزوالکتریسیته در *InGaN* که ناشی از ناهمخوانی شبکه‌ای میان *InGaN* و زیرلایه *GaN* است و قطبش خودبخودی *InGaN* مربوط به عدم تقارن در زیرساختار چهارضلعی شبکه ورتزاید.

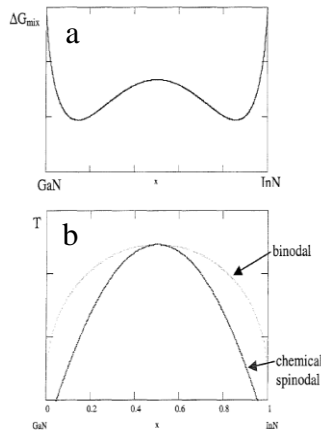
۲-۳ جدایی فاز

شواهدی وجود دارد که اتم‌ها در آلیاژهای *III-V*، که در شعاع‌های کوالانت چهاروجهی تفاوت دارند، روی زیر شبکه‌های مربوط به خود بطور تصادفی توزیع نمی‌شوند. دو نوع انحراف از توزیع تصادفی مشاهده شده است: جدایی فاز و ترتیب اتمی. جدایی فاز می‌تواند با عدم تطابق اندازه بین گونه‌های مختلف اتمی افزایش یابد. این انرژی همیشه مثبت است. اما آمیختگی همچنین به سهم‌هایی از انرژی ناشی از انتقال بار که می‌تواند مثبت یا منفی باشد و واهلش^۱ که همیشه منفی است منجر می‌شود. در مورد اکثر آلیاژهای شبه دو بعدی *III-V* با طول پیوندهای متفاوت، از قبیل *GaNP* و *GaNAs* انرژی تغییر حجم غالب است و بنابراین حالت تعادل، مربوط به جدایی فاز است. وضعیت مشابهی در *InGaN* وجود دارد. با در نظر گرفتن رفتار جواب مستقیم، انرژی مخلوط شدگی^۲ $[54]$ ، G در یک دمای ثابت با $\Delta G_{mix} = \Omega X_A X_B + RT(X_A \ln X_A + X_B \ln X_B)$ داده می‌شود.

که Ω یک پارامتر برهم‌کنش و X_A و X_B کسرهای اتمی نمونه‌های A و B هستند. از *InGaN* بعنوان یک شبه دو بعدی نام برده می‌شود که A و B به ترتیب *GaN* و *InN* هستند. در یک دمای داده شده اسپینودال شیمیایی توسط منطقه‌ای تعریف می‌شود که در آن منحنی انرژی آزاد تقعر منفی دارد. یعنی نقاط تغییر تقعر اسپینودال را تعریف می‌کنند. نقطه دو گره‌ای بوسیله نقاط بازگشتی مینیمم، در منحنی انرژی آزاد مشاهده می‌شود (شکل ۱-۳).

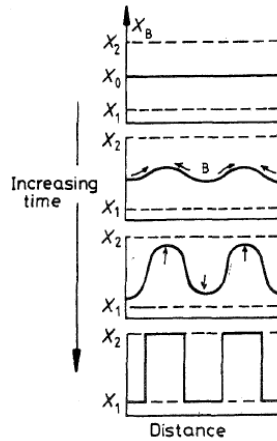
¹ relaxation

² energy of mixing



شکل ۳-۱- (a) منحنی انرژی آزاد در یک دمای دلخواه. (b) نمودار فازی ساخته شده با یک مجموعه دمایی از این منحنی‌ها.

در داخل اسپینودال شیمیایی، آلیاژ ناپایدار است. در ترکیب یک اختلال کوچک می‌تواند شکل بگیرد و رشد کند که انتشار رو به بالا نامیده می‌شود و دلیل وقوع آن این است که انرژی آزاد سیستم با این فرایند واقعاً کم می‌شود. نواحی غنی از A و B نظم متناوبی با یک طول موج خوش تعریف دارد و بنابراین ترکیب کلی را بشکل نوسانات ساختار می‌شناسیم. گسترش نوسانات ساختار بطور شماتیکی در شکل (۳-۲) نشان داده شده است.



شکل ۳-۲- برش عرضی از نوسانات ساختاری با گذشت زمان.

با استفاده از یک مدل میدان نیروی والانس اصلاح شده (VFF)، هو^۱ و استرینگ فیلاو^۲ [۵۵] پارامتر برهم کنش Ω را محاسبه کردند.

با استفاده از مقدار آنها $5/98 \text{ Kcal/mole}$ به یک دمای بیشینه برای آمیختگی گاف در *InGaN* (1250°C) می‌رسیم که در *InN*، ۵۰٪ اتفاق می‌افتد. انحلال‌پذیری تعادلی *InN* در *GaN* حجمی در دماهای رشد بکار رفته در *MOCVD* تقریباً ۶٪ است. بهرحال وضعیتی که لایه‌های نازک *InGaN* روی زیرلایه‌های مجازی *GaN* بطور روآراستی رسوب می‌کنند، بطور قابل توجهی متفاوت است. در چند لایه‌ای^۳ کرنش ناشی از عدم تطابق با زیرلایه زیرین، انرژی دارد که مرتبط با آنست و ممکن است به یک جابجایی دمای بحرانی برای جدایی فاز منجر شود. تاباتا^۴ [۵۶] و همکارانش نشان دادند که در *InGaN* جدایی فاز در حضور کرنش دو محوری محو می‌شود. محاسبات کارپور^۵ [۵۷] یک انحراف در آمیختگی گاف نواری به طرف وجه غنی از *InN* را نشان داده‌است. همچنین هنگامیکه در حین رشد *InGaN* روی *GaN* کرنش همدوس وجود دارد، این محاسبات افت دمای بحرانی را نشان می‌دهد. این پایداری افزایش یافته بدان دلیل است که شکل‌گیری خوشه‌های غنی از ایندیم انرژی کرنش کلی لایه نازک را، با وجود یک سهم منفی انرژی کرنش ناشی از عدم شکل‌گیری خوشه‌های *InN*، افزایش می‌دهد. با دانستن این حقیقت که بخاطر اثر معروف کشیدگی ساختار^۶ پیوستگی ایندیم می‌تواند توسط ترازهای کرنش کنترل شود، وضعیت پیچیده‌تر هم می‌شود. دلیل وقوع این امر آنست که شعاع چهاروجهی ایندیم خیلی بزرگتر از *Ga* ($0/144 \text{ nm}$ در مقابل $0/126 \text{ nm}$) است [۵۸]. بنابراین در طول مراحل آغازین رشد روی *GaN*، ایندیم پس‌زده می‌شود. زمانی که رشد کاهش^۷ می‌یابد، مقادیر بیشتری از ایندیم می‌تواند بهم پیوسته شود. کاهش پیوستگی *InN* و افزایش پایداری ترمودینامیکی ناشی از کرنش، هر دو باعث فرو نشاندن و افت جدایی فاز است.

¹ Ho

² Stringfellow

³ epilayer

⁴ Tabata

⁵ Karpur

⁶ composition pulling

⁷ relax

۳-۲-۱ مشاهده جدایی فاز:

قبلاً جدایی فاز دو بعدی در صفحه رشد در چندین سیستم *III-V* از قبیل *InGaAsP* و *GaInP* مشاهده شده است. برخی مشاهدات از جدایی فاز عمودی یعنی عمود بر صفحه رشد در سیستم‌هایی از قبیل *InAsSb*، *GaAsSb*، *AlGaAs* و *InGaP* گزارش شده است [۵۹ و ۶۰ و ۶۱ و ۶۲]. اعتقاد بر این است که این امر بخاطر شکل‌گیری جزایر با فازهای مختلف روی صفحه رشد اتفاق می‌افتد که متعاقباً روی همدیگر قرار می‌گیرند.

سینگ^۱ [۶۳] و همکارانش نشان دادند که بنظر می‌رسد لایه‌های ضخیم *InGaN* رشد یافته توسط *MBE* جدایی فاز داشته باشند. در داده‌های مربوط به پراش اشعه x که از لایه‌هایی با ترکیب متوسط $In_{0.37}Ga_{0.63}N$ گرفته شده آنها یک قله مربوط به *InN* خالص به همراه قله آلیاژ پیدا کردند. المسری^۲ [۶۴] و همکارانش، بهبهانی [۶۵] و همکارانش و وست میر^۳ [۶۶] و همکارانش به جدایی فاز در لایه‌های *InGaN* رشد یافته با *MOCVD* اشاره داشتند. آنها در نمونه‌هایی با *InN* ۲۱٪ و ۳۱٪ نوسانات ترکیبی با طول موج‌های تقریبی ۳nm یافتند. میکروساختارها یک ساختار حوزه‌ای را نشان می‌دهند که ممکن است مربوط به مرزهای بین نواحی در حال تجزیه در امتداد جهتهای مختلف <۲۰-۱۱> و <۱۰-۱۰> قرار گرفته در صفحه (۰۰۰۱) باشند. هنوز روشن نیست که آیا جدایی فاز تنها محدود به جهتهای درون صفحه‌ای است و روی سطح اتفاق می‌افتد و یا درون حجم.

به دو دلیل طول موج نوسانات ترکیبی بایستی با درصد *InN* تغییر کند. در یک دمای رشد مشخص، نیروی وادارنده برای جدایی فاز با درصد ایندیم افزایش می‌یابد. بعلاوه نمونه‌های با درصد ایندیم بالاتر عموماً در دمای پایینتر که اتم‌ها از نظر جنبشی در روی سطح بایستی بیشتر مقید باشد، رشد داده می‌شوند. در نتیجه طول موج نوسانات با افزایش درصد ایندیم باید کم شود. اگر اثر کپه‌ای باشد یا سطحی آیا آهنگ رشد بر وابستگی جدایی فاز تأثیری دارد؟ اگر جدایی فاز در حجم رخ دهد انتظار می‌رود که آهنگ رشد تأثیر کوچکی داشته باشد. بهرحال اگر اثر سطحی یا زیرسطحی باشد، افزایش در آهنگ رشد زمان قابل دسترس برای انتشار اتمی روی سطح را کاهش می‌دهد. در اینحالت ممکن است اتم‌ها در موقعیت‌های سطحی از نظر جنبشی نامتعادل مقید باشند و متعاقباً به حالت‌های

¹ Singh

² El-Masry

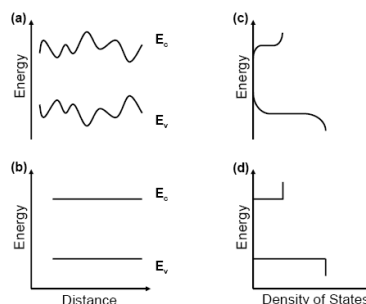
³ WestMeyer

حجمی فریز شوند. این امر سبب کاهش دامنه نوسانات ترکیب می‌شود که طول موج آنها را شکل داده و نیز بر آن اثر می‌گذارد.

۲-۲-۳ جدایی ایندیم و بازده: *InGaN* بعنوان یک سیستم بی‌نظم

تا به اینجا توزیع ایندیم در لایه همگن فرض می‌شد. با اینحال از نظر تئوری پیش‌بینی می‌شود (و از نظر تجربی به تأیید رسیده) که حتی در بالاترین دماهای رشد *InN* و *GaN* در یکدیگر خیلی انحلال‌پذیر نیستند. بنابراین اگر چاههای کوانتومی دربردارنده غلظت‌هایی از ایندیم بیش از این حد انحلال‌پذیری باشند، جدایی فاز محتمل است. در مورد گستردگی این جدایی فاز نظرات متفاوت است. در حالیکه برخی از دانشمندان ادعا می‌کنند که جدایی فاز آنقدر کامل است که رسوبات نهایی اغلب *InN* خالص است، با این وجود آزمایشات *HRTEM* فقط افت و خیزهای متوسطی از غلظت ایندیم را نشان داده‌اند. در هر حال بنظر می‌رسد که مقداری بازتوزیع خودبخودی ایندیم در حین یا پس از رشد در لایه‌های با کسر ایندیم بیش از ۱-۲٪ اتفاق می‌افتد. این بازتوزیع می‌تواند چندین اثر بر بازترکیب تابشی داشته‌باشد.

اول از همه، افت و خیز در غلظت ایندیم منجر به افت و خیز در گاف انرژی می‌شود (شکل ۳-۳).



شکل ۳-۳- طرح اثر افت و خیز ایندیم بر گاف انرژی و توزیع چگالی حالات در انرژی. (a) و (c) حالتی را نشان می‌دهند که توزیع ایندیم در بلور همگن است، در حالیکه (b) و (d) مربوط به توزیع ناهمگن ایندیم است.

یعنی بجای انتهای تند و شیب‌دار *DOS* در پایین (بالای) انرژی نوار رسانش (ظرفیت) چندین طبقه دنباله *DOS* که به منطقه ممنوعه وارد شده‌اند، وجود خواهند داشت.

سپس افت و خیز در لایه اثر محدودیت کوانتومی استارک ($QCSE$) را کم می‌کند. حامل‌های برانگیخته بجای آنکه در لبه‌های دو طرف چاه کوانتومی قرار گیرند، در مینیمم‌های محلی گاف انرژی که از افت و خیزها بوجود می‌آید، مستقر می‌شوند.

در ادامه در این مینیمم‌ها باز ترکیب تابشی اتفاق می‌افتد و بنابراین انرژی باز ترکیب کمتر از مقدار قابل انتظار برای غلظت متوسط ایندیم در لایه خواهد بود. بهرحال بدلیل آنکه این مینیمم‌ها فقط بخش کوچکی از کل مساحت سطح لایه را تشکیل می‌دهند، لایه هنوز در انرژی مربوط به غلظت متوسط ایندیم جذب خواهد داشت. این توضیح دیگری بر منشأ شیفت بزرگ استوک در لایه‌های $InGaN$ است. علاوه بر تعیین قله انرژی فتولومینسانس، افت و خیزها باعث افزایش پهنای قله نیز می‌شوند. سرانجام از آنجا که شکل چاههای کوانتومی دیگر مربعی نمی‌ماند، انرژی محدودیت کوانتومی و چگالی حالات ساختار کوانتومی تغییر خواهد کرد. ممکن است این محدودیت، سه‌بعدی نیز شود.

یک پیچیدگی بیشتر در دینامیک گسیل این مواد مشاهده پیزوالکتریسیته در ساختارهای ورتزاید ناهمگون $InGaN/GaN$ بود که درک ما از رفتار این مواد تحت تحریک‌های الکتریکی و نوری را تغییر داد. این میدان‌های پیزو بسیار بزرگند (از 300KV/cm تا 11MV/cm) برای ایندیم ۲۰٪ گزارش شده‌است [۶۷]. مقدار میدان‌های داخل چاه و سد و ساختارهای نواری نمونه‌های $InGaN/GaN$ و نیز مشارکت شیفت‌های طیف نیز گزارش شده‌است [۶۸]. البته دینامیک انتقال و باز ترکیب حامل‌ها در این مواد بدلیل برهم‌کنش قوی میان جدایی ایندیم و پیزوالکتریسیته بسیار پیچیده است. باید بینیم چگونه نواحی غنی از ایندیم بعنوان مراکز تابشی بسیار کارآمد که با جذب حامل‌ها از دررفتگی‌های ناقص غیرتابشی، بازده قطعه را بالا می‌برند، عمل می‌کنند.

۳-۳ قطبش در شبکه ورتزاید

برای کرنش‌های فشاری درون صفحه‌ای که معمولاً در $InGaN$ به چشم می‌خورد، اگر بر طبق مدل هلمان^۱ [۶۹] صفحه رشد را $Ga(+C)$ در نظر بگیریم، جهت F_{pz} از صفحه Ga به N (سطح به زیر لایه) است. جهت $F_{pz,3}$ مخالف جهت $F_{0,3}$ و نیز میدان پیوندگاه pn ، F_{pn} است. یعنی میدان الکتریکی کل F

¹ Hellman

که در نواحی چاههای کوانتومی مربوط به قطعات کاربردی وجود دارد، حاصلجمع میدانهای قطبشی و میدان پیوندگاه pn است. $F_3 = F_{0,3} + F_{pn} - F_{pz,3}$. در اینجا اثر F نهایی را بر ساختارهای نواری چاههای کوانتومی کرنشی مدل سازی می کنیم.

۳-۳-۱ نمودار شماتیک نوارهای چاههای کوانتومی $InGaN$ تحت یک میدان الکتریکی

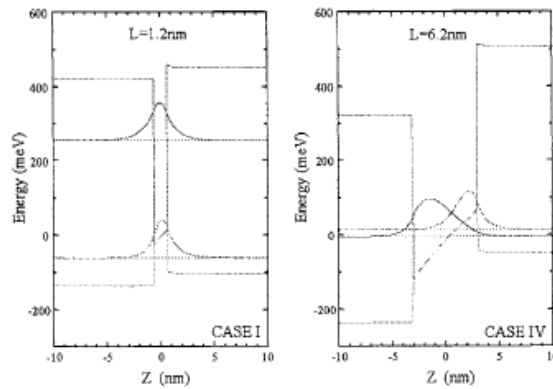
با توجه به بررسی حالات I تا IV در فصل گذشته فرایندهای فیزیکی گذارهای نوری در چاههای کوانتومی $InGaN$ بشکل زیر بیان می شود.

از آنجا که قطر بحرانی $In_xGa_{1-x}N$ ($0 < x < 0.15$) بیش از $40nm$ گزارش شده است [۷۰]، رشد همدوس $InGaN$ را در نظر می گیریم.

انتظار داریم شیفت استوک گونه مشاهده شده در مورد I ($L < a_B$) مستقیماً حضور شیفت درون صفحه ای خالص استوک گونه ناشی از حالات انرژی جایگزیده در چاههای کوانتومی را نشان دهد. نتایج مشابهی در $4K$ بدست آمد [۲۹] که در آن شیفت استوک حدود $100meV$ ($L < 2.5$) بود. شیفت آبی در قله PL با تحریک بالا نشان دهنده حضور F بزرگ در عرض چاه است.

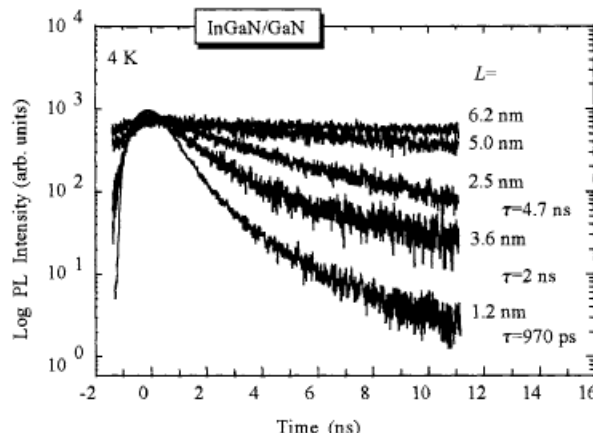
برای برآورد F ، ترازهای انرژی محدود و توابع موج در $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ بعنوان توابعی از L ، F و n در سد با روش وردشی و با صرف نظر کردن E_b در داخل تقریب هارتری^۱ [۳۱] (با حل همزمان معادلات شرودینگر و پواسون) محاسبه می شوند. در نتیجه گاف نواری در میدان صفر چاه سه بعدی $InGaN$ $2/92eV$ بدست آمد و مقدار ΔE_c و ΔE_v حدود $400meV$ و $100meV$ تخمین زده شد [۳۵]. F هم تقریباً $3/5 \times 10^5 V/cm$ برآورد شد [۳۵] که شیفت استارکی در حدود $45meV$ را در چاه ۳ نانومتری به ما می دهد (شکل ۳-۴).

¹ Hartree



شکل ۳-۴- ترازهای کوانتیده انرژی و توابع موج جفت الکترون و حفره در چاه کوانتومی یگانه $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ تحت شرایط $F=400\text{ kV/cm}$.

برای $L > 3/4\text{ nm}$ در کمتر از $F=3/5 \times 10^5\text{ V/cm}$ مقدار $F \times L$ از ΔE_v بیشتر می‌شود [۱۸]. تراز محدود شده حفره قبلاً می‌توانست در چاه پتانسیل مثلثی (حالت II) مابین $2/5$ و $3/5$ نانومتر تشکیل شود [۱۸]. در بیشتر از این مقدار سیستم متعلق به حالت IV است که جفت $e-h$ در دو سمت مخالف چاه محدود شده‌است (شکل ۳-۴). این امر می‌تواند زمان واپاشی بسیار بلند τ بر حسب کاهش قدرت نوسانگر را برای L بزرگ در دمای پایین که باز ترکیب غیرتابشی متوقف می‌شود توضیح داد. در 4 K ، مقدار τ برای $(L > a_B)L = 5\text{ nm}$ نزدیک $3/5\text{ ns}$ است [۱۸] (شکل ۳-۵).



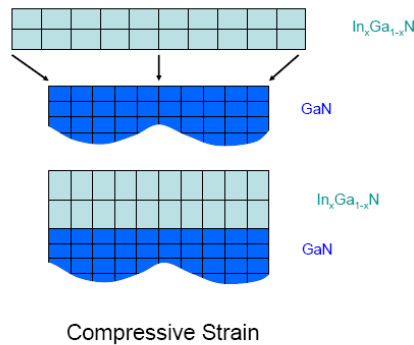
شکل ۳-۵- طیف $TR-PL$ مربوط به چاه‌های کوانتومی چندگانه $In_{0.1}Ga_{0.9}N/GaN$ در ضخامت‌های مختلف چاه، L .

اگر مراکز غیرتابشی در فصل مشترک و یا در داخل حجم لایه فعال شده‌باشند، این امر ممکن است باعث افت شدید شدت گسیل در دمای اتاق شود. τ نسبتاً کوچک ($4\text{ ns}-0/97$) [۱۸] برای $L < 2/5\text{ nm}$

در $4K$ نشان می‌دهد که چون $L < a_B$ است، هم‌پوشانی تابع موج $e-h$ هنوز بزرگ است. دقت کنید که F_i برآورد شده $(6 \times 10^5 V/cm)$ از $(3/5 \times 10^5 V/cm)F$ بیشتر است [۳۵]. این بیانگر آن است که برهم‌کنش کولنی میان جفت $e-h$ هنوز پابرجاست. این نوع ذرات را بعنوان اکسیتون‌های چاه کوانتومی می‌شناسیم.

۳-۲ منشأ کرنش و پیزوالکتریسیته

بخاطر طبیعت روآراستی رشد در جهت C و ضخامت لایه‌های مربوطه، ثابت شبکه $InGaN$ با GaN نزدیک به هم خواهد بود.



شکل ۳-۶- ناهمخوانی شبکه‌ای میان $InGaN$ و GaN در عرض ناحیه چاه کوانتومی یک کرنش فشاری دوماحوری ایجاد می‌کند.

کرنش در این لایه بشکل

$$\varepsilon = \frac{a - a_e}{a_e} \quad (1.3)$$

بیان می‌شود که a_e و a ثابت شبکه تعادل و واقعی هستند.

از آنجا که ثابت شبکه GaN و InN بخوبی شناخته شده‌اند و با فرض آنکه لایه GaN زیرین بدون کرنش باشد، قانون وگارد صادق است. لذا می‌توان کرنش ثابت شبکه a در لایه $InGaN$ ($\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}$) را محاسبه کرد. ثابت شبکه تعادلی مربوط به $InGaN$ اینگونه محاسبه می‌شود:

$$a_\varepsilon(x) = a_{GaN} + x.(a_{InN} - a_{GaN}) \quad (2.3)$$

و بنابراین کرنش از معادله زیر بدست می‌آید:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a - a_e}{a_e} = \frac{x.(a_{GaN} - a_{InN})}{a_{GaN} + x.(a_{InN} - a_{GaN})} \quad (3.3)$$

عناصر دیگر کرنش برای بلوری که کرنش دوماحوری داشته باشد عبارتند از:

$$\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{xy} = 0 \quad \text{و} \quad \varepsilon_{zz} = -\frac{2c_{13}}{c_{33}}.\varepsilon_{xx} \quad (4.3)$$

که مقادیر c_{ij} ثابت‌های سختی کشسان برای لایه روآراستی هستند. شایان ذکر است که این کرنش برای تمامی مقادیر x بزرگتر از صفر منفی (فشاری) است. ثابت‌های شبکه GaN و InN در جدول (۱-۳) [۱۲] آمده‌اند. یک پیچیدگی ممکن برای این برآورد ساده این حقیقت است که لایه GaN خودش اغلب تحت کرنش ناشی از زیرلایه سیفایر است. بمنظور تعیین دقیق کرنش در لایه $InGaN$ لازم است تا ابتدا مقدار کرنش در لایه GaN را بطور دقیق تعیین کنیم.

جدول ۱-۳- خصوصیات InN و GaN

Property	GaN	InN
a-lattice parameter	3.188	3.544
c-lattice parameter	5.185	5.718
$C_{11}(\text{Gpa})^{34}$	390	
$C_{12}(\text{Gpa})^{34}$	145	
$C_{13}(\text{Gpa})^{34}$	106	
$C_{33}(\text{Gpa})^{34}$	398	
$C_{44}(\text{Gpa})^{34}$	105	
$C_{66}(\text{Gpa})^{34}$	123	
$e_{13}(\text{C/m}^2)^{35}$	-0.32	
$e_{33}(\text{C/m}^2)^{35}$	0.63	
$E_g(\text{eV})$	3.39×10^{37}	1.89×10^{38}
$\beta (\text{K})^{39}$	770	
$\gamma (\text{eV/K})^{39}$	9.4×10^{-4}	

اخیراً بیشتر توجه به حضور میدان‌های پیزو داخل چاه‌های کوانتومی ساختارهای ناهمگون $InGaN/GaN$ معطوف شده‌است. مهمتر آنکه تمرکز بر روی اینست که حضور این میدان چگونه بر طراحی قطعات بر پایه این مواد تأثیرگذار است.

این میدان نتیجه مستقیم ناهمخوانی شبکه میان GaN و InN است. با افزایش درصد ایندیم، ثابت شبکه $InGaN$ از مقدار مربوط به GaN تا InN زیاد می‌شود و در نتیجه در داخل چاههای کوانتومی $InGaN$ کرنش فشاری دومی ایجاد می‌شود. بعلاوه نشان داده‌شد که جهت میدان الکتریکی پیزو برای مواد رشدیافته روی صفحه C زیرلایه سیفایر، بسمت زیرلایه است.

بمنظور محاسبه ساختار نواری این نمونه‌ها، حضور میدان الکتریکی پیزو داخل ناحیه چاه کوانتومی تحت کرنش شدید را باید در نظر گرفت. بویژه می‌توان نشان داد که در نظر گرفتن ثابت دی الکتریک برای تمام مواد تشکیل‌دهنده یکسان است. توزیع میدان داخلی ساختارهای چاه کوانتومی بایستی در معادله زیر صدق کند:

$$-(V_a + V_{bi}) = E_w L_w + E_b L_b \quad (5.3)$$

که V_a ولتاژ اعمالی، V_{bi} میدان الکتریکی داخلی، E_w میدان در داخل چاه، L_w پهنای کل چاه، E_b میدان در داخل سد و L_b پهنای کل سد است. در ساختارهایی که درون چاه کوانتومی خود میدان‌های پیزو دارند، میدان الکتریکی در داخل چاه کوانتومی را می‌توان اینگونه نوشت:

$$E_w = E_p + E_{bi} \quad (6.3)$$

که E_p مقدار میدان پیزو درون ناحیه کرنش‌دار است و بوسیله معادله زیر داده می‌شود:

$$E_p = 2d_{31} \left(c_{11} + c_{12} + 2 \frac{c_{13}^2}{c_{33}} \right) \varepsilon_{xx} \quad (7.3)$$

ε_{xx} کرنش تخت، c_{ij} ثابت‌های کشسان و d_{31} ثابت پیزوالکتریک است.

دومین اثری که کرنش کشسان بر سیستم‌های $III-V$ دارد تولید میدان الکتریکی است که به دو دلیل رخ می‌دهد. یکی آنکه نیتروژن از فلزات گروه III الکترونگاتیویته بیشتری دارد و دیگر آنکه کرنش در جهت (001) باعث یک جابجایی مختلف (نابرابر) در اتم‌های نیتروژن و اتم‌های فلز گروه III در بلور می‌شود.

رابطه میان قطبش و کرنش در ساختار ورتزاید بشکل

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \\ \varepsilon_{xy} \end{bmatrix} \quad (8.3)$$

است که P_i ، e_{ij} و ε_{ij} بترتیب قطبش الکتریکی، تانسور کرنش-تنش و کرنش در لایه کرنش‌یافته می‌باشد و جهت z موازی محور $[001]$ در نظر گرفته می‌شود [۷۱]. عناصر کرنش برای حالت معمولی کرنش دوماحوری ناشی از رشد روآراستی در دو معادله زیر آمده‌است:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a - a_e}{a_e} = \frac{x \cdot (a_{GaN} - a_{InN})}{a_{GaN} + x \cdot (a_{InN} - a_{GaN})} \quad (9.3)$$

$$\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{xy} = 0 \quad (10.3)$$

میدان الکتریکی ناشی از قطبش در طول $[001]$ و در لایه کرنش‌یافته بفرم زیر است:

$$E_z = -\frac{P_z}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \quad (11.3)$$

که ε_r و ε_0 بترتیب ثابت ثابت دی الکتریک ماده و گذردهی فضای آزاد است. با حل معادله قبلی برای P_z میدان الکتریکی طبق معادله زیر بدست می‌آید:

$$E_z = -\frac{1}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \left(2e_{31} - \frac{2c_{31}e_{33}}{c_{33}} \right) \cdot \varepsilon_{xx} \quad (12.3)$$

از فتولومینسانس وابسته به زمان (*TRPL*) برای مطالعه اثرات میدان پیزو ناشی از کرنش روی زمان واهلش حامل‌ها در ساختارهای ناهمگون چاههای کوانتومی *InGaN/GaN* استفاده می‌شود. این مطالعات نشان دادند که در زمان‌های کوتاه پس از تحریک طیف *PL*، سازگار با حضور میدان‌های بزرگ پیزو جابجا می‌شود. این عمل از سوق حامل‌ها برای پوشش میدان الکتریکی داخلی نتیجه می‌شود. وقتی این میدان استتار می‌شود، حامل‌های اضافی تولیدشده در ناحیه ذاتی و چاههای کوانتومی در این ناحیه باقی می‌مانند و می‌توانند گسیل اکسیتونی را اشباع و استتار کنند. وقتی زمان افزایش می‌یابد، حامل‌ها باز ترکیب کرده و اثر استتار کم می‌شود. با باز ترکیب حامل‌ها، قله اکسیتونی بسمت انرژی‌های پایین‌تر جابجا می‌شود که نشاندهنده کاهش اثر استتار است. بعلاوه نشان دادیم که سینتیک *PL* قویاً به طول موج گسیل وابسته است و بوسیله یک تابع نمایی کشیده‌شده^۱ بخوبی شرح داده می‌شود. وقوع سینتیک نمایی کشیده‌شده با حضور بی‌نظمی^۲ سازگار است. این مشاهدات شواهد تجربی قوی بر اهمیت بی‌نظمی در دیودهای نور گسیل واقعی هستند و وجود اهمیت افت و خیزهای نانومتری را در عملکرد دیودهای نورافشان پر نور تأیید می‌کند. بعلاوه دیده‌شد که چاههای کوانتومی چندگانه *InGaN/GaN* در دمای اتاق طول عمر گسیلی بیشتر از چندین نانو ثانیه دارند. چنین زمان‌های طولانی در ساختار دیودهای نورافشان نیز مشاهده شده و هرچه طولانی‌تر باشند دیودهای نورافشان پرنورترند. این با پیش‌بینی جایگزینی اکسیتون و اهمیت جایگزینی در فرایندهای تابشی در توافق است.

۳-۳-۳ مهندسی کرنش^۳

مهندسی کرنش می‌تواند میدان‌های بزرگ پیزو مربوط به این مواد را کاهش دهد. برای یک مطالعه مقایسه‌ای روی دینامیک گسیل نمونه برای گسیل بکار رفتند. کاهش کرنش، میدان پیزو را کاهش می‌دهد. وارد کردن *Al* به چاه یک میدان قطبش خودبخودی خیلی بزرگ ایجاد می‌کند. اما می‌توان با جایگزینی انتخابی *Al* در شبکه کیفیت کلی بلور را افزایش داد.

¹ stretched exponential

² disorder

³ Strain Engineering

اثرات میدان‌های بزرگ درون چاه (sp و pz) وابستگی قله انرژی به تحریک و زمان واپاشی PL به انرژی است.

بوژه شدت قله گسیلی چاههای کوانتومی یگانه $InGaN$ دو برابر شدت قله گسیلی یک چاه کوانتومی یگانه $AllnGaN$ است. بعلاوه پهنای خط چاههای کوانتومی یگانه $InGaN$ دو برابر چاه کوانتومی یگانه $AllnGaN$ است. این مطالعات بیانگر آنست که جدایی فاز، ناحیه‌هایی با مراکز بازترکیب تابشی ایجاد می‌کنند که از نظر انرژی نسبت به مراکز غیرتابشی تولیدشده از دررفتگی‌های ریسمانی که در این مواد شایعند، مطلوب‌ترند. عبارت دیگر حضور افت و خیزهای تصادفی نواحی غنی از ایندیم در $InGaN$ کیفیت بلور را کاهش می‌دهد، اما باعث تولید تله‌های تابشی پربازده‌تر برای حامل‌ها در چاههای کوانتومی می‌شود.

۳-۴ اثرات پیزوالکتریسیته، جدایی فاز و جایگزینی

جنبه بسیار مهم این مواد تأثیر غالب میدان‌های قطبشی قوی (خودبخودی و پیزو) بر خواص فیزیکی ساختارهای ناهمگون و قطعات است. قطبش خودبخودی در نیمرساناهای قطبشی با ساختارهای بلوری ورتزاید و یا با تقارن کمتر وجود دارد. مقدار این میدان مرتبط با انحراف پارامترهای شبکه بلوری از مقدار ایده‌آل آنست که در نتیجه آن دوقطبی‌های مولکولی ایجاد می‌شود. اخیراً گزارشات بیشتری راجع به میدان‌های پیزو داخل چاههای کوانتومی ناهمگون $InGaN/GaN$ منتشر شده‌است و نیز توجه بیشتر معطوف این مطلب است که چگونه حضور این میدان بر طراحی قطعات بر پایه این مواد تأثیر می‌گذارد.

این میدان نتیجه مستقیم ناهمخوانی شبکه میان GaN و InN است. ثابت شبکه $InGaN$ با افزایش درصد ایندیم از مقدار آن برای GaN تا ثابت شبکه InN افزایش می‌یابد که نتیجه آن کرنش فشاری دو محوری در چاه کوانتومی $InGaN$ است. بعلاوه جهت میدان الکتریکی پیزو برای مواد رشد یافته روی زیرلایه سیفایر در صفحه C ، بسمت زیرلایه است. در مطالعات چیچیو [۵۲] مشخص شد که گسیل خودبخودی در چاههای کوانتومی چندگانه $InGaN$ ناشی از اکسیتون‌های جایگزیده است تا حامل‌های آزاد (طبق فرض /سمیت^۱) و یا اکسیتون‌های آزاد. چیچیو و همکارانش [۵۲] از

^۱ Smith

طیف‌سنجی نوسانی استفاده کردند تا نشان دهند که اکسیتون‌های واقع در مینیم‌های پتانسیل مشخص در چاه‌های کوانتومی حتی در دمای اتاق جایگزیده‌اند. علاوه بر این از TEM برای نشان دادن وجود نواحی ممکن برای این جایگزیدگی‌ها استفاده کردند. آنها پیشنهاد کردند که مینیم‌های سه-بعدی از نواحی غنی از ایندیم نشأت می‌گیرند که نسبت به *InGaN* کپه‌ای، گاف نواری کمتری دارند. بنابراین انتظار می‌رود که اکسیتون‌ها در مقیاس زمانی خیلی کوتاه در این نواحی با انرژی پایین جایگزین شوند. محققان دیگر ایده ساختارهای شبه نقطه کوانتومی^۱ را در چاه‌های کوانتومی یگانه یا چندگانه پیشنهاد دادند و امکان جایگزیدگی اکسیتون در این ساختارها را بیان کردند.

بسیاری از سیستم‌های آلیاژی بویژه *InGaN* دارای گافی با امتزاج‌پذیری بالا هستند که منجر به جدایی فاز می‌شود. نتایج تجربی که با محاسبات تئوری در توافق است بیانگر آنست که در دماهای رشد حدود 800°C ، *InN* و *GaN* امتزاج‌پذیر نیستند. بعلاوه اگرچه دررفتگی‌ها منابع بازترکیب‌های غیرتابشی هستند، اما آلیاژهای *InGaN* علی‌رغم چگالی‌های بزرگ دررفتگی‌های ریسمانی، فتولومینسانس و الکترولومینسانس شدیدی را نشان می‌دهند. بر اساس کارهای لستر^۲ (که چگالی حالت از مرتبه 10^{17}cm^{-3} را در دیوهای نورافشان با روشنایی بالا مشاهده کرد) و چیچیو (نشان دادند که افت *PL* مستقل از چگالی دررفتگی ریسمانی است) [۵۲] ناکامورا^۳ نظریه‌ای داد مبنی بر اینکه نواحی با جدایی فاز برای فعالیت دیوهای نورافشان حیاتی است. بعلاوه شواهد تجربی از اندازه‌گیری‌ها وجود دارد مبنی بر اینکه افت و خیزهای ایندیم روی مقیاس‌های مختلفی از فواصل اتفاق می‌افتد.

۳-۵ نتایج

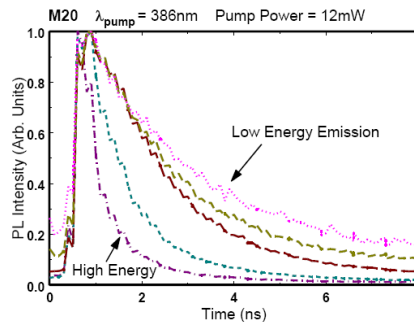
در این فصل مدلی بررسی شد که هنگام محاسبه میدان الکتریکی داخل چاه در ساختارهای چاه کوانتومی *InGaN/GaN* میدان پیزو را نیز در نظر می‌گرفت. با این مدل نشان دادیم که میدان الکتریکی داخلی، میدان پیزو را رفع (جبران) می‌کند. اما بخاطر اندازه بسیار بزرگ میدان پیزو، چاه‌های کوانتومی همیشه تحت شرایط میدان الکتریکی خیلی بزرگ هستند. این میدان داخل چاه

^۱ Quantum Dot Like

^۲ Lester

^۳ Nakamura

باعث می‌شود که توابع موج الکترون‌ها و حفره‌ها به دو طرف مقابل در چاه هل داده شوند و در نتیجه هم‌پوشانی توابع موج الکترون و حفره و بدنبال آن قدرت نوسانی گسیل اکسیتونی (حدود ۲ برابر) کاهش یابد. بهر حال با آزمایش نشان داده شده که وقتی میدان پیزو از استتار اولیه در زمان‌های کوتاه ترمیم می‌شود، طول عمر حامل‌ها در داخل این ساختارها کاهش می‌یابد.



شکل ۳-۷- طول عمر گسیل انرژی‌های مختلف گسیلی. گسیل با انرژی بالا (*High Energy*) گسیل مورد انتظار بدون میدان درون چاه است. می‌بینیم که طول عمر بطور قابل ملاحظه‌ای کوچک‌تر است.

گسترش ساختارهای مرکب (با تغییر پهنای چاه، غلظت ایندیم و ...) که طول عمر و بهره شرایط بهینه لیزینگ^۱ را ماکزیمم می‌کند، بایستی زمینه اصلی فعالیت‌های آتی قرار گیرد. مکان‌های قله *PL* نمونه‌ها در توافق خوبی با مقادیر پیش‌بینی‌شده از محاسباتی است که میدان‌های پیزو و قطبش خودبخودی درون چاه را در نظر گرفتند.

لومینسانس با طول عمر مؤثر حامل‌ها که با انرژی فوتون‌های گسیلی تغییر می‌کند، واپاشی می‌کند. در انرژی‌های کمتر از انرژی‌های قله، طول عمر مؤثر حامل‌ها در چاه کوانتومی افزایش می‌یابد و در انرژی‌های بالاتر از قله، این طول عمر کاهش می‌یابد.

همچنین نشان داده‌شد که با کنترل کرنش در چاه می‌توان اثر پیزوالکتریک را کم کرد و هم‌پوشانی فضایی الکترون و حفره را زیاد کرد. اینکار با استفاده از مواد چهارگانه امکان‌پذیر است که نویدبخش افزایش کیفیت بلور است. اما ممکن است خیلی همگن نباشد و لذا اثرات جایگزیدگی را داشته‌باشیم.

¹ lasing

فصل چهارم

نتایج تجربی

- ✓ مقدمه
- ✓ اثر حضور ایندیم در چاه کوانتومی
- ✓ بررسی تغییرات پهنای طیف در نیمه ماکزیمم ($FWHM$):
- ✓ بررسی تغییرات طیف با دما
- ✓ بررسی طیف در لبه و مرکز نمونه
- ✓ نتایج

ساختارهای چاه کوانتومی چندگانه نیمرساناهای نیتروژندار از جمله $InGaN/GaN$ یک محیط فعال برای دیودهای نورافشان و دیودهای لیزری بنفش فراهم می‌کند. بنابراین درک فرایند بازترکیب در این ساختارها از اهمیت قابل ملاحظه‌ای برخوردار است. اخیراً ادعا شده که طیف گسیل خودبخودی این ساختارها ناشی از گسیل اکسیتونی از شبه نقاط کوانتومی است که بدلیل تشکیل خوشه‌های ایندیمی شکل می‌گیرند [۷۲]. این شبه نقاط شامل نواحی با ابعاد حدودی 3nm تا 5nm است که بدلیل تجمع ایندیم و تشکیل خوشه‌های ایندیمی حین رشد دارای گافی بمراتب کوچکتر از ماده زمینه است.

عدم تمایل گالیم به آمیختگی با ایندیم و نیز تمایل ایندیم به تشکیل خوشه‌های ایندیمی، پیوستگی آلیاژ حاوی ایندیم و گالیم را پیچیده‌تر می‌کند. این پدیده می‌تواند بر توزیع ایندیم در سیستم $InGaN$ شدیداً تأثیر گذارد.

با افزایش درصد ایندیم در چاههای کوانتومی چندگانه بدلیل افزایش حالات انرژی جایگزیده ناشی از تغییرات مقدار ایندیم در چاههای کوانتومی چندگانه، کارایی نوری دیودهای نورافشان در دمای اتاق افزایش می‌یابد. این موضوع به دلیل ایجاد حالات جایگزیده و کاهش زمان بازترکیب اکسیتون‌هایی است که در این حالتها به تله می‌افتند. در صورت افزایش مقدار ایندیم در ساختار چاه‌های کوانتومی با افزایش دما توان خروجی دیودهای نورافشان سریعتر کاهش می‌یابد [۷۴]. این امر می‌تواند به دلیل بازترکیب‌های غیر تابشی از طریق افزایش چگالی نواقص شبکه‌ای در چاه‌های کوانتومی چندگانه، ناشی از افزایش خوشه‌های ایندیمی و در نتیجه ایجاد کرنش مابین لایه چاه $InGaN$ و لایه سد GaN باشد.

تعیین درصد ایندیم در این مواد می‌تواند از طریق تکنیک‌های مختلف از جمله XRD انجام شود. جابجایی استوک مابین انرژی گاف بدست آمده از اندازه‌گیری‌های طیف انعکاسی (PR) و انرژی قله فتولومینسانس (PL) با افزایش میزان ایندیم زیاد می‌شود. جابجایی استوک اختلاف انرژی بین انرژی قله PL و گاف نواری مؤثر لومینسانس جذبی (PLE) است. با مطالعه طیف جذبی و نشری می‌توان اطلاعاتی در زمینه نوسانات آلیاژی، جایگزیدگی حامل‌ها و اثر محدودیت کوانتومی و جابجایی استوک را بدست آورد.

در این پایان‌نامه سعی بر این است که با استفاده از مشخصه‌یابی اپتیکی بر پایه فتولومینسانس، تأثیر شرایط رشد نمونه‌های *InGaN* مورد مطالعه قرار گیرد و بطور مشخص، مطالعه اپتیکی بعنوان ابزاری برای شناسایی پارامترهای مؤثر در مراحل تهیه نمونه‌های چاه‌های کوانتومی *InGaN* معرفی گردد. عبارت دیگر بر اساس نتایج حاصل از مطالعات اپتیکی بر روی نمونه‌های مختلف می‌توان از تشکیل یا عدم تشکیل خوشه‌های ایندیمی، توزیع و ابعاد آنها جهت رسیدن به شرایط مطلوب برای تهیه یک نمونه استفاده کرد.

بدیهی است که شرایط مطلوب متناسب با نیاز ما از قطعات اپتوالکترونیکی متفاوت خواهد بود. بعنوان مثال در دیودهای لیزری، تکفام بودن نور گسیلی یا عبارتی کوچک بودن پهنای طیف در نیمه ماکزیمم (*FWHM*) پارامتر مهمی است. در حالیکه در دیودهای نورافشان شدت نور خروجی یا عبارت دیگر سطح زیر منحنی فتولومینسانس^۱ پارامتر تعیین‌کننده است و به همین ترتیب در آشکارسازها و فیلترهای اپتیکی با توجه به کاربردی آنها ساختار مناسب در هر یک از حالات با حالت دیگر متفاوت است.

یکی دیگر از نکاتی که بویژه در مورد نمونه‌های حاوی ایندیم حائز اهمیت است تشکیل خوشه‌های ایندیمی یا شبه نقاط کوانتومی است که موجب اغتشاش شدید در پتانسیل نمونه می‌گردد. در این فصل ما بر آنیم که با بررسی و تفسیر نتایج سنجش‌های اپتیکی برای هر نمونه در مورد ساختار داخلی و فرایند رشد آن به بحث و بررسی بپردازیم.

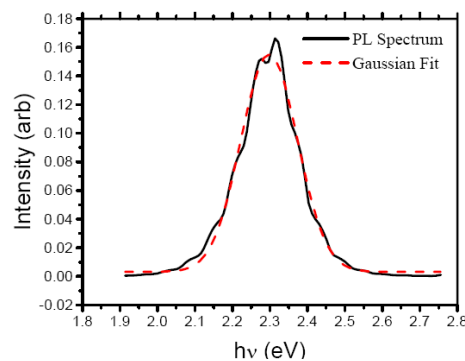
در مطالعه فتولومینسانس، عموماً روی لومینسانس مربوط به گذار تابشی در چاههای کوانتومی متمرکز می‌شویم. این قله معمولاً بر دیگر گذارهای تابشی غالب است. زیرا الکترون‌ها و حفره‌های متحرک لایه حجمی در پایینترین پتانسیل چاه کوانتومی به دام می‌افتاده و هم‌پوشانی قوی توابع موج الکترون‌ها و حفره‌ها اتفاق می‌افتد. لذا احتمال گذار و در نتیجه آن لومینسانس قوی از چاه کوانتومی افزایش می‌یابد. روشی که استفاده می‌کنیم تحلیل لومینسانس چاه کوانتومی بوسیله ارزیابی انرژی قله، *FWHM* و شدت است. بنابراین پس از جمع‌آوری داده‌ها، آنها را با استفاده از نرم‌افزار *Origin* رسم می‌کنیم. سپس انرژی قله و پهنای طیف (*FWHM*) که معمولاً چاه پتانسیل را توصیف می‌کنند

¹ PL Integrated

از طریق تطبیق^۱ داده‌ها با یک منحنی گاوسی بدست می‌آیند. زیرا لومینسانس کلی، مجموع گسیل‌ها از جهت‌های مختلف است که انرژی گذار آنها با یکدیگر متفاوت است.

شدت قله لومینسانس می‌تواند اطلاعات مفیدی بدهد. زیرا شدت تقریباً به میزان تبدیل حامل‌های برانگیخته به فوتون‌ها در نمونه بستگی دارد. یعنی اگر تحت شرایط یکسان یک نمونه علامت لومینسانس قویتری نسبت به نمونه دیگر نشان دهد، در اینصورت نمونه با گسیل قویتر احتمالاً در تبدیل حامل‌های برانگیخته‌شده توسط لیزر (فتولومینسانس) یا جریان (الکترو لومینسانس) به فوتون‌ها کارآمدتر است. این بازده می‌تواند به گذار تابشی در چاه کوانتومی مربوط باشد.

شکل (۱-۴) مثالی از یک طیف لومینسانس را به‌مراه یک تطبیق گاوسی نشان می‌دهد. شدت قله بوسیله انتگرال‌گیری طیف واقعی فتولومینسانس مربوط به یک قله داده‌شده بدست می‌آید.



شکل ۱-۴- طیف فتولومینسانس یک دیود نورافشان (خط سیاه). همخوانی گاوسی مربوط به داده‌ها (خط چین قرمز).

نمونه‌های مورد مطالعه در این پایان‌نامه نانوساختار چاه‌های کوانتومی چندگانه $InGaN/GaN$ می‌باشند که دارای ضخامت چاه و سد بترتیب ۸ و ۱۲ نانومتری هستند. نمونه‌های فوق دارای درصد‌های مختلف ایندیم و دماهای متفاوت رشد می‌باشند که در جدول (۱-۴) شرایط رشد و ساختار آنها آمده‌است. نمونه‌ها با روش $MOCVD$ رشد یافته‌اند و تکنیک مشخصه‌یابی اپتیکی آنها بر پایه فتولومینسانس می‌باشد که در شرایط مختلف دمایی و همچنین شدت‌های متفاوت نور تحریکی به انجام رسیده‌است.

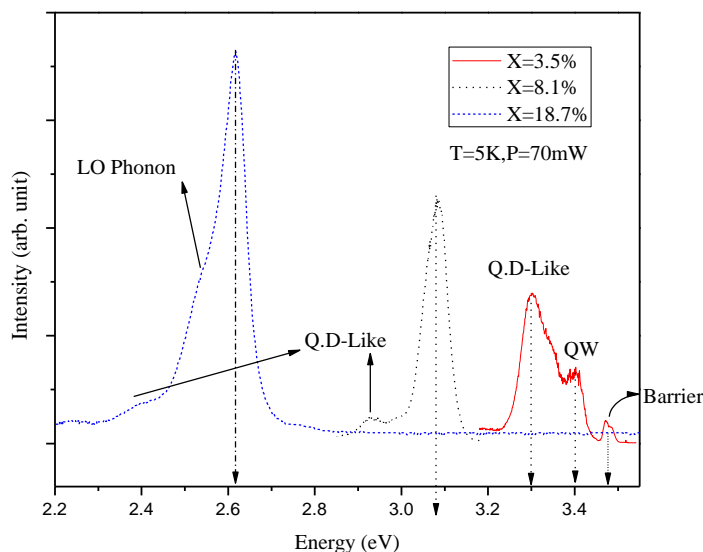
^۱ fitting

جدول ۴-۱- خصوصیات و ساختار نمونه‌ها

نمونه	درصد ایندیم	دمای رشد (°C)	شار ایندیم	ضخامت چاه (nm)	ضخامت سد (nm)
A	۳/۵	۷۸۰	۱۰	۸	۱۲
B	۸/۱	۷۸۰	۵۰		
C	۱۳/۹	۷۴۰	۲۰		
D	۱۸/۷	۷۰۰	۲۰		

۴-۲ اثر حضور ایندیم در چاه کوانتومی

طیف فتولومینسانس حاصل از نمونه‌های A، B و D در شکل (۴-۲) نشان داده شده‌است. این طیف در دمای ۵K و با شدت نور تحریکی 70 mW تهیه شده‌است. بطور عام انرژی گسیلی برای نمونه‌هایی که ایندیم آنها افزایش می‌یابد، بسمت انرژی‌های کمتر (جابجایی قرمز) منتقل می‌گردد که این موضوع ناشی از گاف انرژی کوچک InN می‌باشد. لازم به ذکر است که $InGaN$ ترکیبی از GaN و InN است که درصد ایندیم نشاندهنده سهم InN در این آلیاژ است و با توجه به کوچک بودن گاف انرژی InN نسبت به GaN رفتار عمومی جابجایی قرمز انرژی گسیلی در اثر افزایش درصد ایندیم رفتار قابل پیش‌بینی می‌باشد.



شکل ۴-۲- تغییرات انرژی بر حسب درصد ایندیم.

در نمونه A با کمترین درصد ایندیم طیف *PL* شامل سه قله متفاوت در محدوده آبی می‌باشد. انرژی قله‌ها به ترتیب $3/3eV$ ، $3/4eV$ و $3/47eV$ برآورد می‌شود. قله مربوط به انرژی $3/47eV$ ناشی از گسیل اکسیتونی از سد *GaN* است [۷۲] که نشانگر فرار فوتون‌های تحریکی از چاه‌های *InGaN* و جذب برخی از آنها در ناحیه *GaN* می‌باشد. در صورتی که در نمونه‌های دیگر انرژی گسیلی از ناحیه سد بسیار کمتر است.

قله دیگر در انرژی $3/4eV$ گسیل اکسیتونی از چاه *InGaN* است که معرف طیف ناحیه فعال نمونه ماست. همانطور که از مقایسه بین نمونه‌ها بر می‌آید در نمونه با درصد ایندیم بیشتر، این قله بر قله‌های دیگر غلبه کرده و گسیل غالب در طیف فتولومینسانس است. در حالی که در نمونه A قله با انرژی $3/3eV$ با شدت بیشتر ظاهر می‌شود و این قله مربوط به گسیل از شبه نقاط کوانتومی^۱ ناشی از تشکیل خوشه‌های ایندیمی است [۷۳]. حضور این قله با شدت زیاد مؤید این موضوع است که در دمای رشد بالا ($780^{\circ}C$) علیرغم کمتر بودن درصد ایندیم خوشه‌های ایندیمی فراوانتری با ابعاد بزرگتر تشکیل شده‌اند.

^۱ Quantum Dot-Like

بطور مشخص در نمونه A شبه نقاط کوانتومی تشکیل شده دارای فراوانی بیشتر (به دلیل شدت قله مربوط به آنها) و ابعاد متغیر (به دلیل بزرگ بودن پهنای طیف در نیمه ماکزیمم $(FWHM=79meV)$) می‌باشند. در حالیکه با کاهش دمای رشد علیرغم افزایش میزان ایندیم، خوشه‌های ایندیمی کمتر می‌شوند، بگونه‌ای که قله مربوط به ناحیه فعال بر طیف فتولومینسانس غالب می‌گردد.

دلیل اینکه گسیل از قله با انرژی بالاتر را نمی‌توان به خوشه‌های ایندیم نسبت داد آنست که درصد ایندیم در این خوشه‌ها، از درصد متوسط ایندیم در چاه $InGaN$ بمراتب بیشتر می‌شود. از آنجا که گاف نواری InN خیلی کوچک است، با کاهش گاف نواری در این نقاط جابجایی قرمز در طیف ایجاد می‌شود و لذا مکان مربوط به انرژی‌های گسیلی از این نواحی در سمت انرژی‌های پایین اتفاق می‌افتد. طیف PL مربوط به نمونه B تفاوت زیادی با نمونه A دارد. مطابق انتظار مکان این طیف نسبت به قله مربوط به نمونه در سمت انرژی پایینتر قرار دارد که این مربوط به اثر کاهش گاف نواری با افزایش درصد ایندیم است. در این طیف نیز دو قله مشاهده می‌شود. یکی از این دو قله مربوط به انرژی $3/087eV$ ناشی از گسیل اکسیتونی از چاه کوانتومی است. اما قله دوم در سمت انرژی‌های پایینتر و در انرژی $2/928eV$ واقع شده‌است. برای توجیه این قله دو منشأ را می‌توان به آن نسبت داد. یکی گسیل از شبه نقاط کوانتومی ناشی از تجمع ایندیم و تشکیل خوشه‌های ایندیمی و دیگری گسیل فونون ثانویه^۱ مربوط به حالت‌های جایگزیده (یا فونون‌های اپتیکی طولی^۲).

فاصله میان دو قله این طیف حدود $159meV$ است. از آنجا که اختلاف بین انرژی گسیلی از چاه کوانتومی و فونون ثانویه مربوط به آن در $InGaN$ حدود $96meV$ می‌باشد، لذا وجود این قله را نمی‌توان به فونون ثانویه نسبت داد. پس دلیل اول یعنی حضور خوشه‌های غنی از ایندیم محتملتر به نظر می‌رسد. بر خلاف نمونه A ، شدت این قله نسبت به قله گسیل از چاه خیلی کمتر است. بنابراین می‌توان گفت که بر خلاف نمونه A فراوانی خوشه‌های ایندیمی در نمونه B خیلی کمتر است.

همانطور که در جدول (۴-۱) نشان داده شد، شرایط رشد برای دو نمونه A و B تقریباً یکسان است. پس دلیل این اختلاف در توزیع خوشه‌های ایندیمی را می‌توان به تغییر انجام شده در فرایند رشد

¹ Phonon Replica

² LO Phonon

نمونه‌ها ناشی از افزایش پنج برابری فلوی ایندیم ورودی نسبت داد که این موضوع می‌تواند مانع از شکل‌گیری خوشه‌های ایندیمی گردد و مکانیزم آن برای ما روشن نیست.

نمونه سوم که در شکل (۲-۴) بررسی شده‌است مربوط به چاه کوانتومی با درصد ایندیم ۱۸/۷ می‌باشد (نمونه D). در اینجا باز هم بیش از یک قله مشاهده می‌شود. گسیل اصلی در انرژی ۲/۶۱۷eV مربوط به گسیل اکسیتونی از چاه کوانتومی (ناحیه فعال) است. مشابه نمونه B برای قله-های دیگر این نمونه نیز می‌توان دو منشأ در نظر گرفت. اما از آنجا که اختلاف قله دوم در انرژی ۲/۵۲۶eV با قله اصلی حدود ۹۱meV است، گسیل فونون ثانویه را می‌توان دلیل اصلی بر وجود این قله دانست. همین‌طور وجود قله سوم در انرژی ۲/۴۱۳eV که حدود ۲۰۴ meV با قله اصلی و ۱۱۳meV با قله دوم اختلاف دارد را می‌توان به شبه نقاط کوانتومی تشکیل‌شده نسبت داد و از نسبت شدت آن به شدت قله اصلی به کاهش تشکیل خوشه‌های ایندیمی پی می‌بریم که دلیل آن کاهش دمای رشد نمونه‌ها از ۷۸۰ °C به ۷۰۰ °C است.

به این ترتیب با مطالعه طیف‌های اپتیکی نمونه‌ها می‌توان دمای مناسب جهت پیشگیری از تشکیل خوشه‌های ایندیمی را در روش MOCVD پیش‌بینی نمود و با اعمال نتایج آن در رشد نمونه‌های بعدی اصلاحات لازم را به عمل آورد.

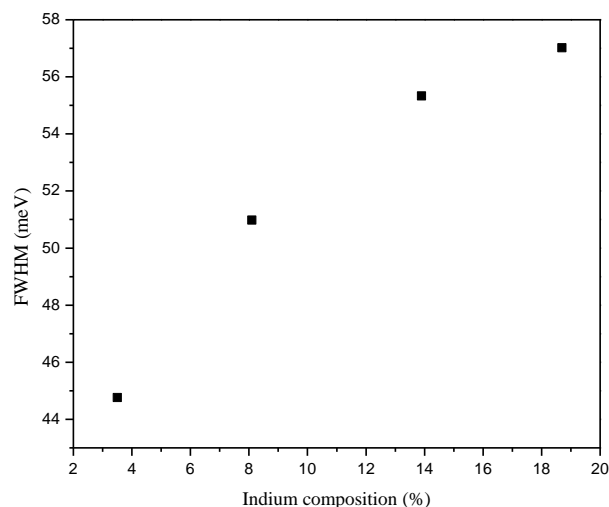
۳-۴ بررسی تغییرات پهنای طیف در نیمه ماکزیمم ($FWHM^1$):

یکی از خصوصیات عجیب لومینسانس ساختار چاههای کوانتومی *InGaN*، پهنای طیف در نیمه ماکزیمم ($FWHM$) بزرگ (۲۰۰-۱۰۰ meV) در دمای اتاق است [۷۴]. حتی در دمای پایین این پهنای معمولاً بیشتر از ۵۰ meV است [۷۳].

در نمونه‌های با درصد ایندیم بالاتر، پهنای طیف *PL* در نیمه ماکزیمم مقدار بیشتری دارد که نشان‌دهنده فصل مشترک ناهموارتر بین دو لایه چاه *InGaN* و سد *GaN* است.

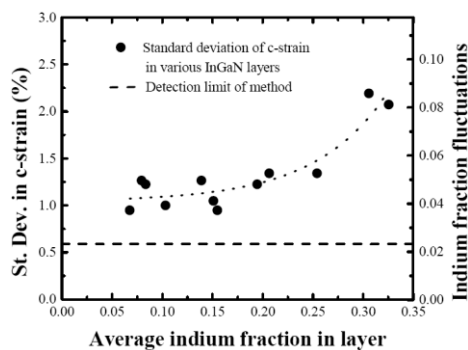
شکل (۳-۴) تغییرات پهنای طیف فتولومینسانس در نیمه ماکزیمم با افزایش درصد ایندیم را نشان می‌دهد. چنانچه مشاهده می‌شود با افزایش مقدار ایندیم این پهنای در حال افزایش است. یعنی در حقیقت ابعاد خوشه‌های ایندیمی در حال افزایش است.

¹ Full Width Half Maximum



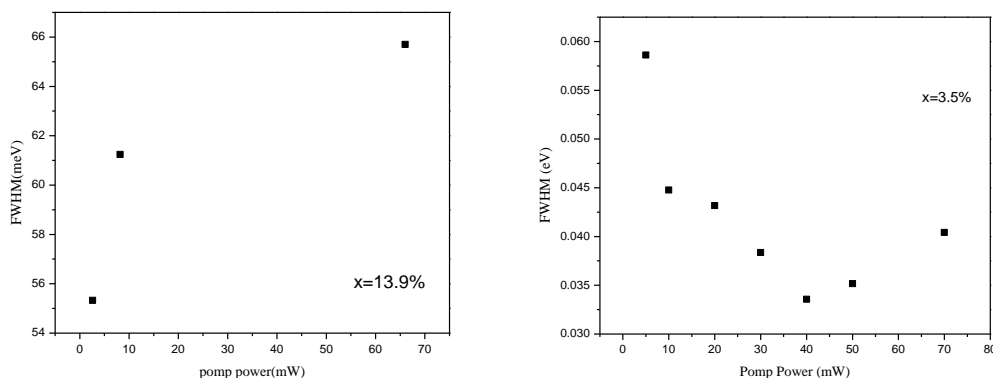
شکل ۳-۴- تغییرات پهنای طیف در نیمه ماکزیمم ($FWHM$) با درصد ایندیم

این پهن‌شدگی طیف PL با افزایش درصد ایندیم نشان می‌دهد که بدلیل افزایش نوسانات اندازه و یا شکل خوشه‌های ایندیمی (منشأ شبه نقاط کوانتومی) و یا افزایش در ناکاملی‌های فصل مشترک، حالات جذب روی یک محدوده انرژی پهنتر توزیع شده‌اند. $FWHM$ و لبه نوار طیف PL با افزایش درصد ایندیم پهن می‌شوند که نشان‌دهنده کاهش کیفیت فصل مشترک بعلت دشواری دست یافتن به پیوستگی ایندیم در لایه‌های $InGaN$ است. افزایش $FWHM$ با زیاد شدن درصد ایندیم قابل پیش‌بینی است. همانطور که در شکل (۴-۴) دیده می‌شود، با افزایش درصد ایندیم ناهمگنی ایندیم زیاد می‌شود که بایستی آنرا به توزیع پهنتری از اندازه‌ها و غلظت‌های ایندیم در نانوخوشه‌های ایندیمی ربط داد.



شکل ۴-۴- تغییرات ناهمگنی ایندیم با درصد ایندیم.

نتیجه این امر یک توزیع بزرگتر از انرژی گذارهای تابشی و نتیجه نهایی $FWHM$ پهنتر است. با ایندیم متجاوز از ۱۰٪، کرنش در فصل مشترک $InGaN/GaN$ منجر به ایجاد دررفتگی‌های V شکلی در لایه‌های درونی چاه کوانتومی چندگانه می‌شود. به نظر می‌رسد که درصد بیشتر ایندیم و افزایش ضخامت یک دوره (چاه $InGaN$ + سد GaN) تولید دررفتگی‌ها را افزایش دهد. با چاه $InGaN$ ضخیم تر و کاهش ضخامت GaN به $InGaN$ (نسبت R)، چگالی دررفتگی‌ها کاهش می‌یابد ولی این باعث غیر یکنواختی در توزیع ایندیم در چاه $InGaN$ می‌شود که در نتیجه به پهن‌شدگی طیف PL گسلی منجر شده و بر شدت گسلی PL تأثیر می‌گذارد.



شکل ۴-۵- تغییرات پهنای طیف در نیمه ماکزیمم ($FWHM$) با شدت نور تحریکی برای دو نمونه A (شکل سمت راست) و C (شکل سمت چپ).

شکل (۴-۵) تغییرات پهنای طیف در نصف ماکزیمم بر حسب توان تحریک را برای دو نمونه A و C نشان می‌دهد. سه مکانیزم مختلف در پدیده‌های وابسته به توان تحریک دخالت دارند. اولین مکانیزم به میدان پیزوالکتریک ناشی از اثر محدودیت کوانتومی استارک ($QCSE$) اشاره دارد. مکانیزم دوم مربوط به اثر جایگزیدگی در دنباله نوار^۱ است و سومین مکانیزم اثر پرشدگی نواری^۲ است. در اینجا بدلیل پایین بودن توان تحریک مکانیزم آخر در نظر گرفته نمی‌شود.

در شکل سمت راست (۴-۵) می‌بینیم که با افزایش توان تحریک پهنای طیف PL ابتدا باریک و سپس پهن می‌شود. این نشان‌دهنده آنست که در برانگیختگی‌های پایین یک میدان پیزوالکتریک

¹ Band tailing

² Band filling

بزرگ ناشی از درصد زیاد ایندیم در داخل شبه نقاط کوانتومی، مکانیزم غالب را دارد. با این وجود، با افزایش بیشتر توان تحریک بدلیل گستردگی خوشه‌های ایندیمی، اثر جایگزیدگی در دنباله نوار بتدریج عامل غالب خواهد شد.

اما در شکل سمت چپ (۴-۵) که همین تغییرات را برای نمونه C بررسی می‌کند، $FWHM$ در حال افزایش است. دلیل این پدیده می‌تواند آن باشد که گستردگی خوشه‌های ایندیمی و در نتیجه حالات جایگزیده آنقدر زیادند که اثر دنباله نوری غالب خواهد شد.

تفاوت میان نمونه‌های A و C در دمای رشد و فلوی ایندیم است. بنابراین به نظر می‌رسد که با افزایش اندک شار ایندیم و کاهش دمای رشد، مقدار تجمع ایندیم در شبه نقاط کوانتومی کاهش یافته و اثر میدان‌های داخلی^۱ تضعیف می‌شود.

۴-۴ بررسی تغییرات طیف با دما

گزارش شده است که توان خروجی در نمونه با ایندیم بیشتر با افزایش دما سریعتر کاهش می‌یابد. می‌توان این امر را به تفاوت در چگالی نواقص چاههای کوانتومی چندگانه نسبت داد. با افزایش درصد ایندیم در چاه کوانتومی چندگانه، بدلیل ناهمخوانی ثابت شبکه این دو لایه، کرنش میان چاه $InGaN$ و سد GaN بزرگتر می‌شود که نتیجه آن افزایش چگالی نواقص از جمله دررفتگی‌های ریسمانی است. با افزایش درصد ایندیم در چاه کوانتومی چندگانه، برخی از کاستی‌ها از قبیل کاستی‌های V شکل، نقص در ترتیب صفحات اتمی^۲ و دررفتگی‌ها در حین رشد نمونه در چاه کوانتومی چندگانه تشکیل می‌شود که نتیجه آن بدتر شدن خواص نوری و ساختاری چاههای کوانتومی چندگانه است. هنگامی که حامل‌ها به لایه فعال $InGaN$ در دمای بالا تزریق می‌شوند، ممکن است این حامل‌ها قبل آنکه بازترکیب تابشی کنند، توسط مراکز بازترکیب غیرتابشی ناشی از نواقص ساختاری گیر بیفتند. در دمای اتاق با اعمال جریان اگر احتمالات واهلش از نوار به مراکز جایگزیده و نواقص یکسان باشد، بدلیل افزایش در تعداد مراکز جایگزیده مربوط به افت و خیز درصد ایندیم بازده تابشی دیود نورافشان با ایندیم بیشتر خیلی زیاد خواهد بود. بهر حال هنگامی که دما زیاد شد انرژی فعال‌سازی مراکز نواقص

¹ Built-in

² stacking faults

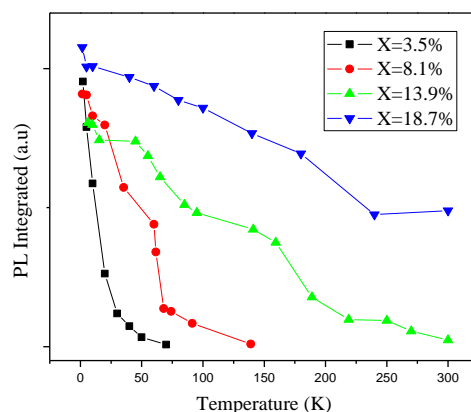
کاهش می‌یابد. لذا با افزایش دما تعداد حامل‌هایی که در نواقص بازترکیب می‌کنند زیاد خواهد شد و بنابراین تعداد حامل‌هایی که در مراکز جایگزیدگی بازترکیب می‌کنند کم می‌شود. بعلاوه در دیود نورافشان با ایندیم بالاتر، اثراتی از قبیل تونل‌زنی به کمک نواقص ناشی از چگالی نواقص بیشتر و یا یک میدان داخلی بزرگتر ناشی از یک درصد ایندیم بیشتر می‌توانند سد پتانسیل بر لومینسانس را از طریق مراکز جایگزیده کاهش دهند. بر اساس این نتایج با افزایش دما توان خروجی دیودهای نورافشان با درصد ایندیم بیشتر در چاههای کوانتومی چندگانه خیلی سریعتر از توان خروجی در دیودهای نورافشان با ایندیم کمتر افت می‌کند.

در دمای اتاق توان خروج نور از چاههای کوانتومی چندگانه $InGaN/GaN$ با افزایش درصد ایندیم زیاد می‌شود. اما به‌رحال این توان در دیودهای نورافشان با ایندیم بیشتر خیلی سریعتر از دیودهای نورافشان با ایندیم کمتر افت می‌کند. این بدلیل چگالی نواقص بزرگتر در چاههای کوانتومی این مواد است. یعنی برای دیودهای نورافشان با درصد ایندیم بیشتر در چاههای کوانتومی چندگانه، در دمای بالاتر چگالی نواقص تأثیر قابل ملاحظه‌ای بر توان خروجی دیود نورافشان دارد.

شکل (۴-۶) تغییرات مساحت زیر منحنی طیف PL برای درصدهای مختلف ایندیم با تغییرات دما را نشان می‌دهد. رفتار عمومی برای همه نمونه‌ها کاهش این مساحت با افزایش دما است. یعنی طیف فتولومینسانس با افزایش دما تا نزدیک صفر افت می‌کند. دلیل این کاهش افزایش بازترکیب‌های غیرتابشی است. زیرا با افزایش دما انرژی حامل‌ها افزایش پیدا می‌کند و در نتیجه اکسیتون‌های جایگزیده در مراکز بازترکیب تابشی به دلیل بدست آوردن انرژی گرمایی لازم از جایگزیدگی خارج می‌شوند. بنابراین تعداد بازترکیب‌های غیرتابشی افزایش یافته و فرایند غالب در طیف فتولومینسانس، بازترکیب‌های غیرتابشی خواهند بود.

با مقایسه این منحنی‌ها برای درصدهای مختلف ایندیم در شکل (۴-۶) در می‌یابیم که با افزایش درصد ایندیم شیب منحنی کاهش پیدا می‌کند. در حقیقت این افزایش درصد ایندیم ناشی از کاهش در دمای رشد نمونه‌هاست [۷۲]. بنابراین همان گونه که از شکل نتیجه می‌شود برای نمونه D با درصد ایندیم $۱۸/۷$ منحنی دارای شیب ملایمی است و حتی تا دماهای نزدیک به دمای اتاق مساحت سطح زیر منحنی PL که نشانگر توان تابشی قطعه اپتوالکترونیکی طراحی شده بر پایه ناحیه فعال $InGaN$ است، به صفر نمی‌رسد که این امر نشان‌دهنده وجود حالت‌های جایگزیده اکسیتونی حتی در

دماهای بالا می‌باشد. لذا هرچه درصد ایندیم بیشتر باشد، امکان حضور حالت‌های جایگزیده و احتمال وجود بازترکیب‌های تابشی بالاتر می‌رود. این امر بدلیل جایگزیدگی‌های خیلی عمیق در نانوساختار چاه‌های کوانتومی *InGaN* ناشی از اغتشاشات شدید در پتانسیل بدلیل توزیع غیریکنواخت ایندیم می‌باشد، به نحوی که مقدار انرژی گرمایی تا دمای اتاق نیز برای فرار اکسیتون‌ها از حالات جایگزیده کافی نیست.



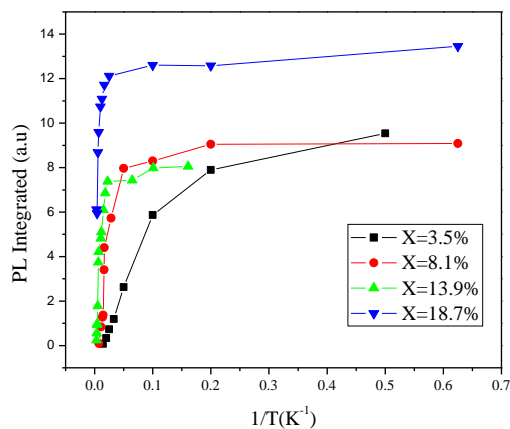
شکل ۴-۶- مقایسه مساحت زیر منحنی *PL* بر حسب دما برای درصد‌های متفاوت ایندیم

بنابراین در دماهای پایین بازترکیب‌های تابشی فرایند غالب است و دررفتگی‌های ریسمانی بعنوان مراکز غیرتابشی کارآمد عمل نمی‌کنند. در دمای بالا گسیل اپتیکی ساختارهای کوانتومی حاصل رقابت میان اکسیتون‌های جایگزیده و بازترکیب‌های غیرتابشی حاصل از مراکز مانده دررفتگی ریسمانی و غیرتابشی این دررفتگی‌هاست.

با رسم منحنی تغییرات مساحت زیر منحنی طیف *PL* بر حسب وارون دما اطلاعات مهمی از قبیل انرژی فعال‌سازی و بازده کوانتومی داخلی (*IQE*)^۱ را می‌توان برآورد کرد (شکل ۴-۷).

انرژی فعال‌سازی مجموع انرژی بستگی اکسیتون و عمق پتانسیل تله‌ها است. شیب این منحنی در دمای بالا و نسبت آن به شیب در دمای پایین بترتیب برآوردی از انرژی فعال‌سازی و بازده کوانتومی را به ما می‌دهد. بنابراین مطابق شکل این نتیجه حاصل می‌شود که هر چه درصد ایندیم نمونه بیشتر باشد، مقدار انرژی فعال‌سازی و در نتیجه بازده کوانتومی داخلی بالاتر است.

¹ Internal Quantum Efficiency



شکل ۴-۷- مقایسه منحنی Arrhenius برای درصد‌های مختلف ایندیم

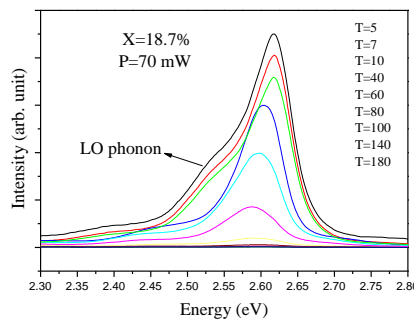
رابطه‌ای که می‌توان از آن برای تطبیق با مقادیر تجربی جهت محاسبه انرژی فعال‌سازی استفاده کرد عبارت است از: [۷۵]

$$\frac{I(T)}{I_0} = \frac{1}{1 + \alpha \exp(-E_a / k_B T)} \quad (1.4)$$

که $I(T)$ و I_0 بترتیب شدت فرودی و شدت در دمای T و E_a ، α و k_B نیز بترتیب انرژی فعال‌سازی، پارامتر آهنگ و ثابت بولترمن می‌باشند.

با مقایسه منحنی مربوط به نمونه‌های B و C در شکل (۷-۴) در می‌یابیم که با افزایش دما تا حدود دمای $30K$ شدت گسیلی نمونه B کندتر از C است. در محدوده دمایی بیش از $30K$ وضعیت کاملاً متفاوت است و شدت مساحت طیف نمونه B سریعتر از C کاهش می‌یابد. این پدیده‌ها را اینگونه می‌توان توضیح داد که مراکز تابشی و غیرتابشی در چاه‌های $InGaN$ برای همه نمونه‌ها وجود دارد. در دمای پایین مراکز تابشی با چگالی بیشتر حامل‌ها را جذب می‌کنند. بنابراین حامل‌ها بسادگی توسط مراکز جایگزیدگی گیر می‌افتند و قبل از اینکه بوسیله مراکز غیرتابشی گیر بیفتند، در آنجا بازترکیب تابشی می‌کنند. این مطلب نشان می‌دهد که در دماهای بسیار پایین اثر جایگزیدگی در نمونه B با وجود درصد کمتر ایندیم قویتر از نمونه C است. این پدیده را می‌توان ناشی از فزونی فلوی ایندیم در

این نمونه نسبت به نمونه *C* و یا اختلاف در دمای رشد دانست. با افزایش دما برخی از حامل‌ها از جایگزیدگی در می‌آیند، به مراکز غیرتابشی رسیده و در آنجا بازترکیب می‌کنند و بنابراین مطابق شکل، شدت گسیلی نمونه *C* سریعتر از *B* افت می‌کند. این حقیقت که در دمای بالا شدت گسیلی در چگالی دررفتگی بالاتر سریعتر کاهش می‌یابد، مؤید این مطلب است که دررفتگی‌های ریسمانی در ناحیه فعال *InGaN* بعنوان مراکز غیرتابشی عمل می‌کنند.

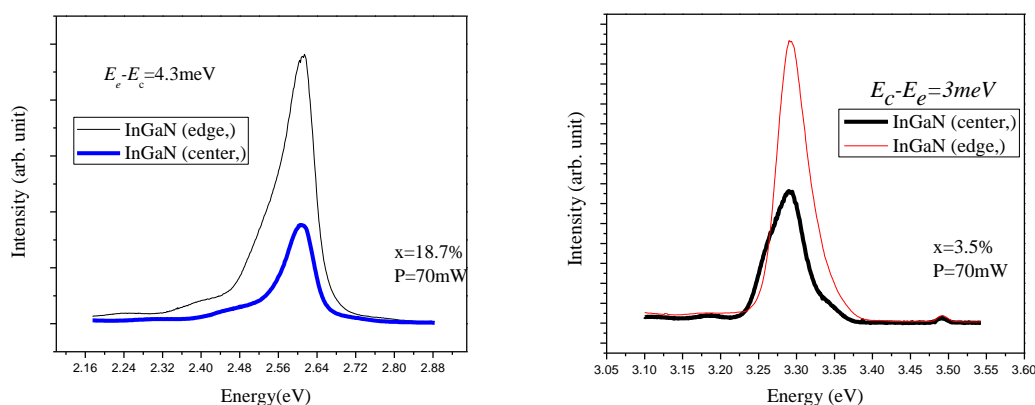


شکل ۴-۸- تغییرات طیف فتولومینسانس نمونه *D* با دما

جایگزیدگی‌ها مسئول اصلی برای فونون‌های ثانویه مشاهده‌شده در ماده‌اند. در شکل (۴-۸) تغییرات دمایی طیف *PL* مربوط به نمونه *D* با درصد ایندیم $18/7$ نشان داده‌شده است. قله‌های فونون ثانویه و شبه نقاط کوانتومی، افت شدت قله‌ها و رفتار *s* شکل در اینجا قابل مشاهده است. می‌بینیم که با افزایش دما شانه‌های سمت چپ طیف کم‌محو می‌شوند و پهنای قله اصلی مربوط به ناحیه فعال چاه کوانتومی رو به افزایش است. دلیل این امر آن است که با افزایش دما اکسیتون‌ها از این مراکز جایگزیدگی خارج می‌شوند و احتمال بازترکیب تابشی آنها و در نتیجه گسیل فوتونی با انرژی مربوطه کاهش می‌یابد.

۵-۴ بررسی طیف در لبه و مرکز نمونه

شکل (۴-۹) طیف فتولومینسانس مربوط به دو نمونه A و D را در دمای $5K$ و شدت نور تحریکی $70mW$ نشان می‌دهد. در هر قسمت دو طیف با هم مقایسه شده‌اند که یکی مربوط به اندازه‌گیری PL از لبه نمونه و دیگری مربوط به اندازه‌گیری PL از مرکز نمونه می‌باشد. در هر دو نمونه، قله مشاهده‌شده برای دو موقعیت (لبه و مرکز نمونه) انرژی یکسانی ندارد. این امر خود نشان‌دهنده غیر یکنواختی توزیع ایندیم در چاه می‌باشد. مقدار این اختلاف برای دو نمونه A و D به ترتیب $3meV$ و $4/3meV$ است. با توجه به دمای رشد پایین و درصد بیشتر ایندیم در نمونه D ، انرژی اندازه‌گیری‌شده در لبه نمونه از مرکز بیشتر است، در حالیکه برای نمونه A انرژی در مرکز بیش از لبه نمونه می‌باشد. می‌توان اینگونه شرح داد که با افزایش درصد ایندیم در حقیقت انرژی در لبه نمونه نسبت به مرکز افزایش می‌یابد که این ممکن است نتیجه‌ای از استتار میدان‌های داخلی در لبه نمونه با درصد بیشتر ایندیم باشد.



شکل ۴-۹- مقایسه طیف لومینسانس در مرکز و لبه دو نمونه A و D

۶-۴ نتایج

نیمرساناهای نیتروژندار، پیچیدگی‌های قابل توجهی از خود نشان می‌دهند. تقارن کم بلور نیمرسانای نیتروژندار باعث حضور میدان‌های قطبشی می‌شود که یک جدایی فضایی میان الکترون‌ها و حفره‌های مربوط به گذار تابشی ایجاد می‌کند. بعلاوه عدم یکنواختی گاف انرژی می‌تواند منجر به یک ساختار آلیاژی ناهمگن شود که تمایل دارد حامل‌ها را در نواحی با ایندیم بالا جایگزیده کند. این پدیده‌ها

می‌توانند تأثیر زیادی بر طبیعت گذار تابشی در ساختارهای چاه کوانتومی *InGaN* بگذارد، هم بر انرژی گذار و هم بر طول عمر حامل‌ها.

مشکل عمده نیم‌رساناهای بر پایه ایندیم عدم آگاهی از گاف انرژی دقیق *InN* به دلیل عدم توزیع یکنواخت ایندیم است و به همین دلیل برای گاف نواری *InN* گزارشات متعددی وجود دارد. لذا پیشنهاد مدل جامعی که بتواند گاف انرژی این نانو ساختارهای چاه کوانتومی را معرفی کند دشوار است.

یکی از خواص جالب ساختار چاههای کوانتومی *InGaN*، لومینسانس قوی آنها در حضور غلظت بالای دررفتگی‌هاست. جایگزیدگی حامل‌ها در نانو خوشه‌های غنی از ایندیم، حامل‌ها را از مراکز باز ترکیب غیرتابشی که معمولاً به دررفتگی‌ها مربوط می‌شوند دور نگه می‌دارد. بنابراین اندازه‌گیری قدرت لومینسانس بعنوان تابعی از دما می‌تواند ارتباط با عمق پتانسیل ناشی از نانو خوشه‌های ایندیمی را مشخص کند.

مقادیر بدست آمده برای گاف انرژی از طریق تکنیک‌های مختلف مشخصه‌یابی یکسان نیستند. زیرا بسته به این که طیف جذبی و یا نشری باشد، میزان گاف متفاوت خواهد بود.

دریافتیم که *FWHM* مربوط به لومینسانس با درصد ایندیم، و طول موج لومینسانس افزایش می‌یابد. افزایش *FWHM* با درصد ایندیم، می‌تواند بدلیل افزایش نوسانات اندازه و یا شکل خوشه‌های ایندیمی که منشأ شبه نقاط کوانتومی هستند و یا افزایش در ناکاملی‌های فصل مشترک باشد.

حضور میدان الکتریکی الکترون‌ها و حفره‌ها را به دو سمت مخالف چاه کوانتومی هدایت می‌کند. نانو خوشه‌های غنی از ایندیم الکترون‌ها و حفره‌ها را بسمت مینیمم گاف انرژی می‌کشند. بنابراین الکترون‌ها و حفره‌ها تا اندازه‌ای در عرض چاه کوانتومی جدا می‌شوند، اما بخاطر ناهمگنی‌های ایندیم در صفحه چاه کوانتومی جایگزیده‌اند. گستردگی یا ابعاد جداشدگی و جایگزیدگی به ساختار چاه‌های کوانتومی و آرایش در ناحیه فعال بستگی دارد.

جداشدگی حامل‌ها با افزایش درصد ایندیم در ناحیه فعال، کاهش می‌یابند. این کاهش احتمالاً بخاطر افزایش جدایی¹ ایندیم و پهن‌شدگی فصل مشترک است. بنابراین برای اجتناب از کاهش بازده

¹ Segregation

کوانتومی ناشی از جدادگی حامل‌ها، طراحی ساختارهایی با درصد ایندیم بالا در چاههای کوانتومی با اهمیت است.

بدلیل افزایش در تعداد مراکز جایگزیده مربوط به افت و خیز میزان ایندیم در دمای اتاق، با اعمال جریان، بازده تابشی دیود نورافشان با ایندیم بیشتر خیلی زیاد خواهد بود. انرژی فعال‌سازی مراکز شامل نواقص با افزایش دما کاهش می‌یابد. لذا با افزایش دما تعداد حامل‌هایی که در نواقص بازترکیب می‌کنند زیاد خواهد شد و بنابراین تعداد حامل‌هایی که در مراکز جایگزیدگی بازترکیب می‌کنند کم می‌شود.

با توجه به مطالعات انجام گرفته در این پایان‌نامه مطلب مهمی که می‌توان به آن اشاره نمود این است که تشکیل و فراوانی خوشه‌های ایندیمی بیشتر از آنکه تابع درصد ایندیم باشد، تابع دما و شرایط رشد می‌باشد. به عنوان مثال در نمونه‌های ما فلوی ایندیمی بر روی توزیع غیریکنواخت ایندیم تأثیر بسزایی دارد. به همین دلیل بررسی بیشتر شرایط بهینه رشد برای بهبود کارایی اپتیکی این نانوساختارها ضروری به نظر می‌رسد.

References

- ¹ L. C. Duda, C. B. Stagarescu, J. Downes, K. E. Smith, D. Korakakis, T. D. Moustakas, J. Guo, J. Nordgren, *Phys. Rev.* **B 58** (1998) 1928.
- ² M. T. Suzuki, A. Uenoyama, A. Uanase, *Phys. Rev.* **B 52** (1995) 8132.
- ³ K. Osamura, K. Nakajima, Y. Murakami, *Solid State Commun.* **11** (1972) 617.
- ⁴ T. L. Tansley, C. P. Foley, *J. Appl. Phys.* **59** (1986) 3241.
- ⁵ K. L. Westra, R. P. W. Lawson, M. J. Brett, *J. Vac. Sci. Technol.* **A6** (1988) 1730.
- ⁶ K. Ikuta, Y. Inoue, O. Takai, *Thin Solid Films* **334** (1998) 49.
- ⁷ V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin, V. V. Emtsev, S. V. Ivanov, V. V. Vekshin, F. Bechstedt, J. Furthmüller, H. Harima, A. V. Mudryi, A. Hashimoto, A. Yamamoto, J. Aderhold, S. Graul, E. E. Haller, *Phys. Stat. Sol.* **B 230** (2002) R4.
- ⁸ B. Arnaudov, T. Pashkova, P.P. Paskov, B. Magnusson, E. Valcheva, B. Monemar, H. Lu, W.J. Schaff, H. Amano I. Akasaki, *Phys. Rev.* **B 69** (2004) 115216.
- ⁹ K.M. Yu, Z. Liliental-Weber, W. Walukiewicz, W. Shan, J. W. Ager, S. X. Li, R. E. Jones, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff, *Appl. Phys Lett.* **86** (2005) 071910.
- ¹⁰ J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J.W. Ager, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff, *Phys. Stat. Sol.* **B 240** (2003) 412.
- ¹¹ T. Matsuoka, H. Okamoto, M. Nakao, H. Harima, E. Kurimoto, *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) 1246.
- ¹² S. Yoshida, S. Misawa, and S. Gonda, *Journal of Vacuum Science & Technology* **B1**, (1983) 250.
- ¹³ H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda, *Appl. Phys. Lett.* **48**, (1986) 353.
- ¹⁴ S. Pereira, M.R. Correia, T. Monteiro, E. Pereira, M.R. Soares, E. Alves, *J. Cryst. Growth* **230** (2001) 448.
- ¹⁵ M. Kurouchi, T. Araki, H. Naoi, T. Yamaguchi, A. Suzuki, Y. Nanishi, *Phys. Stat. Sol.* **B 241** (2004) 2843.
- ¹⁶ S. Nakamura, G. Fasol, *The Blue Laser Diode*, Springer, Berlin (1997) 35.
- ¹⁷ H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, *Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters*, **28** (1989) L2112.

-
- ¹⁸ A. Hangleiter, J. S. Im, H. Kollmer, S. Heppel, J. Off, and F. Scholz, *MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research*, **3** (1998) 15.
- ¹⁹ E. S. Jeon, V. Kozlov, Y. K. Song, A. Vertikov, M. Kuball, A. V. Nurmikko, H. Liu, C. Chen, R. S. Kern, C. P. Kuo, and M. G. Craford, *Applied Physics Letters*, **69** (1996) 4194.
- ²⁰ S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, and S. Nakamura, *Journal of Applied Physics*, vol. 79, pp. 2784- 2786, 1996.
- ²¹ Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes, S. Nakamura and S. F. Chichibu, CRC PRESS (2000).
- ²² G. S. Shdanow, G.W. Lirman, *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* 6 (1936) 1201.
- ²³ K. P. Maruska , J. J. Tietjen, *Appl. Phys. Lett.* **15** (1969) 327.
- ²⁴ H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, Y. Toyoda, *Appl. Phys. Lett.* **48** (1986) 353.
- ²⁵ L. Liu, J.H Edgar, *Mat. Sci. & Eng. R* **37** (2002) 61.
- ²⁶ A. Sohmer, J. Off, H. Bolay, V. Haerle, V. Syganow, J.S. Irn, V. Wagner, F. Adler, A. Hangleiter, A. Doernen, F. Scholz, D. Brunner, O. Ambacher, H. Lakner, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **2** (1997) 14.
- ²⁷ S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura, *Appl. Phys. Lett.*, **70** (1997) 2822.
- ²⁸ Y. Narukawa, , Y. Kawakami, M. Funato, S. Fujita, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997a) 981.
- ²⁹ D. A. Miller, D. S. Chelma, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burms, *Phys. Rev. Lett* **53** (1984) 2173.
- ³⁰ J. I. Pankove, *Optical processes in semiconductors*, Englewood Cliffs, N.J., Prentice-Hall, 1971.
- ³¹ C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum semiconductor structures: fundamentals and applications*. Boston: Academic Press, 1991.
- ³² G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, L. Esaki, *Phys. Rev.* **B 26** (1982) 1974.
- ³³ T. Uenoyama, M. Suzuki, *Appl. Phys. Lett.*, **67** (1995) 2527.
- ³⁴ S.Chchibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) 4188.
- ³⁵ C. G Van de Walle, J. Neugebauer, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) 2577.

-
- ³⁶ K. P. O'Donnell, R. W. Martm, P. G. Middleton, *Phys. Rev.* **B 82** (1999) 237.
- ³⁷ S. Chchibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura, , *Proc. Int. Symp. On Blue Laser and Light Emitting Diodes*, Ohmsha, Tokyo, Japan, p. 202 (1996c).
- ³⁸ T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37** (1998c) L1358.
- ³⁹ H. Sato, T. Sugahara, Y. Naoi, S. Sakai, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37** (1998) 2013.
- ⁴⁰ F. Ponce. S. Galloway. W. Gotz. R. Kern. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **482** (1998a) 625.
- ⁴¹ C. Kisielowski, *Proc. 2nd Int. Symp. on Blue Laser and Light Emitting Diodes*, Ohmsha, Tokyo, Japan, (1998a) 321.
- ⁴² S. Keller, B. Keller, M. Minsky, J.E. Bowers, U. K. Mishra, S.P. DenBaars, W. Seifert, *J. Cryst. Growth*, 1891190, (1998a) 29.
- ⁴³ T. Mukai, K. Takekawa, S. Nakamura, , *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998d) L839.
- ⁴⁴ S. Nakamura, M. Senoh,N. Iwasa, S. Nagahama, *Jpn, J. Appl. Phys.*, **34** (1995) L797.
- ⁴⁵ S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyoku, *Appl. Phys. Lett.*, **69** (1996b) 4056.
- ⁴⁶ S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushta, H. Kiyoku, Y. Sugimoto, T. Kozaki, H. Umemoto, M. Sano, K. Chocho, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36** (1997b) L1568.
- ⁴⁷ T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36** (1997b) L382.
- ⁴⁸ T. Takeuch, C. Wetzel, S. Yamaguchl, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki, *Appl. Phys. Lett.*, **73** (1998b) 1691.
- ⁴⁹ A. Satake, Y. Masumoto, T. Miyajima, T. Asatsuma, F. Nakamura, M. Ikeda, M., *Phys. Rev.* **B 57** (1998) R2041.
- ⁵⁰ F. Yang, M. Willcinsons, E. J. Ausm K. P. O'Donnell, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 323.
- ⁵¹ C. Gourdon, P. Lavallard, (1989), *Physica Stat. Sol.* **B 153** (1989) 641.
- ⁵² S. Chichibu, K. Wada, S. Nakamura, *Appl. Phys. Lett.*, **71**, p1997. 2346.
- ⁵³ E. Yamaguchi, M. R. Junnarkar, *J. Cryst. Growth*, 1891190 (1998) 570.

-
- ⁵⁴ T. Saito, Y. Arakawa, *Phys. Rev. B* **60** (1999) 1701.
- ⁵⁵ I. Ho, G.B. Stringfellow, *Appl. Phys. Lett.* **69**, (1996), 2701.
- ⁵⁶ A. Tabata, L. K. Teles, L. M. R. Scolfaro, J. R. Leite, A. Kharchenko, T. Frey, D. J. As, D. Schikora, K. Lischka, J. Furthmiiller, F. Bechstedt, *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) 769.
- ⁵⁷ S. Y. Karpov, *MRS Internet J. Nitride Semiconductor Research* **3** (1998) 16.
- ⁵⁸ K. Hiramatsu, Y. Kawaguchi, M. Shimizu, N. Sawaki, T. Zheleva, R. F. Davis, H. Tsuda, W. Taki, N. Kuwano, K. Oki, *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.* **2** (1997) 6.
- ⁵⁹ P. M. Petroff, A. Y. Cho, F. K. Reinhardt, A.C. Gossard, W. Weigmann, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 170.
- ⁶⁰ I. T. Ferguson, A. G. Norman, B. A. Joyce, T.Y. Seong, G.R. Booker, R.H. Thomas, C.C. Phillips, and R.A. Stradling, *Appl. Phys Lett.* **59** (1991) 3324.
- ⁶¹ A. G. Norman, T. Y. Seong, I. T. Ferguson, G. R. Booker, B. A. Joyce, *Semicond. Sci. & Technol.* **8** (1993) S9.
- ⁶² D. M. Follstaedt, R. P. Schneider Jr., E. D. Jones, *J. Appl. Phys.* **77** (1995) 3077.
- ⁶³ R. Singh, D. Doppalapudi, T.D. Moustakas, L.T. Romano, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) 1089.
- ⁶⁴ N. A. El-Masry, E. L. Piner, S. X. Liu, S. M. Bedair, *Appl. Phys. Lett.* **72** (1998) 40.
- ⁶⁵ M. K. Behbehani, E. L. Piner, S. X. Liu, N. A. El-Masry, S. M. Bedair, *Appl. Phys. Lett.* **75** (1999) 2203.
- ⁶⁶ A. N. Westmeyer, S. Mahajan, *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) 2710.
- ⁶⁷ L. T. Romano, B. S. Krusor, M. D. McCluskey, D. P. Bour, K. Nauka, *Appl. Phys. Lett.*, vol. **73** (1998) 1757.
- ⁶⁸ T. Takeuchi, H. Takeuchi, S. Sota, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. **36** (1997) L177.
- ⁶⁹ E. Hellman, *Mater. Res. Soc. Internet J. Nitride Semicond. Res.*, **3** (1998) 11.
- ⁷⁰ I. Akasaki, H. Amano, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, (1997) 5393.

⁷¹ A. Hangleiter , J. S. Im, H. Kollmer, S. Heppel, J. Off, F. Scholz, *MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research*, **3** (1998) 15.

⁷² Y. Lai, et. Al. , *Nanotechnology* **17** (2006) 4300.

⁷³ H. J. Kim, et. al. *Journal of Crystal Growth* **269** (2004) 95.

⁷⁴ H. Komaki, *Journal of Crystal Growth* **301** (2007) 473.

⁷⁵ H. B. Yu, *Journal of Crystal Growth* **266** (2004) 455.