



دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک  
گرایش حالت جامد

بررسی فرایندهای تابشی و غیرتابشی در  
دیودهای لیزری III-V و ترکیبات نیتروژن دار

استاد راهنما:  
دکتر حسین عشقی

نگارش:  
مرتضی آزاد

دی ماه ۱۳۸۵

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

تقدیم به  
همسر فداکارم

## سپاسگزاری

شکر و سپاس خداوندی را سزااست که به ما عقلی عطا فرمود تا بتوانیم بیندیشیم و یاد گیریم و در راستای پیشرفت و تکامل قدمی برداریم. پس از لطف و عنایت الهی از حمایت های بی دریغ همسر مهربانم و پدر و مادرم که با ایجاد محیطی آرام، شرایط را برای پیشبرد پروژه فراهم کردند، کمال تشکر و سپاسگزاری را دارم.

همچنین بر خود لازم می دانم از هدایت های بی شائبه استاد راهنمای خود جناب آقای دکتر حسین عشقی سپاسگزاری کنم که تلاش و همکاری ایشان همواره باعث دلگرمی و افزایش روحیه پژوهش برای من بوده است و بدون راهنمایی های ایشان، این پروژه هیچگاه به نتیجه لازم نمی رسید. از آقایان روح الله امیری، اسماعیلی، پیرزاده، همت خوانلو و عطا حاجی کریمی که مرا در انجام این پروژه کمک کردند، با تمام وجود تشکر می نمایم.

در نهایت از تمامی دوستان و اساتیدی که در دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود مرا حمایت کردند، سپاسگزارم.

## چکیده

به دلیل گستردگی گاف انرژی نیمرساناهای نیتروژن دار ( $6/2 eV - 0/7 eV$ )، از ناحیه فرو سرخ تا فرا بنفش، این مواد کاندیداهای بسیار خوبی برای ساخت قطعات اپتوالکترونیکی از جمله **لیزرها و دیودهای نوری** می باشند. کاربرد گسترده دیودهای نوری و لیزرها به ویژه در ناحیه آبی، بنفش و فرا بنفش در تکنولوژی کامپیوتر و ارتباطات ضرورت تحقیق و درک فیزیکی صحیح فرآیندهای باز ترکیب تابشی و غیرتابشی و عوامل مؤثر در آنها جهت اصلاح ساختار و افزایش کارایی قطعات اپتوالکترونیکی را اجتناب ناپذیر کرده است.

در این پایان نامه به مطالعه **فرایند های تابشی و غیر تابشی** در لیزرهای با ساختار **چاه کوانتومی** (یگانه و چند گانه) می پردازیم. چاه های کوانتومی مورد مطالعه ما شامل چندین لایه از آلایژ  $InGaN$ ، با مقادیر مختلف کسر مولی  $In$  در لایه های سد و چاه کوانتومی می باشند که بر روی زیر لایه  $Sapphire$  ساخته شده اند. در این ساختارها از یک لایه  $AlGaIn$  بعنوان لایه مسدود کننده جهت حبس حاملی و دو لایه  $AlGaIn$  با کسر مولی کمتر  $Al$ ، به عنوان لایه پوششی جهت حبس نوری استفاده می گردد. برای رشد این لایه ها معمولاً از روش  $MOCVD$  استفاده می شود. مطالعه فرایندهای باز ترکیب تابشی و غیر تابشی با روش الکترو لومینسانس (بررسی شدت نور خروجی لیزر بر حسب جریان ورودی) از اهداف کار ما در این رساله است.

**جریان آستانه** از مهم ترین پارامترهای عملگری یک لیزر می باشد. هر چه این کمیت کمتر باشد کارایی و طول عمر لیزر بیشتر و از نظر تجاری با صرفه تر است. به همین دلیل محققان به دنبال راههایی برای کاهش این جریان هستند. نتایج تجربی همچنین نشانگر آن هستند که مقدار این جریان با افزایش دما زیادتر می شود که دلیل آن می تواند افزایش **جریان لبریز الکترونی** به دلیل کاهش **حبس حاملی**، و باز ترکیبهای غیر تابشی اوژه، همچنین کاهش **حبس نوری** و باشد. به کار گیری لایه مسدود کننده، استفاده از سیستمهای ابعادی پایین (چاههای کوانتومی) و لایه های پوششی می تواند بر این مشکلات فائق آید.

## فهرست مطالب

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

### فصل اول: مروری بر مقالات ۳

#### فصل دوم: کلیاتی در مورد نیمرساناهای نیتروژندار

۹	۱-۲: ساختار کریستالی نیمرساناهای نیتروژن دار و ثابت شبکه آنها.....
۱۳	۲-۲: گالیم نیتراید.....
۱۴	۳-۲: آلومینیوم نیتراید و آلیاژهای آن.....
۱۶	۴-۲: ایندیوم نیتراید و آلیاژهای آن.....
۱۸	۵-۲: تغییرات گاف نواری نیمرساناها با دما.....
۱۸	۶-۲: رشد بلورهای نیمرسانای گروه III-N.....
۱۹	۱-۶-۲: زیر لایه های متداول در رشد بلورهای گروه III-N.....
۲۰	۲-۶-۲: روش رشد روآراستی پرتو مولکولی (MBE).....
۲۱	۳-۶-۲: روش رشد رسوب گذاری بخار شیمیایی (MOCVD).....
۲۲	۷-۲: انواع باز ترکیب ها در نیمرساناهای III-N.....
۲۳	۱-۷-۲: باز ترکیب های تابشی.....
۲۸	۲-۷-۲: باز ترکیب های غیر تابشی.....

#### فصل سوم: کلیاتی در مورد لیزرهای نیمرسانا

۳۴	۱-۳: مقدمه.....
۳۶	۲-۳: نظریه لیزرهای نیمرسانا و عملگری آنها.....
۳۷	۱-۲-۳: جذب.....
۳۷	۲-۲-۳: گسیل خودبخودی.....
۳۸	۳-۲-۳: گسیل القایی.....

۴۱	..... ۳-۳: بهره، تلفات، ضریب محدودیت نوری و شرایط عمل لیزر.....
۴۶	..... ۴-۳: شرط شفافیت.....
۴۶	..... ۵-۳: بهره دیفرانسیلی، بازده کوانتومی داخلی- خارجی، بازده دیفرانسیلی و قدرت خروجی...
۴۸	..... ۶-۳: وابستگی دمایی جریان آستانه.....

### فصل چهارم: انواع ساختارهای لیزری نیمرسانا

۵۰	..... ۱-۴: لیزر های با پیوندگاه همگون (Homojunction).....
۵۱	..... ۲-۴: لیزرهای با ساختار ناهمگون یگانه (Single Heterostructure).....
۵۳	..... ۳-۴: لیزرهای با ساختار ناهمگون دوگانه (Double Heterostructure).....
۵۴	..... ۴-۴: لیزرهای با ساختار چاه (های) کوانتومی.....
۵۹	..... ۵-۴: لیزرهای با ساختار ابر شبکه ها.....
۵۹	..... ۶-۴: لیزرهای با ساختار سیم و نقطه کوانتومی.....

### فصل پنجم: معرفی نمونه ها و تحلیل نتایج

۶۲	..... ۱-۵: بررسی مشخصه الکترو لومینسانس بر حسب جریان ( $L - I$ ) در لیزر دیوهای نیتروژندار
۶۳	..... ۱-۱-۵: تاثیر دما بر جریان آستانه.....
۶۸	..... ۲-۱-۵: تاثیر دما بر جریان لبریز.....
۶۹	..... ۳-۱-۵: تاثیر لایه مسدود کننده بر جریان لبریز قطعه.....
۷۳	..... ۴-۱-۵: تاثیر تعداد چاههای کوانتومی و ترکیب بندی آلیاژی بر جریان آستانه.....
۸۱	..... ۲-۵: بررسی تاثیر تعداد چاه کوانتومی بر آهنگ باز ترکیب تابشی.....
۸۲	..... ۳-۵: بررسی توزیع ناهمگون حفره ها با تعداد چاه های کوانتومی متفاوت.....
۸۵	..... ۴-۵: مشخصه های لیزرهای نیتروژندار با آلایش ناخالصی.....
۸۸	..... نتیجه گیری.....
۹۰	..... مراجع:

## فهرست شکل ها

صفحه		شکل
۱۰	رتبیب قرارگیری اتمها در یک ساختار (الف) hcp و (ب) ورتسایت (WZ). دو ثابت شبکه a و c نیز نشان داده شده اند. (ج) نمایش منطقه اول بریلوئن ساختار ورتسایت.....	(۱-۲)
۱۱	رتبیب قرارگیری اتمها در (الف). (ب) سلول واحد شبکه fcc. سلول واحد ساختار زینک بلند (ZB) و (ج) نمایش منطقه اول بریلوئن ساختار زینک بلند.....	(۲-۲)
۱۲	نحوه چینش اتمها در ساختار (الف) ورتسایت و (ب) زینک بلند.....	(۳-۲)
۱۵	بستگی به میزان x، انرژی گاف نواری AlGaN، مقادیر صفر و منفی توسط یوشیدا [۳۹] و مقادیر مثبت توسط آمانو [۳۸] گزارش شده است.....	(۴-۲)
۱۷	تغییرات گاف نواری InGaN بر حسب تابعی از کسر مولی In، مربعها نتایج تجربی گزارش شده توسط ناگاموتو [۶۱] می باشد که بر روی نمودار خطی منطبق شده است.....	(۵-۲)
۲۰	نمایشی از سطح مقطع یک سیستم MBE.....	(۶-۲)
۲۱	طرح ساده ای از روش رشد رسوب گذاری بخار شیمیایی (MOCVD).....	(۷-۲)
۲۳	طرح شماتیک دو گذار تابشی ذاتی (الف) بازترکیب نوار به نوار و (ب) بازترکیب اکسیتون آزاد GaN/AlGaN.....	(۸-۲)
۲۴	طرح شماتیک چند نمونه از فرآیندهای بازترکیب تابشی غیرذاتی GaN/AlGaN (الف) اکسیتون مقید شده (در اینجا اکسیتون مقید شده به پذیرنده ها) (ب) و (ج) بازترکیب حامل آزاد- حامل مقید (د) بازترکیب جفت دهنده و پذیرنده.....	(۹-۲)
۲۴	(الف) گذارهای ممکن (الف) بین دو تراز انرژی در نوارهای ظرفیت و رسانش چاه کوانتومی، (ب) بین زیرترازهای یک نوار (رسانش و یا ظرفیت).....	(۱۰-۲)
۲۵	شماتیک یک اکسیتون فرنکل و یک اکسیتون موت - واینر.....	(۱۱-۲)
۲۹	انواع بازترکیب اوژه در یک چاه کوانتومی.....	(۱۲-۲)
۳۰	انواع بازترکیب اوژه (a) مستقیم، (b) وابسته به فونون، (c) وابسته به ناراستی و (d). وابسته به ناخالصی های بخشنده و پذیرنده.....	(۱۳-۲)



۳۵	..... ساختار نواری GaN با گاف نواری مسقیم و Si با گاف نواری غیرمستقیم.....	(۱-۳)
۳۵	..... طرح شماتیک برای یک لیزر با ساختار ناهمگون دوگانه (DH).....	(۲-۳)
۳۷	..... انواع فرایندهای موثر در ناحیه فعال لیزرهای نیمرسانا.....	(۳-۳)
۳۹	..... ترازهای انرژی در ناحیه فعال لیزر (a) در حالت تعادل (b) تحت جریان مستقیم.....	(۴-۳)
۳۹	..... شدت نور خروجی لیزر بر حسب جریان ورودی در یک لیزر نیمرسانا، در بالاتر از آستانه عمل لیزر صورت می گیرد.....	(۵-۳)
۴۱	..... طرح شماتیک کاواک اپتیکی تشدیدی.....	(۶-۳)
۴۲	..... الف) مدهای طیف گسیل خودبخودی در پایین تر از آستانه و (ب) در بالای آستانه که یک مد تشدید یافته است.....	(۷-۳)
۴۳	..... طرح ساده ای از یک کاواک اپتیکی. این شکل نشانگر اتلاف شدت نور در داخل ماده فعال کاواک و همچنین بازتاب پاره ای از سطوح انتهایی را نشان می دهد.....	(۸-۳)
۴۷	..... طرح شماتیکی از ناحیه فعال لیزر و زمانهای وابسته به طول عمرهای تابشی و غیرتابشی.....	(۹-۳)
۵۱	..... ساختار یک لیزر با پیوند گاه همگون با کاواک فابری - پرو، ترازهای انرژی، ضریب شکست و نمودار شدت نور در ناحیه فعال و بیرون از آن.....	(۱-۴)
۵۲	..... ساختار ناهمگون نوع I $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Ga_{0.48}As$ و $InP/In_{0.52}Al_{0.48}As$ ، نوع II $(GaSb/AlSb)$ ، نوع III $(InAs/GaSb)$ [۵۷].....	(۲-۴)
۵۳	..... طرح ساده ای از یک ساختار لیزری ناهمگون و نمودار نوارهای انرژی، ضریب شکست و شدت نور خروجی.....	(۳-۴)
۵۵	..... الف) تصویر یک چاه کوانتومی، (ب) سطوح انرژی در چاه کوانتومی.....	(۴-۴)
۵۴	..... ساختار یک لیزر ناهمگون دوگانه، ترازهای انرژی، ضریب شکست و نمودار شدت نور.....	(۵-۴)
	..... تغییرات موقعیت ترازهای انرژی در نوار رسانش و ظرفیت چاه کوانتومی با تغییر	(۶-۴)

۵۶	.....پهنای چاه.....	
	نمودار خط چین نشانگر تغییرات پیوسته چگالی حالتها در شرایط سه بعدی و نمودار خط پر نشانگر ترازهای انرژی مجاز برای الکترون ها در نوار رسانش و چگالی حالتها وابسته به آن در یک چاه کوانتومی است.....	(۷-۴)
۵۷	.....	
۵۸	.....تصویری از یک چاه کوانتومی چندگانه.....	(۸-۴)
۵۸	.....نمایی از لیزر ساخته شده با چاه کوانتومی چند گانه InGaN.....	(۹-۴)
۵۹	.....یک ابر شبکه به همراه ساختار مینی نوارها.....	(۱۰-۴)
۶۰	.....طرحواره ای از ماده کپه ای، چاه پتانسیل، سیم کوانتومی و نقطه کوانتومی.....	(۱۱-۴)
	تغییرات توان خروجی لیزر بر حسب جریان ورودی در ساختار	(۱-۵)
۶۳	..... $In_{0.18}Ga_{0.82}N / GaN$ در دماهای مختلف.....	
۶۳	.....جریان آستانه بر حسب دما، برگرفته از نتایج شکل ۵-۱.....	(۲-۵)
	نمودار L-I برای ساختار یک چاه کوانتومی $GaN / Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ در دماهای	(۳-۵)
۶۴	.....مختلف.....	
۶۴	.....نمودار تغییرات جریان آستانه بر حسب دما برای ساختار $GaN / Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ .....	(۴-۵)
۶۷	.....ضریب شکست ترکیبات AlGaN ، GaN و InGaN.....	(۵-۵)
۶۸	.....توزیع انرژی حاملها در نوارهای ظرفیت و رسانش.....	(۶-۵)
۶۸	.....نمودار تغییرات جریان لبریز بر حسب جریان کل در دماهای مختلف.....	(۷-۵)
	تغییرات جریان لبریز بر حسب جریان کل به ازای مقادیر مختلف Al در لایه	(۸-۵)
۷۰	.....مسدود کننده.....	
۷۱	.....تغییرات جریان لبریز بر حسب مقادیر کسر مولی Al در لایه مسدود کننده.....	(۹-۵)
۷۱	.....مقادیر مختلف Al در لایه مسدود کننده بر حسب درصد جریان لبریز.....	(۱۰-۵)
	محل قرار گرفتن لایه مسدود کننده (الف) پس از آخرین چاه کوانتومی، (ب)	(۱۱-۵)

۷۲	..... پس از لایه سد.....
۷۲	..... مشخصه L-I برای لیزر با لایه پوششی $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ ..... (۱۲-۵)
	..... ساختار لیزر با چاه های کوانتومی چند گانه بدون آرایش در ناحیه فعال به
۷۴	..... همراه لایه های پوششی $Al_{0.14}Ga_{0.86}N$ و لایه مسدود کننده $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ ....
	..... نمودار توان خروجی لیزر بر حسب جریان تزریقی به ازای تعداد چاه های
۷۵	..... مختلف در ساختار $In_{0.1}Ga_{0.9}N / In_yGa_{1-y}N$ .....
	..... منحنی L-I برای یک (الف) و دو (ب) چاه کوانتومی به ازای مقادیر مختلف In
۷۶	..... در سد، در ساختار $In_{0.1}Ga_{0.9}N / In_yGa_{1-y}N$ .....
	..... نمودار شدت خروجی لیزر بر حسب جریان تزریقی به ازای تعداد متفاوت چاه و
۷۹	..... مقادیر مختلف $y$ برای ساختار $In_{0.15}Ga_{0.85}N / In_yGa_{1-y}N$ .....
	..... نمودار شدت خروجی لیزر بر حسب جریان تزریقی به ازای تعداد مختلف چاه و
۷۹	..... مقادیر مختلف $y$ در ساختار $In_{0.2}Ga_{0.8}N / In_yGa_{1-y}N$ .....
۸۰	..... نمودار تغییرات جریان آستانه بر حسب $y$ ، در نمونه های با دو چاه کوانتومی.....
۸۱	..... آهنگ باز ترکیب برانگیخته برای تعداد چاه های مختلف.....
۸۲	..... طرح شماتیک چاههای کوانتومی در حالت تزریق حاملها.....
	..... طرح شبیه سازی شده تراکم الکترونها و حفره ها برای ساختار با یک و دو چاه
۸۳	..... کوانتومی.....
	..... ساختار نواری چاه کوانتومی $In_{0.1}Ga_{0.9}N$ برای ساختار لیزری با یک (a) و دو
۸۴	..... چاه کوانتومی (b).....
	..... نمودار تغییرات جریان لبریز بر حسب جریان برای مقادیر مختلف تراکم
۸۵	..... ناخالصی نوع p در سد.....
	..... نمودار L-I را برای لیزر مورد مطالعه در تراکم های متفاوت ناخالصی نوع p در
۸۶	..... سد.....
	..... نمودار جریان آستانه بر حسب تغییرات دما برای دو ساختار با ناخالصی (بهبود
۸۶	..... یافته) و بدون ناخالصی (اولیه).....

## فهرست جداول

صفحه		جدول
۱۲	..... ثابتهای شبکه مواد نیتروژندار	(۱-۲)
۶۵	..... مقادیر $\alpha$ و $\beta$ برای نیمرساناهای GaN, AlN و InN	(۱-۵)
۶۶	..... گاف نواری نیمرساناهای GaN, AlN, InN و آلیاژهای $In_{0.18}Ga_{0.82}N$ و $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ در دماهای ۳۰۰، ۳۲۵ و ۳۵۰ درجه کلوین	(۲-۵)
۶۷	..... ضریب محدودیت لیزرهای با ساختار $In_{0.18}Ga_{0.82}N / GaN$ و $GaN / Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ در دماهای مختلف	(۳-۵)
۷۷	..... مقادیر ضریب محدودیت برای یک و دو چاه کوانتومی $In_{0.1}Ga_{0.9}N / In_yGa_{1-y}N$ با متفاوت $y$	(۴-۵)

## مقدمه

InGaN یکی از نیمرساناهای مهم در ساخت قطعات اپتیکی با بازدهی بالا در محدوده ی نور آبی و بنفش می باشد [۱-۳]. لیزرهای با چاه های کوانتومی چند گانه از این آلیاژ در دمای اتاق با موج پیوسته (CW) دارای عمر مفیدی در حدود ۱۰۰۰۰ ساعت می باشند. این نوع لیزرها دارای مشکلاتی از قبیل جریان لبریز الکترونی و ایجاد مشکل ساخت در طی رشد بلور در دماهای بالاتر از  $750^{\circ}\text{C}$  می باشند. جریان لبریز باعث افزایش جریان آستانه و بالا رفتن دمای عملگری لیزر شده که باعث کاهش بازدهی لیزر می شود. رشد یک لایه مسدود کننده از آلیاژ AlGaN بر روی ناحیه فعال تا حدودی این مشکل را بر طرف کرده است. البته اگر چه استفاده از لایه مسدود کننده در حبس الکترونها در ناحیه فعال مفید است، اما باعث کاهش ورود حفره ها به ناحیه فعال شده و باعث ایجاد توزیع ناهمگون حفره ها می شود [۲-۴]. جریان لبریز الکترونی و توزیع ناهمگون حفره ها، رابطه مستقیمی با اختلاف گاف نواری لایه های چاه و سد کوانتومی و همچنین باند آفست بین نوارهای رسانش و ظرفیت دارد که معمولاً باند آفست در نیمرساناهای نیتروژندار بین  $\frac{3}{7}$  و  $\frac{4}{6}$  است [۳-۷]. در این شرایط جریان لبریز به علت اختلاف کم در نوارهای رسانش دو لایه چاه و سد می باشد و توزیع ناهمگون حفره ها به دلیل جرم موثر زیاد حفره ها و اختلاف زیاد در نوارهای ظرفیت لایه های سد و چاه کوانتومی می باشد. همچنین تغییرات دما در لیزر باعث تغییر در گاف نواری نیمرسانا شده که بر روی ضریب محدودیت، جریان لبریز و جریان آستانه تاثیر گذار است. افزایش تعداد چاه ها و سدهای کوانتومی باعث افزایش حبس نوری و حبس

حاملی شده و جریان لبریز را کاهش داده که نتیجه آن کاهش جریان آستانه لیزر و افزایش بازدهی و بهبود طراحی لیزر می شود. اما با افزایش تعداد لایه های رشد داده شده بر روی یکدیگر، بر تعداد مراکز دررفتگی و ناراستی بلور اضافه شده که می تواند باعث افزایش فرایندهای غیرتابشی در لیزر شود.

محققین در طراحی یک لیزر به دنبال قطعه ای با جریان آستانه هر چه کمتر هستند زیرا بالا بودن جریان آستانه به بالا رفتن دمای عملگری قطعه منجر شده و عمر مفید آن را کاهش می دهد. همچنین در صورت پایین بودن جریان آستانه جریان لبریز کمتر بوده و اتلاف انرژی نیز کمتر خواهیم شد. تلاش برای پایین آوردن جریان آستانه لیزر و شناخت عوامل مؤثر در بازدهی لیزر شامل ساختار لایه ها، ضخامت لایه ها، ترکیب آلیاژی لایه ها و همچنین شناخت ساز و کارهای مؤثر در بازترکیبهای تابشی و غیرتابشی، همچنان در حال انجام است.

ما در این پایان نامه به بررسی این عوامل و فرایندهای انجام شده در ناحیه فعال لیزر خواهیم پرداخت. به این منظور، در فصل اول **مروری بر مقالات** را خواهیم داشت، در فصل دوم و سوم **کلیاتی در مورد نیمرساناها و لیزرهای نیمرسانا** را بررسی می نماییم. فصل چهارم **انواع ساختارهای لیزری** را مورد مطالعه قرار می دهد و در فصل پنجم به **بررسی داده های تجربی** مستخرج از مقالات می پردازیم.

## فصل اول

### مروری بر مقالات

انجام عمل لیزر توسط نیمرساناها اولین بار در سال ۱۹۶۲ توسط چندین گروه گزارش شده است [۵-۱]. در یک اتصال p-n مثلاً GaAs تحت بایاس مستقیم، الکترونها و حفره ها بازترکیب انجام داده و عمل نوردهی انجام می شود. سطوح صیقلی ماده نوع p و n یک کاواک اپتیکی را تشکیل می دهند. نیمرساناهای با گاف نواری مستقیم از جمله InAs, InP, GaAsP, GaInAs و ... برای استفاده در لیزرهای نیمرسانا جهت دستیابی به طول موجهای مختلف مورد استفاده قرار می گیرند. این گونه لیزرها دارای ساختار ناهمگون بوده و از چگالی جریان آستانه بالایی ( $J_{th} > 50 \text{ KA/cm}^2$ ) برخوردار هستند. معمولاً برای کاهش چگالی جریان آستانه، از لیزرهای با ساختار ناهمگون (HS) و لیزرهای چاه کوانتومی (QW) استفاده می شود. (ساختارهای ناهمگون شامل یک ماده با گاف نواری کوچکتر که بین ماده ای با گاف نواری بزرگتر قرار گرفته است).

اولین لیزر با ساختار ناهمگون دوگانه (DH) عمل کننده در دمای اتاق با ساختار  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  توسط کرسل<sup>۱</sup> [۶]، هایوشی<sup>۲</sup> [۷]، آلفروف<sup>۳</sup> [۸] و ... ساخته شد. این گونه لیزرها به دلیل دمای بالای عملگری قطعه به صورت پالسی عمل می کردند.

لیزرهای پیوسته موج (CW) در دمای اتاق، برای مصارف تجاری اولین بار در دهه ۱۹۸۰ از ماده InGaAsP ساخته شدند [۹-۱۲]. همچنین نخستین لیزرهای پیوسته موج با نور آبی در دمای اتاق از

---

<sup>1</sup> Kressel  
<sup>2</sup> Hsyoshi  
<sup>3</sup> Alferov



ماده InGaN/GaN توسط ناکامورا و همکارانش [۱۳] در سال ۱۹۹۴ ساخته شد که دارای طول عمر بسیار بیشتر نسبت به لیزرهای قبل بوده و چگالی جریان آستانه ای در حدود  $1/2 \text{ KA/cm}^2$  داشتند. اخیراً با پیشرفت قابل ملاحظه ای در نیمرساناهای نیتروژن دار روش هایی برای حل مشکل ساخت قطعاتی که دارای طول موجی در ناحیه فرابنفش و آبی هستند نیز ارائه شده است. لیزرهای با طول موج کوتاه و قله ای با پهنای کم می توانند باعث افزایش حجم ذخیره اطلاعات شوند. عرضه DVD هایی با گنجایش  $4/7$  گیگابایت در مقایسه با CD های با گنجایش  $0/65$  گیگابایت در سال ۱۹۹۶ از نتایج این مطالعات بود. مطالعه برای افزایش این مقدار همچنان هم ادامه دارد.

در سالهای اخیر لیزرهای نیمرسانای III-N (شامل GaN, InN و AlN) به دلیل داشتن گاف انرژی پهن (از  $0/7\text{eV}$  تا  $6/2\text{eV}$ ) به شکل گسترده ای در قطعات الکترونیکی و اپتوالکترونیکی به کار گرفته شده اند. در دیودهای نوری UV، مرئی و IR (بوژه در طول موجهای  $1/5$  تا  $1/3$  میکرون) و همچنین آشکار سازهای ناحیه IR از این مواد برای لایه گذاری در ناحیه فعال قطعه استفاده شده است [۱۸]. این مواد همچنین در ترانزیستورهای فرکانس بالا استفاده می شوند [۱۹]. کاربرد وسیع دیودهای لیزری و نوری بوژه در ناحیه آبی، بنفش و فرا بنفش در تکنولوژی کامپیوتر و ارتباطات، ساخت صفحات نمایشی بزرگ و همچنین ساخت لامپهای روشنایی جدید و دهها کاربرد دیگر ضرورت تحقیق و درک فیزیکی صحیح از فرآیندهای باز ترکیب و عوامل مؤثر در آنها جهت اصلاح ساختار و افزایش کارایی بهتر در قطعات اپتوالکترونیکی را اجتناب ناپذیر نموده است.

مسئله اصلی در ساخت قطعات لیزری نیتروژن دار عدم انطباق ثابت شبکه با زیر لایه<sup>۱</sup>، چگالی بالای ناراستی ها، مشکل ساخت نیمرساناهای با کیفیت بالا و ... است. برای رفع این مشکلات، به هنگام رشد غالباً از زیر لایه های Sapphire و یا SiC استفاده می شود. مناسبترین ساختار در لیزرهای نیتروژن دار در سالهای اخیر، ساختارهای چاه کوانتومی چندگانه (MQW) به عنوان ناحیه فعال لیزری از ترکیبات InGaN بوده است [۲]. در این گونه لیزرها، لبریز الکترونها از درون چاه های کوانتومی به کاهش بازدهی قطعه می انجامد. برای رفع این مشکل از لایه ای از جنس AlGaIn استفاده می شود که به عنوان

<sup>1</sup> Lattice mismatch

مسدود کننده<sup>۱</sup> عمل می کند. اگر چه لایه مسدود کننده در حبس حاملی<sup>۲</sup> الکترونها مفید است اما از ورود حفره ها به داخل ناحیه فعال، جلوگیری کرده و باعث توزیع ناهمگون حفره ها می شود [۳]. جریان لبریز الکترونها از درون چاه ها به اختلاف باند آفست بین نوار رسانش سد و چاه کوانتومی (ارتفاع چاه) بستگی دارد و توزیع ناهمگون حفره ها به دلیل زیادتر بودن جرم مؤثر حفره ها نسبت به الکترونها و در نتیجه کمتر بودن تحرک حفره ها مربوط می باشد [۴]. الکترونها می که از ناحیه فعال به سمت لایه نوع p لبریز می شوند، ممکن است در آن لایه با حفره ها باز ترکیب انجام داده (با طول موج کمتر از طول موج لیزر) یا در محل دررفتگی<sup>۳</sup> ها<sup>۳</sup> باز ترکیب های غیرتابشی<sup>۴</sup> انجام دهند که این باز ترکیب حاملها در بیرون چاهها به کاهش بازدهی کوانتومی داخلی لیزر می انجامد [۴]. همچنین جریان آستانه پایین در عملگری لیزر به حبس حاملهای تزریقی در ناحیه فعال وابسته است. پس محل قرار گیری لایه مسدود کننده نیز می تواند بر روی بازدهی و مشخصات لیزر تاثیر گذار باشد [۱۰]. جریان لبریز الکترونی با افزایش جریان ورودی افزایش می یابد به طوری که باعث افزایش جریان آستانه لیزر می گردد.

تغییرات درصد کسر مولی آلومینیوم (x) در لایه مسدود کننده با ترکیب بندی AlGaIn نیز بر مقدار جریان لبریز تاثیر گذار است. برای لیزر نیتروژندار با طول موج ۴۵۰ nm، به ازای  $x = 0.06$ ، مقدار جریان لبریز برابر ۵۸/۷ درصد و برای مقادیر ۰/۰۹ و ۰/۱۰ به ترتیب ۴۵ و ۲۹ درصد گزارش شده است [۲۰]. همچنین برای مشارکت بیشتر از ۰/۱۴ درصد Al جریان لبریز به سمت صفر میل می کند [۲۱].

در لیزرهای چاه کوانتومی چندگانه با ساختار  $In_xGa_{1-x}N / In_yGa_{1-y}N$  با تغییر کسر مولی In در چاه و سد می توان عمق چاه را تغییر داده و طول موجهای مورد نظر را بدست آورد. همچنین با تغییر ضخامت چاه و سد طول موج لیزر تغییر می کند که در اغلب موارد ضخامت چاه بین ۱ تا ۴ نانومتر و ضخامت سد بین ۵ تا ۲۰ نانومتر مورد استفاده قرار گرفته اند [۲۱] و [۲۳].

<sup>1</sup> Blocking Layer

<sup>2</sup> Confinement Carrier

<sup>3</sup> Defects

<sup>4</sup> Nonradiative recombination

## فصل دوم

### کلیاتی در مورد نیمرساناهای نیتروژندار

- ساختار کریستالی نیمرساناهای نیتروژن دار و ثابت شبکه آنها
- گالیم نیتراید
- آلومینیوم نیتراید و آلیاژهای AlGaN
- ایندیم نیتراید و آلیاژهای InGaN
- تغییرات گاف نواری نیمرسانا ها با دما
- روشهای رشد بلورهای نیمرسانا
- انواع باز ترکیب ها در نیمرساناهای III-N

الکترون‌گاتیوی بالا و شعاع کم نیتروژن در مقایسه با دیگر عناصر گروه پنجم جدول تناوبی عناصر، همچنین پیوند قوی با عناصر گروه سوم باعث ایجاد خواص جالبی در ترکیب نیتروژن با عناصر گروه سوم شده است، بطوریکه ترکیب عناصر گروه سوم با نیتروژن گروه ویژه ای از نیمرساناها را تحت عنوان سه- نیترایدها بوجود آورده است. در این فصل به طور خلاصه به ویژگی های ساختاری بلوری و همچنین ساختار نواری آنها می پردازیم.

## ۲-۱ ساختار کریستالی نیمرساناهای نیتروژن دار (III-N) و ثابت شبکه آنها

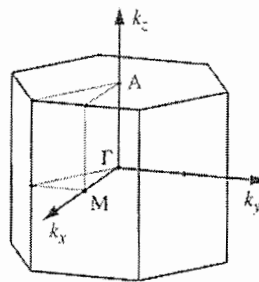
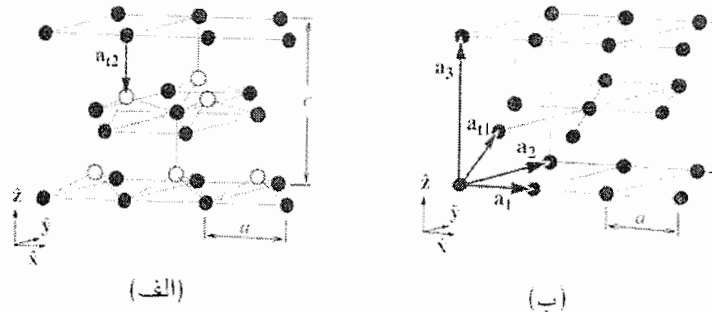
InN و GaN، AlN از جمله نیمرساناهای نیتروژن‌دار می باشند که مورد توجه ما هستند. ساختار بلوری متداول در این مواد عبارتند از: ساختارهای ورتسایت (WZ) و زینک بلند (ZB). البته ساختار پایدار برای ترکیبات کپه ای<sup>۱</sup> این مواد، تحت شرایط خاص ترمودینامیکی، ساختار ورتسایت است. وجود ساختار زینک بلند برای GaN و InN به وسیله رشد روآراستی لایه های نازک روی صفحات بلوری (۰۰۰۱) زیر لایه های مکعبی از قبیل Si، MgO، GaAs گزارش داده شده است [۲۶]. با وجود اینکه انتظار می رود نیترایدهایی که در ساختار مکعبی تبلور می یابند فواید تکنیکی زیادی در خواص الکتریکی داشته باشند، ولی بلور با کیفیت بالا در این مواد به آسانی به دست نمی آیند. ساختار ورتسایت سلول واحد هگزاگونال دارد و در نتیجه دو ثابت شبکه a و c خواهد داشت و شامل شش اتم از هر نوع در سلول واحد است. ساختار ورتسایت از دو شبکه hcp<sup>۲</sup> هر کدام با یک نوع از اتمها، که به

<sup>۱</sup> Bulk

<sup>۲</sup> Hexagonal close-packed

اندازه  $\frac{3}{8}c$  بردار  $c$  در هم فرو رفته اند ساخته می شود (شکل ۱-۲ الف و ب). منطقه اول بریلوئن این

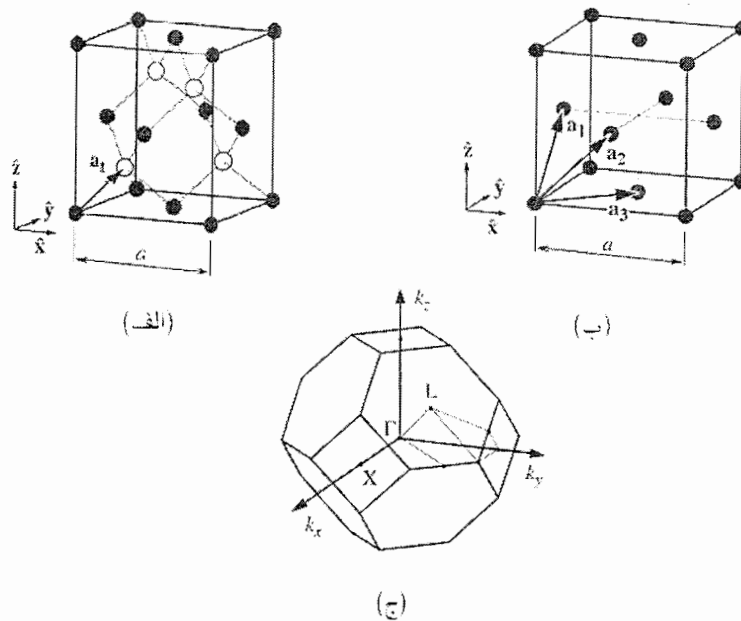
ساختار نیز در شکل ۱-۲ ج نشان داده شده است.



(ج)

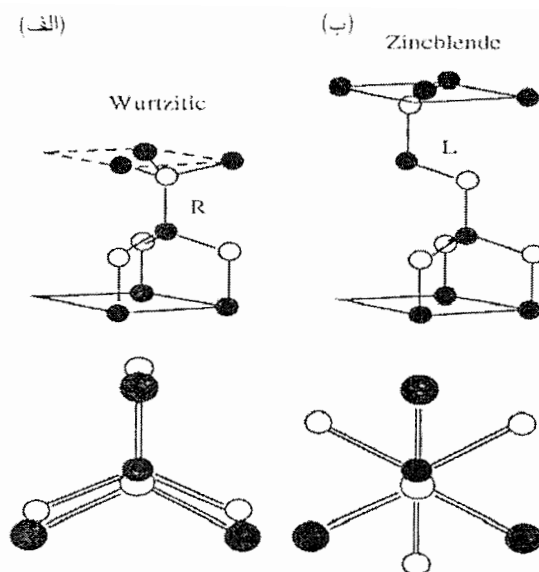
شکل ۱-۲- ترتیب قرارگیری اتمها در یک ساختار الف) hcp و ب) ورتسایت (WZ). دو ثابت شبکه  $a$  و  $c$  نیز نشان داده شده اند. ج) نمایش منطقه اول بریلوئن ساختار ورتسایت (نقاط با تقارن بالای  $A$  و  $M$  و  $\Gamma$  نیز نشان داده شده اند).

ساختار زینک بلند (ZB) یاخته بسیط مکعبی دارد که شامل ۴ اتم از گروه III و ۴ اتم نیتروژن است. موقعیت قرارگیری اتمها در سلول واحد مانند ساختار بلوری الماس است. هر دو ساختار از دو شبکه fcc در هم فرو رفته به اندازه  $\frac{1}{4}$  قطر اصلی، تشکیل شده اند. هر اتم در این بلور به نظر می آید که در مرکز یک چهار وجهی می باشد (شکل ۲-۲ ب). منطقه اول بریلوئن یک بلور زینک بلند در شکل ۲-۲ ج رسم شده است.



شکل ۲-۲- تر تیب قرارگیری اتمها در (الف). (ب) سلول واحد شبکه fcc. سلول واحد ساختار زینک بلند (ZB) و (ج) نمایش منطقه اول بریلوئن ساختار زینک بلند (نقاط با تقارن بالای X و L و  $\Gamma$  نیز نشان داده شده اند).

ساختارهای ورتسایت و زینک بلند از جهاتی مشابه اند. در هر دو مورد هر اتم گروه III به وسیله چهار اتم نیتروژن به عنوان نزدیکترین همسایه هایش محصور شده است و بالعکس. اختلاف اصلی بین دو ساختار در نحوه چینش فشرده صفحات اتمی می باشد. برای ساختار ورتسایت نحوه چینش صفحه (۰۰۰۱) به صورت ABABAB در جهت  $\langle 0001 \rangle$  می باشد و برای ساختار زینک بلند، نحوه چینش صفحات (۱۱۱) به صورت ABCABC در جهت  $\langle 111 \rangle$  می باشد. این موضوع در شکل ۲-۳ به خوبی نشان داده شده است. همانگونه که از شکل ۲-۳ مشاهده می شود در بلور زینک بلند در جهت  $[111]$  یک چرخش  $60^\circ$  وجود دارد که موجب به وجود آمدن چینش ABCABC می شود. اطلاع دقیق از ثابت شبکه نیمرساناها اهمیت زیادی دارد زیرا اکثر وسایل ساخته شده از آنها از ساختارهای ناهمگون استفاده می کنند و ثابت شبکه دو ماده تشکیل دهنده ساختار ناهمگون بایستی با یکدیگر تطبیق داشته باشند، در غیر این صورت در سطح مشترک پیوندهای ناهمگون کرنشهایی به وجود می آیند که منجر به تشکیل دررفتگی هایی در شبکه شده و باعث افزایش بازترکیبهای غیرتابشی شده و بازدهی قطعه را شدیداً مورد تأثیر قرار می دهند.



شکل ۲-۳ - نحوه چینش اتمها در ساختار (الف) ورتسایت و (ب) زینک بلند

جدول ۲-۱ ثابت های شبکه برای نیمرساناهای نیتروژندار مورد توجه ما را که دارای ساختار بلوری ورتسایت هستند بیان می کند.

جدول ۲-۱- ثابتهای شبکه مواد نیتروژندار [۲۷]

	AlN	GaN	InN
$a (\text{Å})$	$3/110 \pm 0/002$	$3/1892 \pm 0/0009$	$3/540 \pm 0/008$
$c (\text{Å})$	$4/978 \pm 0/002$	$5/1850 \pm 0/0005$	$5/8 \pm 0/10$

در مقایسه با نیمرساناهای آرسنایددار، ثابت شبکه در نیمرساناهای نیتروژندار به طور شدیدی با ترکیب شیمیایی تغییر می کند و منجر به عدم تطبیق زیادی در ثابت شبکه آنها می گردد. این موضوع در رشد ساختارهای ناهمگون از اهمیت بسیاری برخوردار است. برای مثال مقدار عدم انطباق ثابت شبکه در ساختار ناهمگون GaN/AlN برابر با ۲/۵٪ و برای InN/GaN، ۱۱٪ است. در ادامه به بررسی مشخصات ترکیبهای نیتروژندار می پردازیم.

## ۲-۲- گالیم نیتراید (GaN)

اولین بار گالیم نیتراید حدود ۷۰ سال پیش توسط جانسون<sup>۱</sup> در سال ۱۹۳۲ [۲۸] و سپس توسط هان<sup>۲</sup> و جوزا<sup>۳</sup> در سال ۱۹۳۸ [۲۹] با عبور دادن آمونیاک از روی گالیم گرم سنتز شد. دو دهه بعد جرمیس و همکارانش [۳۰] در سال ۱۹۵۹ همین تکنیک را به کار بردند و بلورهای کوچکی از GaN را تولید کردند. یک دهه بعد ماروسکا و تیتجن [۳۱] از بخار شفاف کلراید استفاده کردند تا یک لایه تک کریستال بزرگ روی sapphire تولید کنند. GaN آسانتر از سایر نیمرساناهای III-V رشد پیدا می کند. رشد گالیم نیتراید از غلظت حاملهای نوع n زیاد زمینه، متأثر از نقایص محلی و ناخالصی های ناخواسته است و علیرغم پیشرفت تکنولوژی رشد بلور، GaN رشد یافته دارای نواقص شبکه ای نسبتاً فراوان و غلظت ذاتی الکترونی به میزان بیش از  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  در دمای اتاق می باشد. فقدان دسترسی به زیر لایه های مناسب از لحاظ تجاری و مشکلات در بدست آوردن آلایش نوع p این موضوع را تشدید می کرد.

آکازاکی و همکارانش [۳۲] با استفاده از بازپخت و آلایش GaN با ناخالصی Mg در دمای بالاتر از  $750^\circ\text{C}$  در گاز  $\text{N}_2$  توانستند در این نیمرسانا رسانندگی نوع p ایجاد کنند. به غیر از Mg عناصر دیگری مانند Be, Zn, Se, Cd و ... که یا در طی رشد وارد می شوند و یا قبل از رشد بعنوان یون وارد شده اند، به صورت پذیرنده عمل می کنند [۲۶]. اطلاعات قابل دسترس در مقاله ها و کتاب ها در مورد بسیاری از خواص گالیم نیتراید هنوز در حال تحول و تغییر است و ارقام گزارش شده در خصوص ویژگیهای ذاتی آن بحث برانگیز هستند. بخشی از این موضوع پیامد این مطلب است که آزمایشات روی نمونه های با کیفیت های متفاوت انجام می شود. مطالعات اخیر منجر به پیشرفت در تکنولوژی رشد بلور GaN شده است و بر بسیاری از مشکلات رشد فائق آمده اند که از آنجمله، رشد گالیم نیتراید با کیفیت بالا و آلایش الکترونی زمینه در حدود  $(10^{16} \times 5 \text{ cm}^{-3})$  در دمای اتاق شده اند. اگرچه هنوز هم کارهای زیادی برای تعیین خواص فیزیکی ذاتی GaN بایستی انجام شود.

<sup>1</sup> Johnson

<sup>2</sup> Hahn

<sup>3</sup> Juza



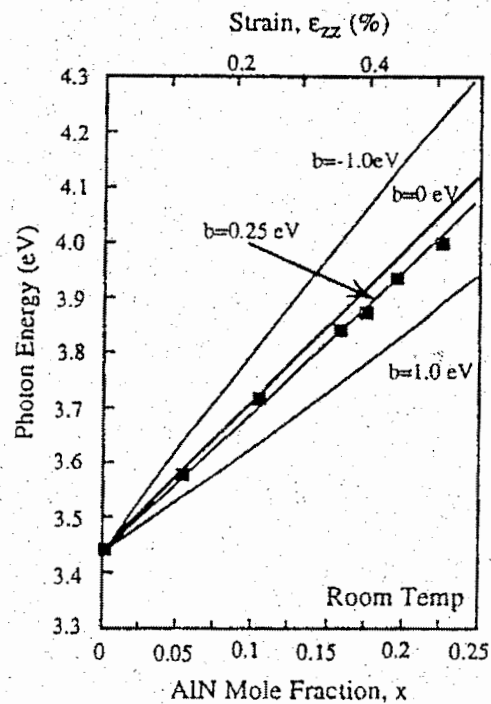
## ۲-۳- آلومینیم نیتراید (AlN) و آلیاژ AlGaN

آلومینیم نیتراید کوچکترین ثابت شبکه را در گروه نیمرساناهای نیتروژندار داراست و دارای ویژگی های الکترونیکی مفیدی می باشد که از آن جمله می توان از گاف نواری پهن آن به مقدار  $6/2\text{eV}$  در دمای اتاق یاد کرد. این خصوصیت باعث شده است این ماده به عنوان یک ماده عایق در کاربردهای قطعات نیمرسانا جا باز کند. اما عمده توجه ناشی از توانایی آن در تشکیل آلیاژ با GaN و شکل گیری AlGaN است. این امر سبب ساخت قطعات اپتیکی و الکترونیکی بر پایه لایه گذاری های ناهمگون GaN/AlGaN گردیده است. مطالعه بر روی AlN نسبت به سایر مواد ترکیبات سه-نیتراید به علت واکنش پذیری زیاد آلومینیوم با اکسیژن دشوارتر است. AlN در ساختار بلوری ورتسایت دارای جرم مولی  $20/495$  بوده و ضریب شکست آن در بازه ی طول موجی فرابنفش مقدار  $n = 2/15 \pm 0/05$  گزارش شده است [۳۳].

خواص الکتریکی و اپتیکی آلیاژهای AlGaN در اواخر دهه ۱۹۷۰ توسط گروه های مختلفی مورد بررسی قرار گرفت [۳۴-۳۷]. آگاهی کامل و دقیق از خواص ماده بسته به مقدار درصد ترکیب Al در مطالعه ساختارهای ناهمگون، چاه های کوانتومی و ابرشبکه ها حائز اهمیت می باشد. چاه ها و سدها می توانند از لایه های GaN یا AlGaN ساخته شوند. در این صورت انرژی گاف نواری در ساختار  $Al_xGa_{1-x}N$  از رابطه و وگارد بدست می آید:

$$E_g(Al_xGa_{1-x}N) = xE_g(AlN) + (1-x)E_g(GaN) - bx(1-x) \quad (1-2)$$

که در دمای اتاق  $E_g(GaN) = 3/4\text{eV}$  و  $E_g(AlN) = 6/2\text{eV}$  است. گاف انرژی این آلیاژ تابعی از نسبت مولی Al یعنی مقدار x است. b پارامتر خمش است که در گزارشات مختلف مقادیر کاملاً متفاوت و بحث برانگیزی دارد. شکل ۲-۴ بستگی گاف نواری AlGaN بر حسب x را، که توسط آکازاکی و آمانو [۳۸] ارائه شده است، نشان می دهد.



۴-۲- بستگی به میزان  $x$ ، انرژی گاف نواری AlGa<sub>N</sub>، مقادیر صفر و منفی توسط پوشیدا [۳۹] و مقادیر مثبت توسط آمانو [۳۸] گزارش شده است.

یاشیدا و همکارانش [۳۹] مطالعه کاملی در مورد خصوصیات AlGa<sub>N</sub> انجام دادند. آنها تغییرات الکترونی، تحرک پذیری، مقاومت ویژه، ثابت شبکه و گاف انرژی را برای این ماده گزارش کردند که تابع کسر مولی Al در نمونه آلیاژی است. مشاهدات تجربی حاکی از رسانندگی n در تمام نمونه ها بود. یک اندازه گیری برای نیمرسانای  $n-Al_{0.09}Ga_{0.91}N$ ، تراکم حاملها را در دمای اتاق  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  و تحرک پذیری آنها را  $35 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  نشان داده است [۴۰]. آنها نشان دادند که تحرک پذیری حفره ها با افزایش دما کاهش می یابد و به ازای چگالی ناخالصی در حدود  $1/48 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  مقدار آن به حدود  $9 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  می رسد. ثابت شبکه این آلیاژ تقریباً بصورت خطی با افزایش کسر مولی تغییر می کند. مقاومت ویژه آلیاژ AlGa<sub>N</sub> با افزایش کسر مولی Al افزایش می یابد به طوری که برای مقادیر بیشتر از ۲۰ درصد تقریباً این ماده به یک نارسانا تبدیل می شود. با افزایش کسر مولی Al از ۰ تا ۳۰ درصد، چگالی حاملهای نوع n از مقدار  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  به  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  کاهش می یابد و تحرک پذیری از مقدار

آلیاژ با کسر مولی در حدود ۰/۰۲ تا ۰/۰۷ برای تهیه لایه پوششی جهت حبس نوری در ناحیه فعال AlGaIn ، وقتی که به مقاومت پایین در ماده نوع n نیاز داریم اهمیت زیادی دارد. هم اکنون از این آلیاژ با کسر مولی در حدود ۰/۰۲ تا ۰/۰۷ برای تهیه لایه پوششی جهت حبس نوری در ناحیه فعال لیزرها استفاده می شود.

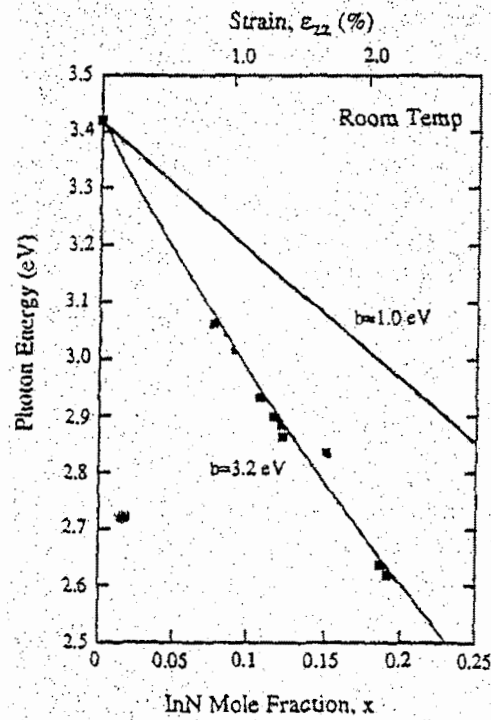
#### ۲-۴- ایندیم نیتراید (InN) و آلیاژهای InGaIn

اطلاعات بدست آمده از InN در مقایسه با دیگر اعضای گروه نیمرساناهای نیتروژندار (AlN و GaN) بسیار کمتر است. علت اصلی این موضوع ناپایداری InN در دماهای بالاتر از ۵۰۰ °C در فرایندهای رشد روآراستی بخار شیمیایی (CVD) است. علاقه و توجهی که نسبت به بررسی GaN و AlN پیدا شد برای InN فراهم نشده است. علت این موضوع یکی به خاطر عدم دسترسی به بلورهای با کیفیت مطلوب از آن بوده و دیگری وجود تعداد زیادی از نیمرساناهایی از قبیل AlGaAs و Zn(Ga,Al)AsP است که به خوبی مشخصه یابی شده و دارای انرژی گاف نواری نزدیک به انرژی گاف نواری InN می باشند. تفاوت زیاد بین شعاع اتمی In و N عامل دیگری است که مشکل به دست آوردن InN با کیفیت بالا را دامن می زند. InN به طور طبیعی در ساختار ورتسایت متبلور می شود، لکن در ساختار مکعبی (زینک بلند) نیز دیده شده است. چگالی جرمی InN در دمای اتاق در حدود  $(6/89 \text{ g/cm}^3)$  گزارش شده است [۲۶].

غالباً در ساختارهای ناهمگون وابسته به لیزرهای نیتروژندار از ترکیبات آلیاژی InGaIn به عنوان لایه فعال (چاه کوانتومی) استفاده می شود. نیمرسانای InGaIn نقش مهمی در ساخت قطعات اپتیکی مانند LED ها و لیزرهای در محدوده نور آبی و بنفش ایفا می کنند. تغییرات گاف نواری این آلیاژ با کسر مولی In توسط رابطه ووگارد داده می شود:

$$E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = xE_g(\text{InN}) + (1-x)E_g(\text{GaN}) - bx(1-x) \quad (2-2)$$

شکل ۲-۵ نمودار تغییرات گاف نواری این آلیاژ بر حسب x به همراه پارامتر خمشی که از انطباق معادله فوق در این داده ها به دست می آید را نشان می دهد.



شکل ۲-۵- تغییرات گاف نواری InGaN بر حسب تابعی از کسر مولی In، مربعها نتایج تجربی گزارش شده توسط ناگاموتو [۶۱] می باشد که بر روی نمودار خطی منطبق شده است.

محاسبات ناکامورا [۴۱] مقدار پارامتر خمش را برابر ۱ بدست می دهد که با مقدار گزارش شده توسط آمانو [۴۲] تفاوت دارد. این تفاوت می تواند ناشی از شرایط رشد متفاوت نمونه های آنها باشد که می تواند بر عوامل زیادی از جمله میدان پیزوالکتریک و کشش ناهمگون لایه ها تاثیر بگذارد.

یوشیموتو [۴۳] تأثیر شرایط متفاوت رشد را بر روی تراکم حاملها مطالعه کرده است. نتایج حاکی از آن است که با افزایش دما از ۵۰۰ تا ۹۰۰ درجه کلونین برای ساختار  $In_{0.2}Ga_{0.8}N$  رشد یافته بر روی sapphire، تراکم حاملها از  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  به  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  کاهش می یابد. او این روند را برای رشد بر روی زیر لایه ZnO نیز بدست آورده است. ناکامورا و موکایی [۴۴] مشاهده کرده اند که کیفیت فیلم InGaN با رشد بر روی فیلم GaN با کیفیت بسیار بالا، بهبود می یابد.

## ۲-۵- تغییرات گاف نواری نیمرساناها با دما

گاف انرژی در نیمرساناها با فشار و دما تغییر می کند که باعث تغییر خواص نوری مواد می شود. پهن شدگی انرژی در بلورها تابعی از فواصل بین اتمی هستند، در نتیجه وقتی که دما و یا فشار تغییر کند، فواصل بین اتمی و در نتیجه  $E_g$  نیز تغییر می کند.

$$E_g = E_g^0 + \left(\frac{\partial E_g}{\partial P}\right)_T \Delta P + \left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right)_P \Delta T \quad (۲-۳)$$

با افزایش دما گاف انرژی کوچک شده و با افزایش فشار پهن تر می شود [۵۶]. این وابستگی دمایی از رابطه تجربی زیر که برای اولین بار توسط ورشنی ارائه شد پیروی می کند:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2 / (\beta + T) \quad (۲-۴)$$

که در آن  $E_g(T)$  گاف انرژی در دمای  $T$ ،  $E(0)$  گاف انرژی در دمای صفر کلون است و  $\alpha$  و  $\beta$  ثوابتی هستند که از انطباق مقادیر تجربی گاف انرژی در دماهای مختلف در رابطه بالا بدست می آیند.

با تغییر دما در یک نیمرسانا اثرات متعددی در شبکه بوجود می آید. دامنه نوسانات اتمها پیرامون مکان میانگینشان تغییر می یابد که به پراکندگی هر چه بیشتر الکترونها می انجامد. همچنین پتانسیل موضعی ناخالصیهای بخشنده و پذیرنده نیز با دما تغییر پیدا می کند هرچند انرژی یونش ناخالصیها نسبتاً ثابت می ماند.

## ۲-۶- رشد بلورهای نیمرسانای گروه III-N

برای بررسی و شناخت هر نیمرسانایی ابتدا لازم است آن را هرچه خالص تر تهیه کرد تا به دنبال آن بتوان به مقدار مورد نیاز به آن ناخالصی افزود. در این مورد بررسی شرایط رشد و کیفیت واقعی نمونه رشد یافته با انجام آزمایشهای ویژه تعیین می شود. از هنگام اختراع ترانزیستور در سال ۱۹۴۸ پیشرفت تکنولوژی قطعات حالت جامد نه تنها به توسعه مفاهیم قطعات الکترونیکی بلکه به بهبود مواد نیز منجر گردیده است. برای مثال توانایی کنونی در ساخت مدارهای مجتمع حاصل پیشرفت های علمی قابل ملاحظه در زمینه رشد سیلیسیم تک بلور در آغاز و میانه دهه ۱۹۵۰ بوده است.

یکی از مهمترین و متنوع ترین روشهای رشد بلور رشد یک لایه نازک بلورین بر روی پولکی از همان ماده به عنوان زیر لایه و یا از یک بلور با ساختار بلورین مشابه است. نشان دادن این لایه تک بلوری جهت دار بر روی زیر لایه، رشد روآراستی نامیده می شود. برای این منظور روشهای مختلفی وجود دارد که در ادامه ضمن معرفی زیر لایه های متداول در رشد بلورهای ترکیبات نیتروژندار به دو روش مرسوم تر MBE و MOCVD می پردازیم.

### ۲-۶-۱- زیر لایه های متداول در رشد بلورهای گروه III-N

نیمرساناهای گروه III-N بر روی زیر لایه های مختلفی از جمله SiC ، ZnO ، Si و Sapphire رشد داده می شوند که ما به دو مورد sapphire و SiC که به طور گسترده تری استفاده می شوند، اشاره می کنیم.

#### الف - زیر لایه Sapphire

Sapphire پرکاربردترین و متداولترین زیر لایه مورد استفاده برای رشد نیمرساناهای نیتروژندار است. عمده ترین ویژگی این ماده این است که کریستالهای بزرگ و با کیفیت بالا از این بلور با قیمت کم و به آسانی در دسترس می باشد. Sapphire یک بلور شفاف و پایدار در دماهای بالا است. برای رشد لایه های نازک بلورین از مواد نیتروژندار لازم است ناهمسانی ثابت شبکه بین لایه و زیر لایه حتی الامکان کوچک باشد. برای مثال ناهمسانی شبکه ورتسایت GaN و Sapphire حدود ۱۵٪ است که مقدار نسبتاً بزرگی است. به طور تجربی ثابت شده است [۲۶] که کیفیت بلور رشد یافته بر روی Sapphire با حضور یک لایه میانی (buffer layer) نظیر SiN بسیار افزایش می یابد.

#### ب - زیر لایه 6H-SiC

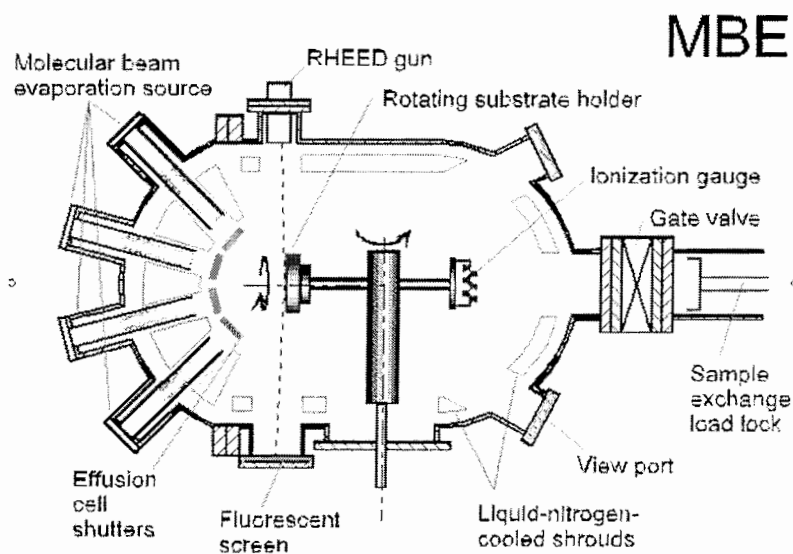
فعالیت های گسترده ای برای رشد مواد نیتروژندار بر روی 6H-SiC انجام شده است. SiC چند مزیت عمده بر Sapphire دارد. ناهمسانی شبکه اش با GaN فقط ۳/۱٪ و با AlN بسیار کوچک (۵/۸ درصد) است. همچنین زیر لایه های SiC با کیفیت خوب و به طور تجاری در دسترس هستند. در این مورد نیز

همانند زیر لایه Sapphire قبل از لایه گذاری نیترایدها بر روی زیرلایه SiC، انجام یکسری لایه گذاری های میانی از GaN و AlN که در دمای پایینی رشد می یابند به کیفیت بهتر لایه می انجامد.

## ۲-۶-۲- روش رشد روآراستی پرتو مولکولی (MBE)

روآراستی پرتو مولکولی یکی از مهمترین روشهای رشد است. با این شیوه می توان غالب نیمرساناها را رشد داد. در این روش کوره رشد بایستی تا خلاء بالایی ( $10^{-11}$  torr) از هر نوع گازی تخلیه شود و سپس عناصری که می خواهند لایه مورد نظر را تشکیل دهند به شکل اتمها و ملکولهای پیر انرژی در مسیرهای مستقیم به زیرلایه گرم برخورد کرده و در سطح زیرلایه بنشینند. شکل ۲-۶ طرحی از کوره رشد در روش MBE را نشان می دهد.

از آنجا که در این روش برهمکنش شیمیایی وجود ندارد در مقایسه با سایر روشها، روش ساده تر و قابل کنترل تری است و فقط بخاطر خلاء بالایی که لازم است در کوره ایجاد شود احتمال نشت گازهای ناخواسته در آن وجود دارد. برای رفع این مشکل معمولاً دیواره های کوره رشد را با نیتروژن مایع خنک می کنند. از خصوصیات این روش آن است که دمای رشد در گستره  $650^{\circ}\text{C}$  تا  $800^{\circ}\text{C}$  و نسبتاً پایین بوده و آهنگ رشد بطور متوسط در حدود  $1/5$  تک لایه در ثانیه است.

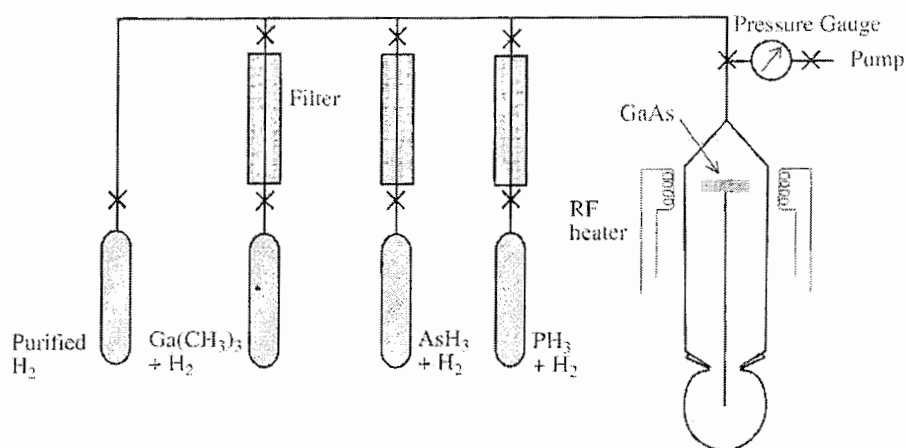


شکل ۲-۶- نمایشی از سطح مقطع یک سیستم MBE

لازم به توضیح است که روش MBE برای رشد قطعات با چاه (چاه های) کوانتومی با کیفیت بالا روشی قابل اطمینان است. این روش به علت سرعت رشد بسیار پایین آن کاربردهای صنعتی چندانی برای فراهم سازی قطعات با قیمت پایین ندارد. در بیشتر موارد ساخت قطعات الکتریکی - نوری روش مرسوم تر، رسوب گذاری بخار شیمیایی (MOCVD) است که شرح آن در ادامه آمده است.

### ۲-۶-۳- روش رشد رسوب گذاری بخار شیمیایی (MOCVD)

هر چند لایه نشانی در فازهای مختلفی از جمله جامد، مایع و گاز قابل انجام است اما در حالت کلی کنترل فرایند رشد در فاز گازی با کنترل جریان گاز ساده تر است و یک روش مناسب برای رشد نیم رساناهای ترکیبی، رشد به روش MOCVD می باشد. در این روش هیدراتهای گروه سوم جدول تناوبی با ترکیبات فلزات آلی به روی یک بلور پایه که در دمای حدود  $700^{\circ}\text{C}$  قرار دارد واکنش انجام می دهند. این روش در ساخت قطعاتی نظیر سلولهای خورشیدی، دیودهای نور گسیل و لیزرها نیز مورد استفاده قرار گرفته است. MOCVD در فشار  $0.1$  تا  $0.5$  اتمسفر انجام می شود، از این رو تغییر مخلوط گازها به سادگی انجام یافته و رشد چند لایه نازک را به روی یکدیگر امکان پذیر می سازد. شکل ۲-۷ طرح ساده ای از این روش را نشان می دهد.

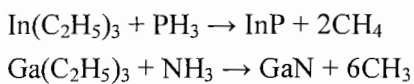


شکل ۲-۷- طرح ساده ای از روش رشد رسوب گذاری بخار شیمیایی (MOCVD) [۲۶]



مزیت های این روش عبارتند از: در این روش از ترکیبات مختلفی به عنوان مواد فعال کننده واکنشهای شیمیایی می توان استفاده کرد. همچنین برای رشد لایه های کوچکتر از میکرومتر با ترکیبات و ضخامت یکنواخت، مناسب می باشد. عموماً عمل رشد به وسیله مقادیر مشخصی از آلکیل‌های گروه سوم جدول مثل تری متیل گالیم  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$  و تری متیل ایندیم  $\text{In}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$  و هیدراتهای گروه پنجم مثل  $\text{AsH}_3$  و  $\text{PH}_3$  در داخل لوله واکنشی از جنس کوارتز انجام می شود. در داخل این لوله بلور پایه روی یک نگهدارنده کربنی قرار داده می شود. گرمای نگهدارنده به وسیله RF تامین می گردد. فرآیند رشد به صورت زیر است:

**الف)** مولکولهای گاز مربوط به آلکیل ها و هیدراتها در سطح مجاور ویفر که دمای آن حدود ۷۰۰ درجه می باشد، تجزیه شده و بنابراین تولید انواع مختلفی از عناصر گروه سوم و پنجم می کند که به آنها عناصر پایه ای گفته می شود. واکنش هایی از این قبیل در چند مورد به صورت زیر است:



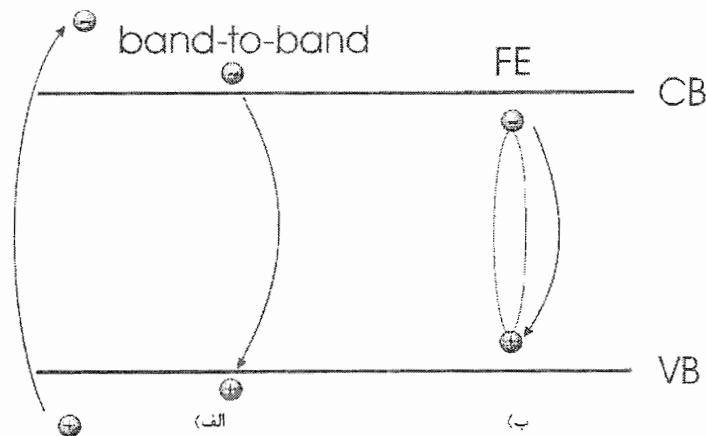
**ب)** این عناصر پایه ای در سطح داغ حرکت کرده تا در مکان مناسبی در بلور قرار گیرند و در این زمان رشد صورت گرفته است. هریک از مراحل بالا می تواند میزان رشد را محدود کند. بدین ترتیب سرعت رشد لایه به سادگی بوسیله مقدار ورود مواد قابل کنترل می باشد. فن آوری رشد MOCVD به عنوان یک تکنولوژی مهم در تولید تک لایه ها، پیوندهای غیر همگن و ساختارهای چاه کوانتومی با کنترل عالی ضخامت لایه و آلایش مطرح گردیده است.

## ۲-۷- انواع باز ترکیب ها در نیم رساناهای III-N

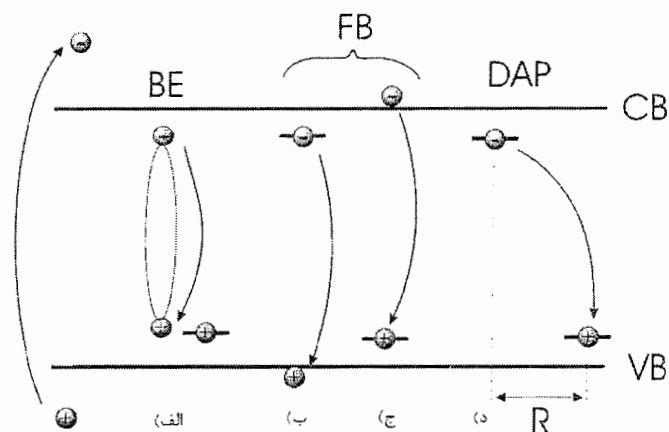
در این بخش به طور خلاصه فرایندهای باز ترکیب را که در نیم رساناهای با گاف نواری مستقیم روی می دهند معرفی می کنیم. باز ترکیب حامل ها در ماده به دو صورت انجام می گیرد: الف) باز ترکیب تابشی ب) باز ترکیب غیر تابشی

## ۲-۷-۱- باز ترکیب های تابشی

برای فراهم سازی شرایط باز ترکیب های تابشی لازم است در جمعیت الکترون های ماده وضعیت غیر تعادلی حاصل شود. برای رسیدن به این مقصود راهکارهای متنوعی وجود دارد، از آنجمله برانگیختگی الکترونها از طریق تابش فوتون ها، یا تابش باریکه ای از الکترون ها و یا تزریق حامل ها توسط منابع الکتریکی (باتری ها). گسیل های تابشی بدست آمده به ترتیب فوتولومینسانس، کاتدولومینسانس و الکترو لومینسانس نامیده می شوند. فرایندهای باز ترکیب تابشی به دو دسته فرایندهای ذاتی و غیر ذاتی دسته بندی می شوند. در فرایندهای ذاتی باز ترکیب تابشی در یک نیم رسانای خالص رخ می دهد. باز ترکیب های تابشی که منشا آنها حضور ناخالصی ها و دیگر ناکاملی ها در بلور هستند، فرایندهای غیر ذاتی گفته می شوند. شکل ۲-۸ طرح شماتیک دو گذار تابشی ذاتی وابسته به باز ترکیب نوار به نوار و باز ترکیب اکسیژتون آزاد (FE) و شکل ۲-۹ چند مورد از فرایندهای باز ترکیب تابشی غیر ذاتی را نشان می دهد که در دنباله به اختصار به بررسی هر کدام از این فرایندها می پردازیم.



شکل ۲-۸- طرح شماتیک دو گذار تابشی ذاتی (الف) باز ترکیب نوار به نوار و (ب) باز ترکیب اکسیژتون آزاد GaN/AlGaN [۵۱]

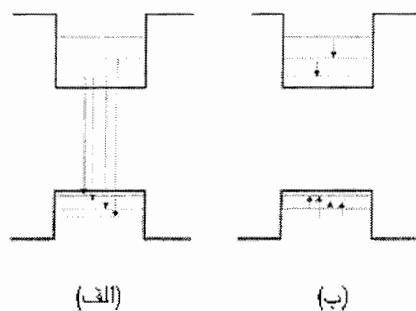


شکل ۲-۹ طرح شماتیک چند نمونه از فرآیندهای بازترکیب تابشی غیرذاتی (الف) GaN/AlGaN اکسیژن مقید شده (در اینجا اکسیژن مقید شده به پذیرنده ها) (ب) و (ج) بازترکیب حامل آزاد- حامل مقید (د) بازترکیب جفت دهنده و پذیرنده [۵۱]

### الف - بازترکیب های تابشی ذاتی

#### بازترکیب نوار به نوار

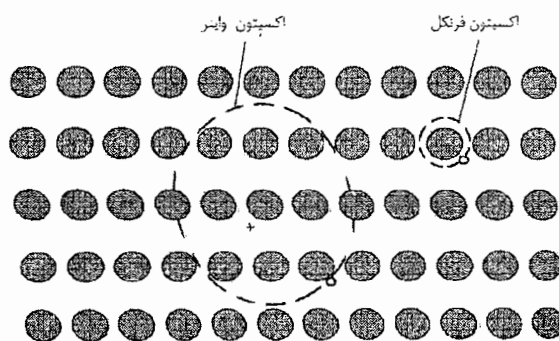
بازترکیبی که بین یک الکترون در نوار رسانش (C.B.) و یک حفره در نوار ظرفیت (V.B.) اتفاق می افتد بازترکیب نوار به نوار نامیده می شود شکل ۲-۱۰ (الف). فرایند بازترکیب نوار به نوار غالباً در دماهای بالا اتفاق می افتد. لازم به توجه است که بایستی بین گذارهایی که ما بین ترازهای دو نوار ظرفیت و رسانش در یک چاه کوانتومی (QW) اتفاق می افتد با گذارهایی که بین زیر ترازهای همان نوار (رسانش و یا ظرفیت) به تنهایی اتفاق می افتند، تمایز قائل شویم. شکل ۲-۱۰ (ب) این تمایز را نشان می دهد.



شکل ۲-۱۰ (الف) گذارهای ممکن (الف) بین دو تراز انرژی در نوارهای ظرفیت و رسانش چاه کوانتومی، (ب) بین زیرترازهای یک نوار (رسانش و یا ظرفیت) [۵۱]

## باز ترکیب اکسیتون آزاد

الکترون و حفره ای که از طریق برانگیختگی تولید شده اند به علت جاذبه کولنی بینشان می توانند یک حالت مقید ایجاد کنند. این حالت مقید به عنوان یک ماهیت جدید یا شبه ذره می تواند در نظر گرفته شود که از لحاظ الکتریکی خنثی است و به آن اکسیتون آزاد گفته می شود. معمولاً اکسیتونها را در دو حالت حدی گوناگون مورد بحث قرار می دهند: (الف) تقریب فرنکل که در آن اکسیتون کوچک و قویاً مقید است. (ب) تقریب مات و وانیر که در آن اکسیتون به طور ضعیف مقید و فاصله الکترون و حفره در مقایسه با ثابت شبکه بزرگ است و تابع موج الکترون و حفره بر روی نقاط شبکه زیادی پخش شده است [۴۷]. در اکسیتون قویاً مقید برانگیختگی به طور موضعی بر روی یک اتم یا نزدیک آن قرار دارد و معمولاً حفره بر روی همان اتمی است که الکترون قرار دارد ولی زوج الکترون - حفره می تواند در هر جایی در بلور قرار گیرد. در جامدات با بستگی بین اتمی ضعیف، مثل هالیدهای قلیایی، اکسیتونها از نوع اکسیتون فرنکل هستند در حالیکه در مواد با بستگی بین اتمی قویتر مانند نیمرساناها، اکسیتونها از نوع وانیر هستند. در شکل ۲-۱۱ شکل شماتیک یک اکسیتون فرنکل و یک اکسیتون وانیر نشان داده شده است. در یک چاه کوانتومی بخاطر وجود اثر محدودیت، انرژی بستگی اکسیتون افزایش می یابد و این یعنی اینکه الکترون و حفره به یکدیگر نزدیکتر می شوند و در نتیجه برهمکنش کولنی بین آنها افزایش می یابد.



شکل ۲-۱۱ - طرح شماتیک یک اکسیتون فرنکل و یک اکسیتون موت - واینر [۶۰]

ماتیو و همکارانش [۴۸] یک روش تحلیلی نسبتاً ساده را برای محاسبه انرژی بستگی اکسیتون ها در داخل چاه کوانتومی بکار بردند و به مقدار زیر دست پیدا کردند:

$$E_n = \frac{\mu^*}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{1}{\left(n + \frac{\alpha - 3}{2}\right)^2} R_H \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (۶-۲)$$

که در آن  $R_H$  ثابت ریذبرگ ( $13.6 \text{ eV}$ ) و  $\mu^*$  جرم موثر کاهش یافته اکسیتون،  $\epsilon_r$  ثابت دی الکتریک استاتیکی نسبی ماده،  $\alpha$  بعد فضا (در حالت کپه ای برابر سه و در حالت چاه کوانتومی برابر ۲ است). به عنوان مثال انرژی بستگی اکسیتون در نیمرسانای  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$  در حدود  $3 \text{ meV}$  است در حالیکه انرژی بستگی اکسیتون برای چاه های کوانتومی نازک با پهنای  $50^\circ \text{ A}$  از جنس  $In_{0.53}Ga_{0.47}As / InP$  در حدود  $10 \text{ meV}$  می باشد [۴۸].

## ب - بازترکیبهای تابشی غیر ذاتی

### اکسیتون های جایگزیده

اکسیتون ها می توانند در حالت های جایگزیده ای که معمولاً به علت افت و خیزهای پتانسیل موجود در سطح مشترک ساختارهای ناهمگون به دام بیافتند و جایگزیده شوند و سپس بازترکیب تابشی کنند و به این دلیل این بازترکیب ها، بازترکیب اکسیتون جایگزیده نامیده می شود. ساختارهای ناهمگون گروه سه - نیترایدها حتی اگر با کیفیت خیلی بالا تولید شوند دارای اغتشاشات پتانسیل می باشند. منشأ این اغتشاشات پتانسیل ناخالصی ها و افت و خیزهای سطح نمونه و دررفتگی ها هستند.

### اکسیتون های مقید

وقتی که یک اکسیتون توسط یک نیروی کولنی به یک دهنده یا پذیرنده مقید می شود، به آن اکسیتون مقید گفته می شود (شکل ۲-۹). به طور ساده تر به اکسیتونی که به طور ضعیفی به یک ناخالصی مقید شده باشد اکسیتون مقید گفته می شود. انرژی فوتون گسیل شده از بازترکیب یک اکسیتون مقید به مقدار انرژی که برای جدا کردن اکسیتون مقید از قید ناخالصی لازم است از انرژی اکسیتون آزاد کمتر است. یک اکسیتون مقید می تواند از راههای مختلفی شکل گیرد به عنوان مثال، به

تله اندازی یک الکترون و یا حفره در یک مرکز ناخالصی؛ به تله اندازی مستقیم یک اکسیتون آزاد؛ برانگیختگی مستقیم یک اکسیتون مقید و ... حضور اکسیتون های مقید اولین بار به صورت نظری در سال ۱۹۵۸ پیش بینی شد [۴۹] و مدت کوتاهی پس از آن به صورت تجربی وجود آن ثابت شد. اکسیتون های مقید بسته به نوع ناخالصی به گروه های مختلفی تقسیم می شوند. از آنجمله اکسیتون های مقید به پذیرنده ها، دهنده ها و ناخالصی های ایزوالکترونیک.

### باز ترکیب حامل آزاد - حامل مقید

در محدوده دماهای پایین چون انرژی گرمایی لازم برای یونیده کردن حامل ها در دسترس نیست، حامل ها در مراکز ناخالصی جایگزیده می شوند. به طور کلی یک الکترون (حفره) مقید به دهنده (پذیرنده) می تواند با یک حفره (الکترون) در نوار ظرفیت (رسانش) باز ترکیب کند. به چنین باز ترکیبی "باز ترکیب حامل آزاد - حامل مقید" گفته می شود (شکل ۲-۹). هرگاه چگالی اتمهای ناخالصی افزایش یابد توابع موج آنها با یکدیگر همپوشانی کرده و ترازهای وابسته به آنها تشکیل نواری به نام نوار ناخالصی را می دهند. در صورتی که چگالی ناخالصی ها باز هم بیشتر افزایش داده شود، آنگاه نوار ناخالصی پهن تر شده به طوری که با نزدیکترین لبه نوار (نوار رسانش در مورد بخشنده ها و یا نوار ظرفیت در مورد پذیرنده ها) همپوشانی کرده و در نتیجه حامل ها رفتاری آزاد گونه خواهند داشت. این اثر به "گذار موت" معروف می باشد.

### باز ترکیب جفت دهنده و پذیرنده

در نیمرساناها ممکن است هم اتمهای بخشنده و هم اتمهای پذیرنده وجود داشته باشند. در این موارد باز ترکیب نوری ممکن است بین الکترون بخشنده ها و حفره پذیرنده ها اتفاق بیفتد. هر دوی این ناخالصی ها قبل از باز ترکیب خنثی هستند ولی بعد از باز ترکیب باردار می شوند، بدین معنی که بخشنده ها بار مثبت و پذیرنده ها بار منفی پیدا می کنند، لذا بعد از باز ترکیب یک برهمکنش کولنی بین آنها به وجود می آید. به هنگام باز ترکیب، این انرژی کولنی اضافی به انرژی تابشی اضافه می شود.

بدین ترتیب انرژی گذار  $E(R)$  به فاصله بین اتمهای بخشنده و پذیرنده ( $R$ ) بستگی دارد و می توان آن را از طریق زیر بدست آورد:

$$E(R) = E_g - E_d - E_a + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r R} + W(R) \quad (7-2)$$

که در آن  $E_g$  انرژی گاف نواری،  $E_d$  و  $E_a$  بترتیب انرژی بستگی اتمهای بخشنده و پذیرنده و جمله چهارم در سمت راست توصیف کننده برهم کنش کولنی بین بخشنده ها و پذیرنده های یونیده شده بعد از بازترکیب می باشد.  $W(R)$  شامل تصحیحات در انرژی بازترکیب تابشی، از قبیل برهمکنش دوقطبی - دوقطبی می باشد [۵۰].

## ۲-۷-۲- بازترکیب های غیر تابشی

الکترون های برانگیخته شده ممکن است علاوه بر بازترکیب تابشی از طریق بازترکیب غیرنوری نیز واهلش نمایند. در این شرایط انرژی اضافی از راههای دیگری غیر از گسیل آزاد شده و به صورت انرژی گرمایی از دست خواهد رفت. مهمترین پدیده های غیرتابشی عبارتند از: بازترکیب اوژه، بازترکیب بر اثر حضور ناراستیها<sup>۱</sup> و دررفتگیها<sup>۲</sup>. در ادامه به معرفی این فرایندها می پردازیم.

### الف - بازترکیب اوژه

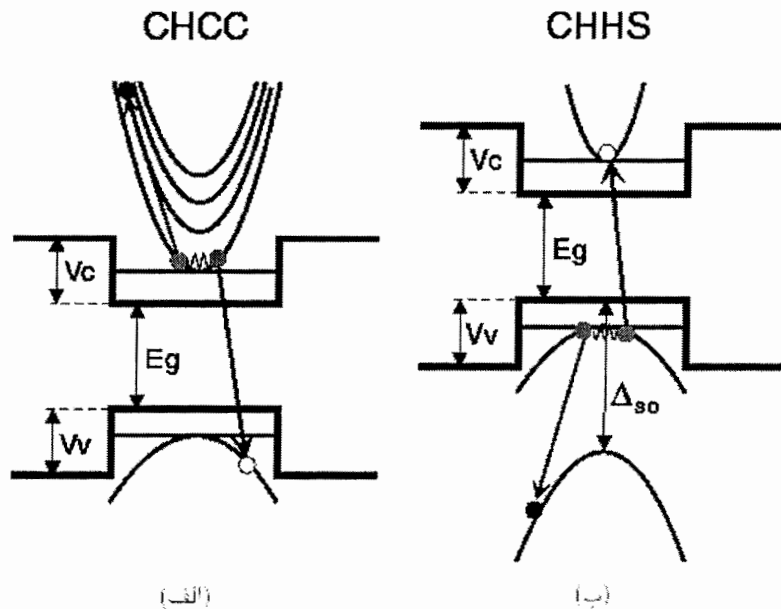
وقتی یک الکترون و یک حفره با هم بازترکیب انجام می دهند، انرژی حاصل ممکن است به حفره و یا الکترون دیگری منتقل شده و آن را به انرژی بالاتری ببرد. این فرایند بازترکیب اوژه گفته می شود. حاملهای داغ (پر انرژی) ایجاد شده انرژی خود را تحت یک تابش به فونون های موجود در شبکه می دهند و حاملهای سرد شده، تحت یک بازترکیب دیگر، یک نور ضعیف در بالای گاف نواری ایجاد می کنند.

در حالت کلی دو نوع بازترکیب اوژه وجود دارد:

<sup>1</sup> Defects  
<sup>2</sup> Dislocations

i) CHCC که یک الکترون در نوار رسانش با یک حفره بازترکیب انجام داده و انرژی اضافی به الکترون دیگری در نوار رسانش داده می شود (شکل ۲-۱۲-الف).

ii) CHHS یک الکترون در نوار رسانش با یک حفره بازترکیب انجام داده و انرژی اضافی به یک حفره در نوار ظرفیت داده می شود. (شکل ۲-۱۲-ب)



شکل ۲-۱۲-انواع بازترکیب اوزنه در یک چاه کوانتومی (به متن مراجعه شود).

بطور کلی احتمال وقوع بازترکیب اوزنه ( $W$ ) با توان سوم حاملها متناسب است:

$$W = Cn^3 \quad (۸-۲)$$

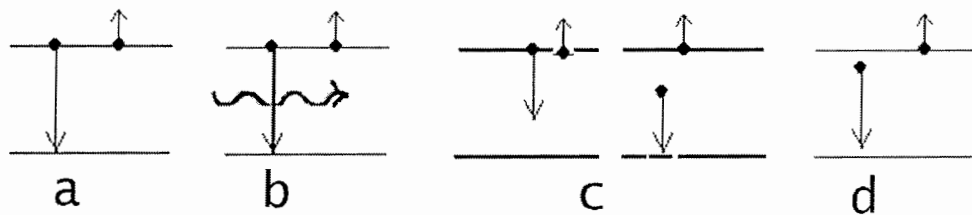
که  $C$  ضریب اوزنه نامیده می شود. بازترکیب اوزنه به طور مؤثری در چگالی بالای حاملها، طول عمر حاملها را کاهش می دهد. در نتیجه این فرایند در نیمرساناهای بسیار آلاینده و لیزرهای با جریان بالا اهمیت زیادی دارد. آهنگ بازترکیب اوزنه با افزایش دما ( $T$ ) و کاهش گاف نواری ( $E_g$ ) بطور نمایی افزایش پیدا می کند [۵۱].

$$W_{Ar} = \frac{e^4 m_c^* (k_B T)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{m_c^*}{m} + \mu\right)}{4\pi^2 \epsilon^2 \hbar^3 (1 + \mu)^{\frac{1}{2}} E_g^{\frac{3}{2}}} \exp\left\{-\frac{(1 + \mu)E_g}{k_B T}\right\} \quad (۹-۲)$$



به طوری که  $\mu = \frac{m_c^*}{m_v^*}$  و در آن  $m_c^*$  و  $m_v^*$  بترتیب جرم موثر الکترون و حفره در نوار رسانش و ظرفیت می باشد.

علاوه بر بازترکیب مستقیم الکترونها و حفره های نواری، بازترکیب ممکن است به طور غیرمستقیم از طریق فونونها، همچنین ناراستیها و دررفتگی ها نیز انجام شود. این فرایندها در شکل ۲-۱۳ نشان داده شده اند.



شکل ۲-۱۳- انواع بازترکیب اوزة (a) مستقیم، (b) وابسته به فونون، (c) وابسته به ناراستی و (d) وابسته به ناخالصی های بخشنده و پذیرنده.

با در نظر گرفتن فرایندهای بازترکیبی تابشی و غیرتابشی انتظار می رود در یک قطعه اپتوالکترونیکی جریان الکتریکی ورودی به دو مؤلفه وابسته به بازترکیب های تابشی ( $J_{rad}$ ) و غیر تابشی ( $J_{nr}$ ) تقسیم گردد:

$$J = J_{rad} + J_{nr} \quad (۲-۱۰)$$

بنابراین جریان آستانه کل لیزر را می توان توسط معادله

$$J_{th} = ed_{las} (An_{th} + Bn_{th}^2 + Cn_{th}^3) \quad (۲-۱۱)$$

بیان کرد که در آن  $d_{las}$  عرض ناحیه فعال لیزر، A ضریب بازترکیب تک ذره ای (وابسته به بازترکیب های غیر تابشی دررفتگی هاست که با تراکم آنها متناسب است)، B ضریب بازترکیب دو ذره ای (وابسته به بازترکیب های تابشی) و C ضریب اوزة است. از مقایسه معادلات (۲-۱۰) و (۲-۱۱) ملاحظه می شود که جملات اول و سوم در معادله (۲-۱۱) وابسته به جریان  $J_{nr}$  هستند.

## ب - باز ترکیب ناشی از ناراستی ها و دررفتگی های بلوری

در نیمرساناهای واقعی وجود در رفتگی ها و نا آراستی ها باعث تشکیل ترازهای انرژی در گاف نواری می شود. وقتی حاملها در نوارهای انرژی مجاز در حرکت اند ممکن است در ترازهای وابسته به دررفتگی ها به دام بیفتند. غالباً این باز ترکیبها غیرتابشی بوده و با گسیل نور همراه نیستند. یک حالت انرژی خالی با سطح مقطع  $\sigma_e$  می تواند الکترونها را به دام اندازد. اگر  $v_{th}$  سرعت الکترون و  $n$  تراکم الکترونها باشد، آهنگ به دام اندازی از رابطه زیر به دست می آید [۵۱]:

$$r_n^c = N_t(1 - f(E_t))\sigma_e v_{th} n \quad (۱۲-۲)$$

که در آن  $f(E_t)$  احتمال اشغال تراز تله های با انرژی  $E_t$  است. این الکترون به دام افتاده در داخل دررفتگی می تواند با آهنگ  $P_n$  از هر تله ای گسیل شود. آهنگ گسیل عبارت خواهد بود از:

$$r_n^e = N_t f(E_t) P_n \quad (۱۳-۲)$$

به طور مشابه هرگاه الکترونی در پیوند با یک دررفتگی به دام بیفتد، این تله می تواند حفره ای را نیز به دام ببندد و یا گسیل کند:

$$r_p^c = N_t(1 - f(E_t))\sigma_h v_{th} p \quad (۱۴-۲)$$

$$r_p^e = N_t(1 - f(E_t))P_p$$

از آنجا که:

$$n = n_0 \exp\left(\frac{E_F - E_{F_i}}{k_B T}\right) \quad (۱۵-۲)$$

$$f(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_{F_i}}{k_B T}\right)} \quad \text{و (۱۶-۲)}$$

برای آهنگ تغییر چگالی الکترونها و حفره ها می توان نوشت:

$$\frac{-dn}{dt} = r_n^c - r_n^e = \frac{-dp}{dt} = r_p^c - r_p^e \quad (۱۷-۲)$$

با تعریف طول عمر باز ترکیب به صورت زیر داریم:

$$\tau_n = \frac{1}{N_t v_{th} \sigma_n} \quad \text{و} \quad \tau_p = \frac{1}{N_t v_{th} \sigma_p} \quad (۱۸-۲)$$

حال با استفاده از روابط فوق و این تقریب که  $\tau_{nr} = \tau_n = \tau_p$  خواهیم داشت:

$$R_l = \frac{-dn}{dt} = \frac{np}{\tau_{nr}(n+p)} \quad (۱۹-۲)$$

کمیت  $\tau_{nr}$  به چگالی دررفتگی ها، سطح مقطع وابسته به دررفتگی ها و سرعت گرمایی حامل ها وابسته است.

## فصل سوم

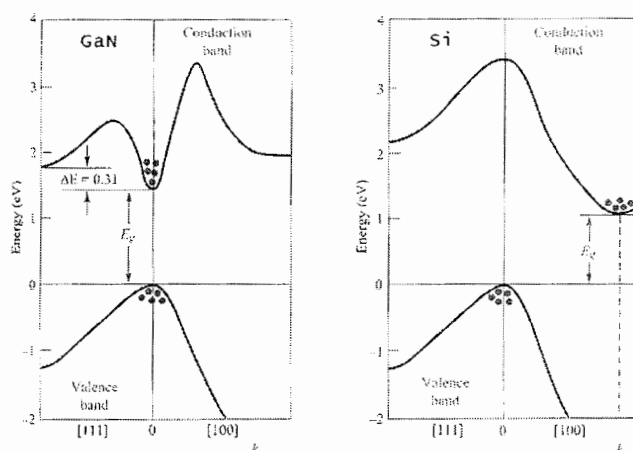
### کلیاتی در مورد لیزرهای نیمرسانا

- نظریه لیزرهای نیمرسانا و عملگری آنها
  - جذب
  - گسیل خودبخودی
  - گسیل القایی
- بهره، تلفات، ضریب محدودیت نوری و شرایط عمل لیزر
- شرط شفافیت
- بهره دیفرانسیلی، بازده کوانتومی داخلی و خارجی و توان خروجی لیزر
- وابستگی دمایی جریان آستانه

### ۳-۱ مقدمه

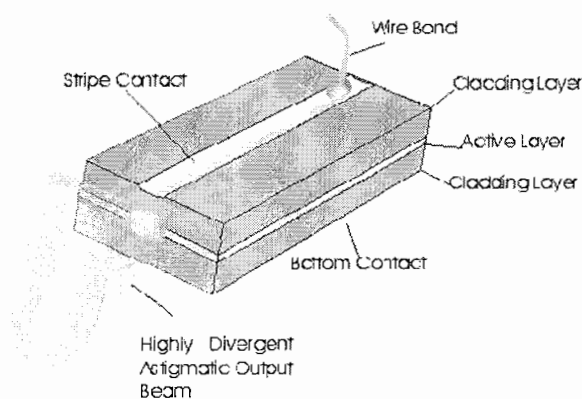
در این فصل به نحوه عملگری لیزر و پارامترهای موثر در آن می پردازیم. نور حاصل از دیودهای گسیل کننده نور (LED) یکی از منابع مهم اپتیکی بوده که در بسیاری از کاربردهای علمی مانند ارتباطات اپتیکی مورد استفاده قرار می گیرد. یک مشکل عمده LED ها، گسترده بودن طیف نور گسیل شده از آنهاست. دیود لیزری قادر است به کمک خواص ویژه کاواک اپتیکی و گسیل القایی این تنگنا را برطرف سازد. پرتوهای لیزر بخاطر خاصیت همدوسی و همسویی فوتونهای گسیلی از شدتی خیلی بزرگتر از شدت دیگر چشمه های نوری در اطراف ما می باشد.

لیزرها قطعاتی با اتصال p-n در شرایط بایاس مستقیم هستند. واژه لیزر برگرفته از معنای "تقویت کننده نور در گسیل تابش القایی" است. اساس عملگری لیزر مبتنی بر روی خواص اپتیکی و الکتریکی اتصال p-n و ماده نیمرسانا بوده و حاصل آن انتشار نور همدوس در فرایند گسیل القایی است. معمولاً نیمرساناهای به کار گرفته شده به عنوان ماده ناحیه فعال لیزری دارای گاف نواری مستقیم هستند. نیمرسانای مستقیم به موادی گفته می شود که در آن گذار از نوار رسانش به ظرفیت و بالعکس نیازی به تغییر تکانه الکترون ندارد. بعنوان مثال شکل ۳-۱ ساختار نواری GaN با گاف نواری مستقیم و Si با گاف نواری غیرمستقیم را نشان می دهد. در ساختارهای ناهمگون طول موج گسیلی لیزر به نوع ماده نیمرسانا در ناحیه فعال بستگی دارد. غالباً ترکیبات III-N برای دستیابی به طول موجهای نور مرئی مورد استفاده قرار می گیرند.



شکل ۳-۱- ساختار نواری GaN با گاف مستقیم و Si با گاف غیرمستقیم [۵۲]

اولین لیزر نیمرسانای پالسی، در دمای اتاق در سال ۱۹۶۲ با ساختار ناهمگون دو گانه (DH) از مواد AlGaAs/GaAs ساخته شد [۶۲]. اگر چه نخستین لیزر نیمرسانای پیوسته (CW) با ناخالصی زیاد در اتصال p-n با حفره اپتیکی فابری-پرو ساخته شد اما این طراحی دارای بازدهی کمتر نسبت به لیزر DH و لیزر MQW است. علت این موضوع می تواند ناشی از آن باشد که در ساختار همگون یک ناحیه فعال مشخص برای بازترکیب وجود ندارد و حاملها بسادگی قبل از آنکه با یکدیگر بازترکیب شوند پخش شده و در نتیجه به یک جریان آستانه بالا برای دستیابی به تابش القایی و عمل لیزر احتیاج است. جریان آستانه از طریق طراحی لیزر با ساختار DH کاهش می یابد. یک طرح شماتیک از لیزر با ساختار DH در شکل ۳-۲ نشان داده شده است.



شکل ۳-۲- طرح شماتیک برای یک لیزر با ساختار ناهمگون دوگانه (DH).

یک ساختار DH شامل ماده ای با گاف نواری باریک است که بین دو ماده با گاف های نواری پهن تر قرار می گیرد. این یک ساختار بهبود یافته برای بازترکیب حاملهاست؛ زیرا نه تنها احتمال حضور حاملهای تزریقی در ماده میانی افزایش می یابد، بلکه می توان با تغییر پهنای آن در حد مقادیری که به چاه کوانتومی منجر شود می توان انرژی فوتونهای گذار تابشی را کنترل کرد. همچنین از آنجا که در ساختار DH لایه ی با گاف نواری پهنتر دارای ضریب شکست اپتیکی کمتری است و لایه با گاف نواری کوچکتر از ضریب شکست بزرگتری برخوردار است، لذا این سیستم نظیر یک موجبر نوری عمل کرده و نور لیزر در ناحیه میانی (ناحیه فعال لیزری) محبوس می گردد. علاوه بر این حضور ماده با گاف نواری پهنتر باعث می شود که از پخش جریان لبریز جلوگیری کند.

مزیت ساختار ناهمگون با چاههای کوانتومی چندگانه (MQW) محدودیت بیشتر برای حاملهاست. در یک لیزر MQW حاملها در مجموعه ای از چاههای کوانتومی باریک محدود می شوند.

ما در اینجا چند تفاوت لیزرهای DH و MQW را با دیگر لیزرها بررسی می کنیم:

۱- لیزرهای DH و MQW به ازای تراکم پایینی از حاملهای تزریقی، بهره ی بالایی بدست می دهد.

۲- این لیزرها بهره دیفرانسیلی (بخش ۳-۶) بالایی بدست می دهد. این می تواند به معنی سرعت بالا برای عملگری لیزر در کاربردهای انتقال اطلاعات باشد.

۳- طیف بهره در این لیزرها بسیار باریک است.

۴- در این لیزرها اتلاف ناشی از بازترکیبهای غیرتابشی کمتر است.

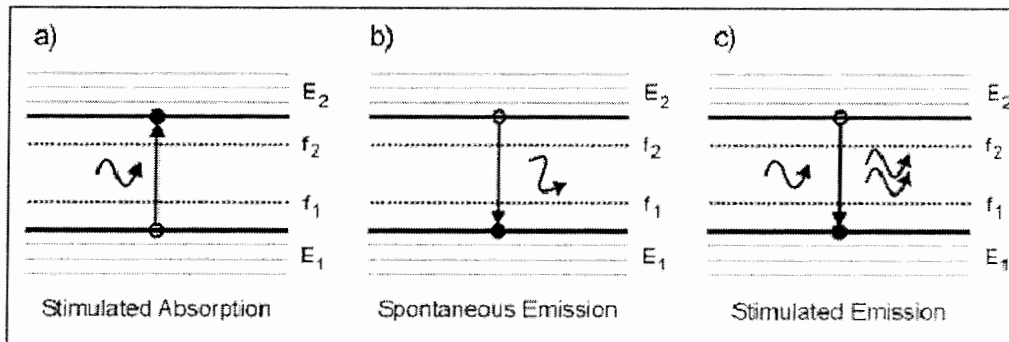
اولین لیزر تک چاه کوانتومی با ناحیه فعال InGaN آبی در سال ۱۹۹۴ بوسیله ناکامورا [۵۳]

گزارش شد. توان خروجی این قطعه به ازای جریان مستقیم ۲۰ میلی آمپر، ۵/۸ میلی وات و بازده کوانتومی خارجی آن ۹/۲ درصد در دمای اتاق بود.

### ۳-۲- نظریه لیزرهای نیمرسانا و عملگری آنها

اساس عملگری لیزرهای نیمرسانا همانند دیگر قطعات لیزری مبتنی بر سه نوع گذار اپتیکی است

که عبارتند از: جذب، گسیل خودبخودی و گسیل القایی. این فرایندها در شکل ۳-۳ نشان داده شده است و در ادامه به اختصار به هر کدام می پردازیم.



شکل ۳-۳- انواع فرایندهای موثر در ناحیه فعال لیزرهای نیمرسانا.

### ۳-۲-۱- جذب

فرض کنید که الکترون در تراز  $E_1$  قرار گرفته باشد. اگر این یک تراز پایه باشد، الکترون در این تراز باقی خواهد ماند. هرگاه نوری با فرکانس  $\nu = \frac{(E_2 - E_1)}{h}$  به ماده برخورد کند، احتمال معینی وجود دارد که الکترون به تراز  $E_2$  برود. به این فرایند جذب گفته می شود. آهنگ جذب در ماده نیمرسانا با رابطه زیر بیان می شود [۵۴]:

$$R_{abs} = B_{12} \cdot P_1 (1 - P_2) \rho(\hbar\omega) = N_1 \phi(\nu) B_{12} \quad (1-3)$$

که در آن  $P_1$  و  $P_2$  احتمال حضور الکترون در نوارهای رسانش (با انرژی  $E_2$ ) و ظرفیت (با انرژی  $E_1$ )،  $B_{12}$  ضریب اینشتین برای جذب از نوار ۱ به ۲ و  $\rho$  چگالی فوتونهای با انرژی  $\hbar\omega$  است. همچنین  $N_1$  تعداد حاملها در نوار ۱ و  $\phi(\nu)$  سطح مقطع جذب است که فقط تابعی از بسامد نور جذب شده است.

### ۳-۲-۲- گسیل خودبخودی

در یک نیمرسانا، دو تراز  $E_1$  و  $E_2$  را در نظر می گیریم، شکل ۳-۳ (b)، در صورتی که الکترون در تراز  $E_2$  باشد، از آنجا که  $E_2 > E_1$  است الکترون به فرو افتادن به تراز  $E_1$  گرایش دارد. در نتیجه اختلاف انرژی  $E_2 - E_1$  آزاد شده و به صورت نور گسیل می شود. این فرایند به گسیل خودبخودی موسوم بوده و طی آن انرژی فوتون گسیل شده از رابطه  $E_e - E_h = h\nu$  بدست می آید. این فرایند



غالب در شرایط پایین تر از آستانه عملگری لیزر اتفاق می افتد [۵۵]. آهنگ گسیل خودبخودی ( $R_{sp}$ ) به غلظت الکترونها و حفره ها وابسته است.

$$R_{sp} = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = Bnp \quad (۲-۳)$$

که  $n$  غلظت الکترونها،  $p$  غلظت حفره ها و  $B$  ضریب بازترکیب تک ذره ای<sup>۱</sup> می باشد. این رابطه را می توان به صورت زیر بر حسب تراکم حاملها در شرایط تعادلی ( $p_0, n_0$ ) نوشت:

$$R_{sp} = B(n_0 + p_0)\Delta n(t) \quad (۳-۳)$$

که در آن  $\Delta n(t)$  آهنگ تغییر تراکم الکترونهاست که به صورت نمایی با زمان که همان عمر مفید حاملهاست تغییر می کند:

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 e^{-B(n_0 + p_0)t} \quad \text{و} \quad \tau = \frac{1}{B(n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (۴-۳)$$

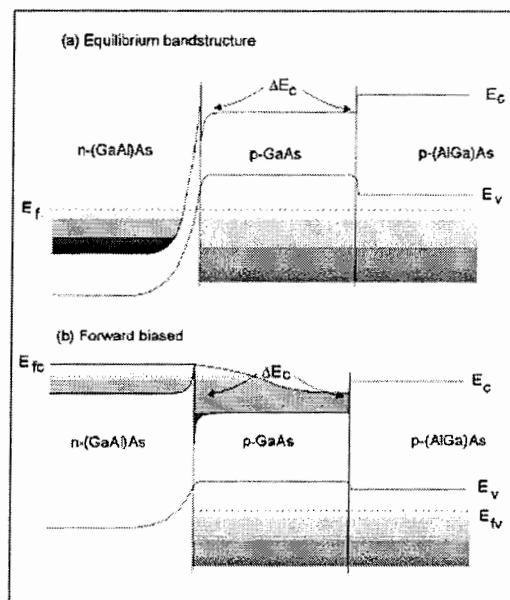
به طوری که  $\Delta n_0$  تراکم الکترونی اضافی در شرایط پایاست.

### ۳-۲-۳ گسیل القایی

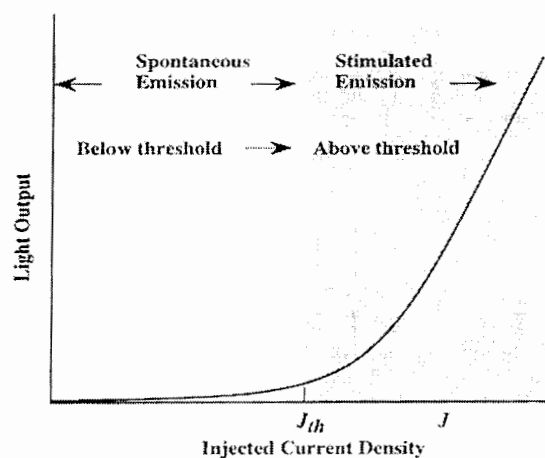
در صورتی که الکترون در ابتدا در تراز  $E_2$  باشد و نوری با فرکانس  $\nu$  بر آن فرود آید، احتمال معینی وجود دارد که این نور، الکترون را به گذار از تراز  $E_2$  به  $E_1$  وادارد. در این مورد اختلاف انرژی  $E_2 - E_1$  آزاد شده به صورت نور، به نور فرودی افزوده شود. این پدیده گسیل القایی نامیده می شود. ولی باید تفاوت اساسی بین گسیل خودبخودی و القایی را در نظر داشت؛ در مورد گسیل خودبخودی، رابطه فازی معینی بین نور گسیل شده از اتمهای متفاوت موجود در ناحیه فعال نیمرسانا وجود ندارد. همچنین نورهای گسیل شده می توانند به هر جهت گسیل شوند. در مورد گسیل القایی چون این فرایند با تحریک نور فرودی صورت می گیرد، گسیل هر اتم در نیمرسانا به صورت همفاز به نور فرودی افزوده می شود. علاوه بر این، نور فرودی جهت نور گسیل شده را تعیین می کند، شکل ۳-۳ (c). در قطعات لیزری با اتصال دو پایانه آن به جریان ورودی الکترونها از یک سمت به نوار رسانش و حفره ها از سمت دیگر به نوار ظرفیت تزریق شده و در ناحیه فعال با یکدیگر بازترکیب های خودبخودی انجام می

<sup>۱</sup> Bimolecular

دهند. با تقویت فوتونهای منتشر شده در راستای طولی لایه فعال از طریق بازتاب از صفحات بلوری انتهایی، این فوتونها در فرایندهای بازترکیب القایی شرکت کرده که نتیجه آن گسیل نور لیزر است. شکل ۳-۴ چگونگی تزریق حاملها به ناحیه فعال و همچنین تغییر در موقعیت نوارهای انرژی را در لیزر با ساختار ناهمگون  $GaAs/AlGaAs$  نشان می دهد [۵۵] و شکل ۳-۵ مشخصه نور خروجی لیزر بر حسب جریان ورودی (مشخصه  $L-I$ ) را برای یک لیزر نوعی نشان می دهد.



شکل ۳-۴ ترازهای انرژی در ناحیه فعال لیزر (a) در حالت تعادل (b) تحت جریان مستقیم [۵۵].



شکل ۳-۵- شدت نور خروجی لیزر بر حسب جریان ورودی در یک لیزر نیمرسانا، در بالاتر از آستانه عمل لیزر صورت می گیرد.

آهنگ گسیل القایی با رابطه زیر بیان می شود که در آن  $B_{21}$  ضریب اینشتین برای گذار از نوار رسانش به نوار ظرفیت است:

$$R_{st} = B_{21} \cdot \rho_1 \cdot (1 - \rho_2) \cdot \rho(\hbar\omega) \quad (5-3)$$

اینشتین نشان داد که هر سه فرایند جذب، گسیل خودبخودی و القایی که در یک نیمرسانا اتفاق می افتد به هم مربوط اند. در یک سیستم دو ترازه با انرژیهای  $E_1$  و  $E_2$  در شرایط تعادل گرمایی آهنگ گذار حاملها از تراز پایینی به تراز بالایی و بالعکس برابر است و نسبت جمعیت ( $N_1 / N_2$ ) ترازهای انرژی توسط آمار بولتزمن بیان می شود:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_{D1} \exp\left(\frac{-E_1}{kT}\right)}{g_{D2} \exp\left(\frac{-E_2}{kT}\right)} = \frac{g_{D1}}{g_{D2}} \exp\left(\frac{h\nu_{12}}{kT}\right) \quad (6-3)$$

که  $g_{D1}$  و  $g_{D2}$  تبهگنی ترازها ( مشابه چگالی حالت های  $N_v$  و  $N_c$  ) با انرژی های  $E_1$  و  $E_2$  هستند. همچنین  $\tau_{21} = A_{21}^{-1}$  به عنوان عمر مفید حاملها در نوار رسانش و ظرفیت قبل از وقوع گسیل خودبخودی تعریف می شود. با توجه به روابط (1-3) و (5-3) در حالت تعادل گرمایی داریم:

$$B_{12} = \left(\frac{g_{D2}}{g_{D1}}\right) B_{21} \quad (7-3)$$

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^3 \mu_r^3}{c^3} \quad (8-3)$$

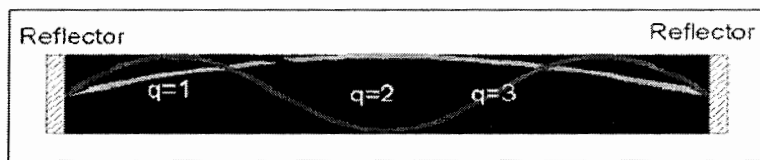
به طوری که  $\mu_r$  ضریب شکست نسبی محیط لیزری است. روابط (7-3) و (8-3) به روابط اینشتین موسوم هستند. هرگاه تبهگنی ترازها با هم برابر باشد، در این صورت  $B_{12} = B_{21}$  خواهد بود.

با توجه به رابطه (6-3) ملاحظه می شود که برای وقوع گسیل القایی،  $N_2$  باید از  $N_1$  بزرگتر باشد. این شرط یعنی  $N_2 > N_1$  را شرط وارونی جمعیت می نامند. با فرض  $\tau_r = \tau_{21}$  و  $A_{21} = \tau_r^{-1}$  خواهیم داشت:

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi\nu^3 \mu_r^3 \tau_r} \quad (9-3)$$

### ۳-۳- بهره، تلفات، ضریب محدودیت نوری و شرایط عمل لیزر

وارونی جمعیت ما را قادر به انجام عمل لیزر و بدست آوردن بهره اپتیکی در نیمرساناها می سازد. این وارونی جمعیت حاملها نتیجه جریان ورودی در شرایط بایاس مستقیم قطعه است. در ابتدای عمل لیزر، گسیل خودبخودی بیشتر از گسیل القایی است و نور حاصل از لیزر، شامل گسیل خودبخودی است که دارای طیف پهنی است. برای شروع عمل لیزر، یعنی تقویت فوتونهای همدوس که منظر با بهره لیزری است، بایستی بهره بزرگتر یا مساوی جذب اپتیکی باشد. چون عمل لیزر در داخل یک کاواک تشدید اپتیکی انجام می گیرد، چگالی مشخصی از فوتونهای با مدهای الکتریکی - مغناطیسی مشخص گسیل می شوند. برای تشدید مدهای خاص مورد نظر، از یک موجبر که به کمک دو لایه پوششی<sup>۱</sup> فراهم می شود استفاده می کنند. شکل ۳-۶ یک کاواک اپتیکی را نشان می دهد. سطوح بازتابنده در دو انتهای ناحیه فعال سبب می شوند که این ناحیه همانند یک کاواک اپتیکی تشدیدی عمل کند.



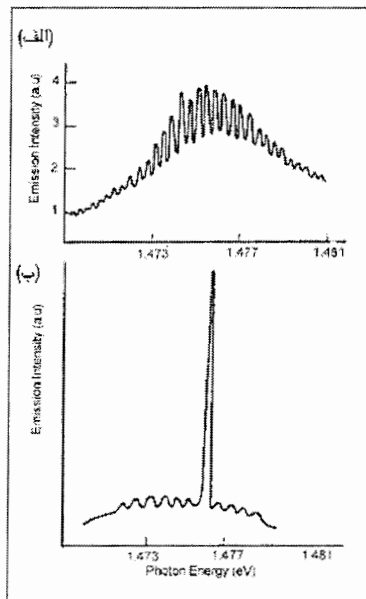
شکل ۳-۶- طرح شماتیک کاواک اپتیکی تشدیدی

در پایین تر از تزریق آستانه، گسیل خودبخودی غالب است اما در بالاتر از آن حفره یک مد خاص را تشدید کرده و عمل لیزر انجام می گیرد. همانطور که در شکل مشاهده می شود این کاواک اپتیکی طول موجهای وابسته به انرژی گسیل القایی مشخصی را تشدید می کند. انتظار می رود مدهای تشدیدی در داخل کاواکی به طول  $L$ ، مضرب صحیحی از نصف طول موج باشد:

$$L = \frac{n\lambda}{2} \quad (۳-۱۰)$$

بدین ترتیب فاصله بین مدهای تابشی به مقدار  $\Delta k = 2\pi/L$  خواهد بود. شکل ۳-۷ طیف گسیل خودبخودی و القایی را در یک کاواک مشدد فابری - پرو نشان می دهد.

<sup>۱</sup> Cladding layer



شکل ۳-۷- (الف) مدهای طیف گسیل خودبخودی در پایین تر از آستانه و (ب) در بالای آستانه که یک مد تشدید یافته است.

در پایین تر از تزریق آستانه تمامی مدها گسیل می شوند اما در بالاتر از آستانه تنها یک مد خاص تشدید شده که همان نور خروجی لیزر است.

بهره و جریان آستانه مهمترین و اساسی ترین پارامتر در طراحی لیزرها هستند. در پایین تر از بهره آستانه اتلاف بیشتر از بهره بوده و نور ایجاد شده در ناحیه فعال از طریق اتلاف در لیزر هدر می رود. اتلاف در داخل لیزر را می توان به عواملی همچون: ۱- اتلاف در کاواک (جذب نور در ماده فعال و لایه های جانبی)، ۲- اتلاف آینه ای (ناشی از پایین بودن ضریب بازتاب سطوح انتهایی که در حدود ۳۰٪ است) و ۳- اتلاف بر اثر پاشندگی (به علت ساختار ناهمگون لایه ها) نسبت داد. بهره آستانه برای شروع عمل لیزر را می توان به صورت زیر بیان کرد:

$$\Gamma \cdot g_{th} = \alpha_l + \left(\frac{1}{2L}\right) \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (3-11)$$

که در آن  $\Gamma$  ضریب محدودیت نوری است (توضیحات بیشتر در مورد آن در ادامه آمده است)،  $L$  طول ناحیه فعال، و  $R_1$  و  $R_2$  ضرایب بازتابندگی در دو انتهای کاواک می باشند. علاوه بر این  $\alpha_i$  موسوم به اتلاف داخلی است که از رابطه زیر به دست می آید [۲۶]:

$$\alpha_i = \Gamma \alpha_a + (1 - \Gamma) \alpha_{ud} \quad (12-3)$$

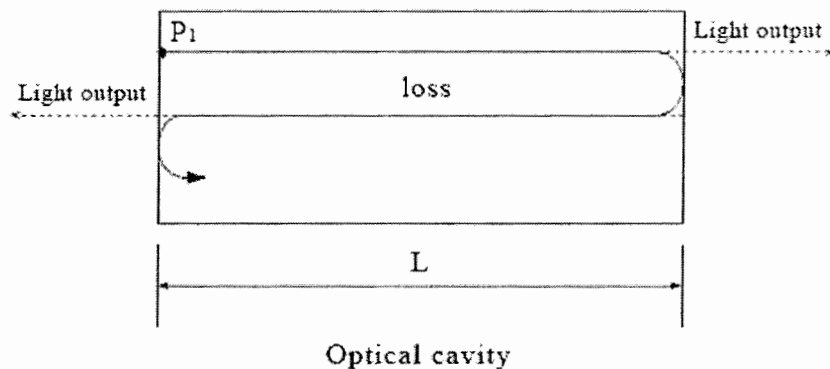
و در آن  $\alpha_a$  و  $\alpha_{ud}$  بترتیب ضرایب جذب نواحی فعال و لایه های مجاور است. با فرض یکی بودن ضرایب بازتاب و در نظر گرفتن  $\mu_r$  به عنوان ضریب شکست ماده فعال داریم:

$$R_1 = R_2 = R = \left( \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} \right)^2 \quad (13-3)$$

در این صورت معادله (۱۱-۳) به شکل زیر ساده می شود:

$$\Gamma \cdot g_{th} = \alpha_i + \left( \frac{1}{L} \right) \ln \left( \frac{1}{R} \right) \quad (14-3)$$

همانطور که در شکل ۳-۸ مشاهده می شود، نور ایجاد شده در داخل کاواک اپتیکی در نقطه ای با شدت  $P_1$ ، در طول کاواک حرکت کرده و با برخورد به سطح  $R_2$  کسری از آن از سطح نیمه آینه ای عبور کرده و مابقی به حرکت خود در داخل ماده فعال ادامه می دهد. عمل لیزر هنگامی اتفاق می افتد که در این رفت و برگشت ها تابش گسیل شده القایی بر گسیل خودبخود غالب شود. در این شرایط میزان بهره از جذب بیشتر شده و عمل لیزر آغاز می گردد.



شکل ۳-۸- طرح ساده ای از یک کاواک اپتیکی. این شکل نشانگر اتلاف شدت نور در داخل ماده فعال کاواک و همچنین بازتاب پاره ای از سطوح انتهایی را نشان می دهد.

ضریب محدودیت نوری که با  $\Gamma$  مشخص می شود، به صورت نسبت شدت نور در داخل ماده ناحیه فعال به کل شدت نور در داخل و خارج لایه فعال تعریف می شود. هرگاه  $\phi(y)$  تابع موج مدهای نوری در داخل کاواک باشد داریم:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} \phi^2(y) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(y) dy} \quad (15-3)$$

که در آن  $d$  ضخامت ناحیه فعال است و در مورد ساختاری با یک چاه کوانتومی این کمیت همان عرض چاه می باشد.

ضریب محدودیت  $\Gamma$  برای ساختارهای با چاه های کوانتومی چندگانه، که مورد توجه ما نیز در این پایان نامه می باشد، به صورت زیر تعریف می شود [۲۵]:

$$\Gamma = \frac{D^2}{2 + D^2} \cdot \frac{N_a d_a}{d} \quad (16-3)$$

به طوری که:

$$D = \frac{2\pi}{\lambda} (\mu_r^2 - \mu_c^2)^{1/2} d \quad (17-3)$$

و  $d$  (ضخامت متوسط ناحیه فعال) از رابطه:

$$d = N_a d_a + N_b d_b \quad (18-3)$$

و ضریب شکست متوسط وابسته به ناحیه فعال از رابطه:

$$\mu_r = \frac{N_a d_a \mu_a + N_b d_b \mu_b}{d} \quad (19-3)$$

بدست می آید. در این روابط  $N_b$  و  $N_a$  بترتیب تعداد چاه ها و سدهای کوانتومی،  $d_b$  و  $d_a$  ضخامت لایه های چاه و سد و  $\mu_a$  ،  $\mu_b$  ، و  $\mu_c$  بترتیب ضرایب شکست مربوط به لایه های چاه، سد و لایه مسدود کننده بوده و  $\lambda$  طول موج نور گسیلی است. با رفت و برگشت نور در بین این سطوح بهره افزایش یافته تا اینکه عمل لیزر شروع شود. رابطه (۳-۱۱) شرط آستانه برای آغاز عملگری لیزر را بیان می کند. مقدار تراکم حاملها ( $n$ ) که به ازای آن عمل لیزری انجام می گیرد بایستی به مقدار آستانه  $n_{th}$  که از رابطه زیر بدست می آید، برسد:

$$n_{th} = \frac{d_m}{d} \left\{ \frac{8\pi v^2 g_{th} \tau_r \Delta v \mu_r^2}{c^2} \right\} \quad (۳-۲۰)$$

که در ساختارهای ناهمگون  $d_m$  ضخامت بین لایه های پوششی (در ساختارهای همگون این کمیت پهنای منطقه ای است که توزیع نور در آن قرار می گیرد) و  $d$  ضخامت ناحیه فعال است. وارونی جمعیت آستانه را می توان برای وقوع عملگری لیزر به صورت زیر بیان کرد:

$$N_{th} = \frac{8 \cdot \pi \cdot v^2 \cdot g_{th} \cdot \tau_r \cdot \Delta v \cdot \mu_r^2}{c^2} \quad (۳-۲۱)$$

در این صورت با تعریف چگالی جریان آستانه به صورت زیر داریم:

$$J_{th} = \frac{e d n_{th}}{\tau_r} = e d R_{sp}(n_{th}) \quad (۳-۲۲)$$

که در آن  $R_{sp}$  آهنگ گسیل القایی بر واحد حجم و  $d$  ضخامت ناحیه فعال است. دیده می شود که برای بالا بردن بازدهی لیزر باید چگالی جریان آستانه کاهش یابد.



### ۳-۴- شرط شفافیت

در لیزرهای نیمرسانا، یک اثر جالب درست به هنگام شروع گسیل القایی به عنوان گسیل غالب اتفاق می افتد؛ و آن وقتی است که به ازای یک چگالی تزریق حامل معین ( $n_{nom}$ ) گسیل نور و جذب با هم برابر شده و بهره برابر صفر می شود. بنابراین، در این شرایط چنین به نظر می رسد که هر فوتون فرودی جذب نشده و از درون محیط می گذرد. به این مقدار از چگالی حامل تزریقی می توان جریانی را وابسته کرد که به آن جریان شفافیت گفته می شود:

$$J_{th}^o = \frac{edn_{nom}}{\tau_r} \quad (۳-۲۳)$$

به طوری که مقدار  $n_{nom}$  در حدود بزرگی  $n_{th}$  است. رابطه بین جریان آستانه و جریان شفافیت توسط معادله زیر بیان می شود:

$$J_{th} = \frac{\Gamma \cdot g_{th} + \alpha}{\alpha} J_{th}^o \quad (۳-۲۴)$$

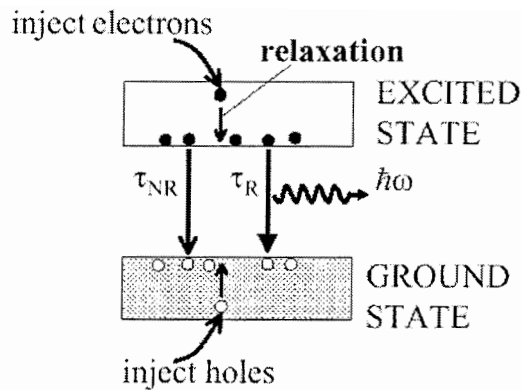
### ۳-۵- بهره دیفرانسیلی، بازده کوانتومی داخلی - خارجی، بازده دیفرانسیلی و قدرت خروجی

بهره دیفرانسیلی به صورت نسبت تغییرات بهره بر حاملهای تزریقی تعریف می شود:

$$\frac{dg}{dn} = \frac{g(E_m)}{n} = \frac{\alpha}{\Gamma \cdot n_{nom}} \quad (۳-۲۵)$$

بازده کوانتومی داخلی لیزر به صورت نسبت تابش فوتون از ناحیه فعال، به الکترونهای تزریقی به ناحیه فعال تعریف می شود. این کمیت تابعی از طول عمر حاملهای تابشی و غیر تابشی است شکل ۳-۹.

$$\eta_{int} = \frac{\tau_r^{-1}}{\tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}} \quad (۳-۲۶)$$



شکل ۳-۹- طرح شماتیکی از ناحیه فعال لیزر و زمانهای وابسته به طول عمرهای تابشی و غیرتابشی.

که در این رابطه آهنگ بازترکیب تابشی با ضریب اینشتین بصورت  $\tau_r = A^{-1}$  و  $\tau_{nr}$  به تراکم دررفتگی ها، فونونهای ایجاد شده در بازترکیب اوزه، چگالی ناراستی ها و ... بستگی دارد. بازترکیبها در دررفتگی ها و یا در ناراستی ها بوسیله آهنگ بازترکیب (SRH)<sup>۱</sup> بیان می شوند:

$$\frac{1}{\tau_{nr}} = R_{sr} = s_r v_{th} N_T \frac{np - n_i^2}{n + p + 2n_i \cosh\left(\frac{E_T - E_{Fi}}{k_B T}\right)} \quad (۲۷-۳)$$

که  $N_T$  تراکم دررفتگی ها،  $v_{th}$  سرعت گرمایی حاملها و  $s_r$  سطح مقطع بر همکنش الکترون و یا حفره با دررفتگی می باشد.

در لیزرهای نیتروژندار، طول عمر بازترکیب تابشی بسیار کوچکتر از طول عمر بازترکیب غیر تابشی است بنابراین بیشتر حاملها قبل از اینکه در دررفتگی ها به دام بیفتند بازترکیب تابشی انجام داده و نور گسیل می کنند [۲۵].

بازده کوانتومی خارجی یک لیزر به صورت نسبت تعداد فوتونهای گسیل شده به فضای آزاد در واحد زمان بر تعداد الکترونها تزریقی به قطعه لیزری در واحد زمان تعریف می شود. با استفاده از روابط فوق داریم:

$$\eta_{ext} = \frac{P/h\nu}{I/q} \quad (۲۸-۳)$$

<sup>۱</sup> Shockley-Read-Hall

و سرانجام یک پارامتر مهم دیگر لیزر که قدرت خروجی لیزر می باشد توسط رابطه زیر داده می شود:

$$P_{out} = A(J - J_{th}) \left( \frac{\eta_{int} h\nu}{q} \right) \left\{ \frac{(1/L) \ln(1/R)}{\alpha_i + (1/L) \ln(1/R)} \right\} \quad (29-3)$$

به طوری که در این رابطه A سطح اتصال نوار فلزی فوقانی لیزر، q مقدار بار حاملها و J چگالی جریان عملگری لیزر است.

### ۳-۶- وابستگی دمایی جریان آستانه

با افزایش دما در لیزر نیمرسانا، جریان آستانه افزایش یافته و شدت نور خروجی لیزر در یک تزریق ثابت از حاملها کاهش می یابد که این رفتار سه دلیل عمده می تواند داشته باشد:

۱- افزایش دما باعث بالا رفتن ترازهای شبه فرمی در داخل ناحیه فعال لیزر می شود در نتیجه برای دستیابی به شرط وارونی جمعیت به تزریق حاملهای بیشتری نیاز است که این خود منجر به افزایش جریان آستانه می شود.

۲- افزایش دما باعث پخش شدن توزیع الکترونها و حفره ها به انرژی های بالاتر می شود و در نتیجه کسر بیشتری از حاملهای تزریقی می توانند از ناحیه فعال لیزر، لبریز شوند. این افزایش در جریان لبریز باعث افزایش جریان آستانه می گردد.

۳- فرایند اوژه با افزایش دما به صورت نمایی افزایش می یابد (رابطه ۲-۸). افزایش جریان اوژه (که یک جریان غیرتابشی است) به کاهش جریان های تابشی و افزایش جریان آستانه لیزر می انجامد. سه اثر ذکر شده را می توان توسط رابطه زیر بیان کرد:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (30-3)$$

که در آن  $I_0$  جریان آستانه در دمای صفر کلوین و  $T_0$  دمای مشخصه لیزر می باشد و برای نیمرساناهای مختلف مقادیر متفاوتی دارد و نشانگر اثر کلی عوامل تاثیر گذار بر فرایندهای ناخواسته مذکور می باشد. همچنین همان گونه که از رابطه (۳۰-۳) پیداست هر چه  $T_0$  بزرگتر باشد جریان آستانه لیزر با افزایش دما، تغییرات کمتری خواهد داشت.

## فصل چهارم

### انواع ساختارهای لیزری نیمرسانا

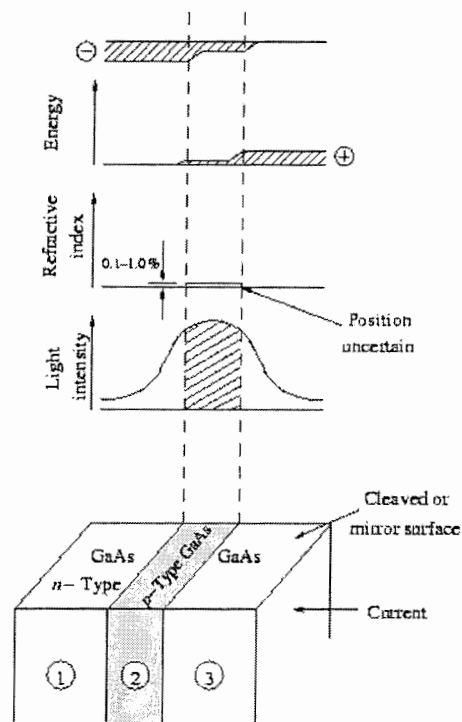
- لیزرهای با پیوندگاه همگون ( Homojunction )
- لیزرهای با ساختار ناهمگون یگانه (Single Heterostructure)
- لیزرهای با ساختار ناهمگون دوگانه (Double Heterostructure)
- لیزرهای با ساختار چاه های کوانتومی ( Quantum Well )
- لیزرهای با ساختار ابر شبکه ای ( Superlattices )
- لیزرهای با ساختار سیم و نقطه کوانتومی

تاکنون برای بهبود عملکرد لیزرهای نیمرسانا، (جریان آستانه پایین و هر چه کمتر بودن وابستگی دمایی آن)، ساخت آسانتر و با صرفه تر قطعات لیزری و همچنین دستیابی به طول موجهای تکفام مختلف تلاشهای گسترده ای به ویژه در طی چندین سال اخیر انجام گرفته است. در این فصل به معرفی انواع ساختارهای لیزری نیمرسانا و بیان مزیت‌های هر کدام از ساختارها خواهیم پرداخت.

#### ۴-۱- لیزرهای با پیوندگاه همگون (Homojunction)

لیزرهای با پیوندگاه همگون همان طور که در شکل ۴-۱ مشاهده می شود از اتصال یک ماده نیمرسانا با دو نوع ناخالصی (نوع - p و نوع - n) ساخته می شود. مقاومت الکتریکی ناحیه اتصال p-n به قدری زیاد است که حاملها در این ناحیه با یکدیگر بازترکیب انجام می دهند. در شرایط جریان ورودی مستقیم، نور لیزر از صفحات موازی تخت انتهایی گسیل می گردد. بقیه سطوح ناهموار هستند تا تابش لیزری در راستاهایی غیر از راستای اصلی حذف شوند. این گونه ساختارهای با کاواک فابری - پرو غالباً طولی در حدود ۳۰۰ میکرومتر دارند.

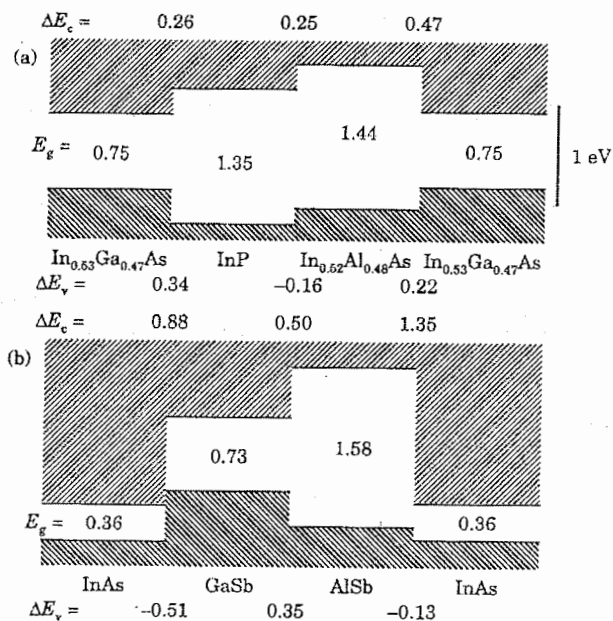
همانگونه که در شکل مشاهده می شود حاملها در این ساختار می توانند از ناحیه فعال، که در آنجا بازترکیب تابشی روی می دهند، دور شده و در فرایند بازترکیب شرکت نکنند. در نتیجه این ساختار از محدودیت حاملی بسیار کمی برخوردار بوده و جریان آستانه لیزر بالا و قطعه بازدهی کمی دارد.



شکل ۴-۱- ساختار یک لیزر با پیوند گاه همگون با کاواک فابری - پرو، ترازهای انرژی، ضریب شکست و نمودار شدت نور در ناحیه فعال و بیرون از آن.

#### ۴-۲- لیزرهای با ساختار ناهمگون یگانه (Single Hetrostructure)

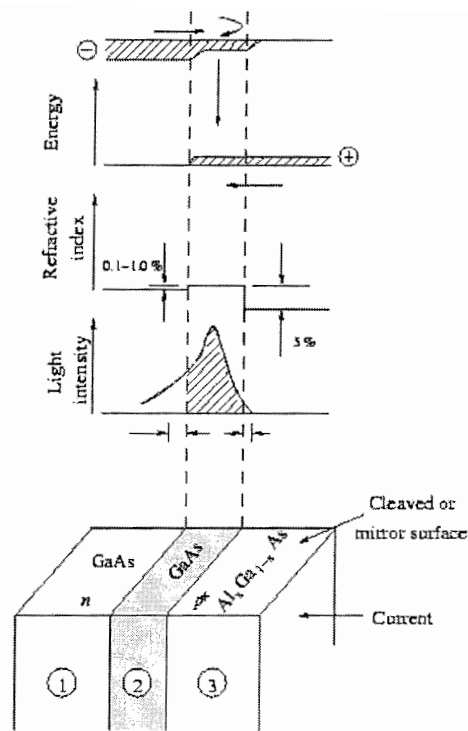
استفاده از ساختارهای ناهمگون که به قرار گیری دو نیمرسانا با گافهای نواری متفاوت و ثابتهای شبکه ای نزدیک به هم مربوط می شود، به منظور اصلاح رفتار الکترون ها و حفره ها از طریق مهندسی در ساختار نواری مواد به کار گرفته شده، می باشد. شکل ۴-۲ ترکیب بندی های مختلف این مهندسی را در مواد گوناگون نشان می دهد.



شکل ۴-۲- ساختار ناهمگون نوع I ( $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  و  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$  و  $\text{GaSb}/\text{AlSb}$ )، نوع II ( $\text{InP}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ) و نوع III ( $\text{AlSb}/\text{InAs}$  و  $\text{InP}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ) [۵۷].

با توجه به این شکل سه نوع اتصال قابل تشخیص می باشد. در اتصال نوع I نیمرسانایی با گاف نواری کوچکتر بین دو ماده با گاف های نواری بزرگتر ساندویچ شده است. در نوع II ترازهای نواری رسانش و ظرفیت در یک ماده کلاً نسبت به نواری متناظر در ماده دیگر به طرف بالا و یا پایین جابجا شده است و در نوع III گاف نواری دو نیمرسانا هیچ گونه همپوشی با یکدیگر ندارند. در بکار گیری ساختارهای ناهمگون در قطعات لیزری غالباً از پیوندهای نوع I و II استفاده می شود [۵۷].

شکل ۳-۴ طرحی نوعی از ساختار لیزر ناهمگون یگانه را با لایه های نیمرسانای  $\text{AlGaAs}$  و  $\text{GaAs}$  که یک ساختار ناهمگون یگانه را تشکیل می دهند نشان می دهد. همان گونه که مشاهده می شود با اتصال دو ماده با گاف های نواری مختلف و ثابتهای شبکه ای نزدیک به هم، ساختار ناهمگون بدست می آید. در این ساختار ماده  $\text{GaAs}$  نوع p با ضخامتی در حدود ۰/۱ تا ۰/۲ میکرون به عنوان ناحیه فعال لیزر مورد استفاده قرار می گیرد.



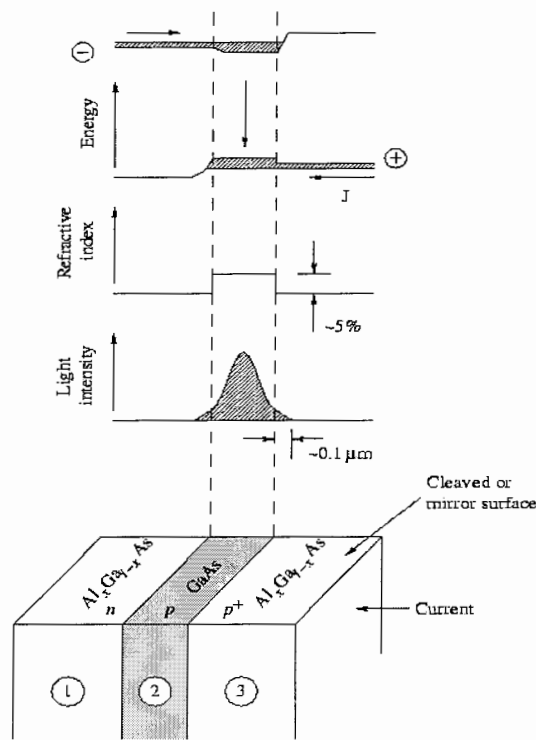
شکل ۳-۴- طرح ساده ای از یک ساختار لیزری ناهمگون و نمودار نوارهای انرژی، ضریب شکست و شدت نور خروجی

در این گونه لیزرها به دلیل اختلاف بین نوار انرژی دو ماده، محدودیت حاملها نسبت به ساختار همگون بیشتر بوده، همچنین به دلیل اختلاف بین ضرایب شکست دو ماده، محدودیت اپتیکی نیز زیادتر خواهد بود از این رو جریان آستانه لیزری در این قطعات نسبت به حالت همگون پایین تر است.

#### ۳-۴- لیزرهای با ساختار ناهمگون دوگانه (Double Heterostructure)

در اینگونه ساختارها، لایه ای از یک نیمرسانای با گاف نواری کوچکتر بین دو لایه از نیمرساناهای دیگر با گاف بزرگتر قرار می گیرد (شکل ۳-۴). در این قطعه ناحیه فعال که عمل تقویت نور در آنجا رخ می دهد شامل ماده GaAs نوع p است که بین دو نیمرسانای آلیاژی AlGaAs قرار گرفته است.





شکل ۴-۴- ساختار یک لیزر ناهمگون دوگانه، ترازهای انرژی، ضریب شکست و نمودار شدت نور

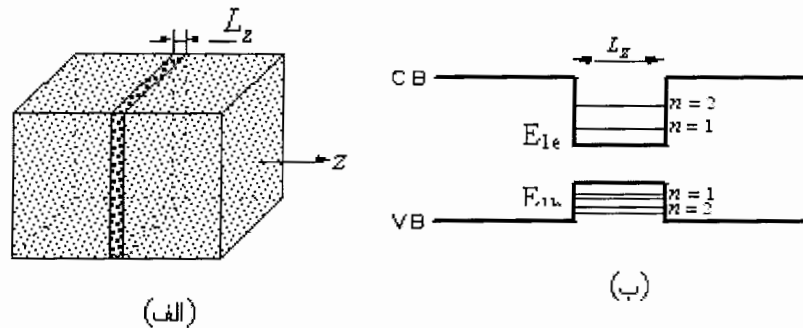
از ویژگی های مهم این ساختار آن است که جریان آستانه در این لیزرها بسیار کمتر از جریان آستانه در لیزرهای همگون است [۵۸].

همان گونه که می دانیم چنانچه پهنای لایه و سطحی بسیار نازک باشد (در حدود ۱۰nm) ساختار حاصل به صورت یک چاه کوانتومی در آمده و آثار کوانتیدگی ترازهای انرژی هویدا می شوند. این موضوع در ساختارهای لیزری اهمیت زیادی پیدا کرده است و در ادامه به بررسی آن می پردازیم.

#### ۴-۴- لیزرهای با ساختار چاه(های) کوانتومی

یک از مهمترین کاربردهای رشد لایه های نیم رساناهای آلیاژی با روشهای روآراستی MBE و یا MOCVD آن است که امکان ساخت لایه های بسیار نازک با کیفیت بلوری بالا را فراهم می سازد و بدین ترتیب می توان یک تک بلور پیوسته را در مجاورت لایه های با گاف های متفاوت رشد داد. شکل ۴-۵ (الف) طرح شماتیکی از قرارگیری یک لایه بسیار نازک با پهنای  $L_z$  از ماده ای با گاف نواری

کوچکتر ما بین دو نیمرسانا با گاف های نواری بزرگتر را نشان می دهد. تصویر (ب) در این شکل نوارهای انرژی رسانش و ظرفیت و همچنین ترازهای کوانتومی انرژی را در این ساختار نشان می دهد.



شکل ۴-۵- (الف) تصویر یک چاه کوانتومی، (ب) سطوح انرژی در چاه کوانتومی

برای محاسبه ترازهای انرژی در داخل چاه کوانتومی از مکانیک کوانتومی استفاده می کنیم. معادله شرودینگر برای چنین سیستمی با فرض اینکه الکترونها در داخل چاه پتانسیل مربعی شکل با عمق بی نهایت قرار داشته باشند، یعنی:

$$V(z) = \begin{cases} 0 & 0 < z < L_z \\ \infty & z < 0, z > L_z \end{cases} \quad (1-4)$$

برای داخل چاه به صورت زیر است:

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + \frac{2m_e^*}{\hbar^2} E_n \psi(z) = 0 \quad (2-4)$$

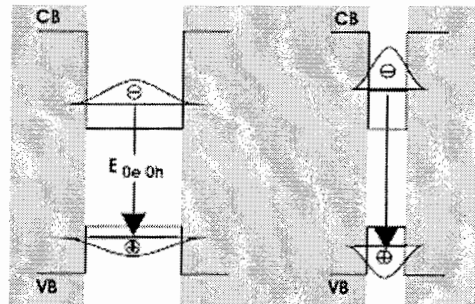
که در آن  $m_e^*$  بیانگر جرم مؤثر الکترون در نوار رسانش می باشد. با حل معادله شرودینگر، انرژی ترازها ( $E_n$ ) به صورت زیر بدست می آید:

$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad \text{و} \quad k = \frac{2\pi n}{L_z} \quad (3-4)$$

که در آن  $n$  می تواند مقادیر صحیح مثبت را اختیار می کند با جایگزینی  $m_h^*$  به جای  $m_e^*$  رابطه مشابهی برای ترازهای انرژی حفره ها در نوار ظرفیت نیز بدست می آید. بدین ترتیب طول موج گسیلی لیزر از رابطه زیر بدست می آید:

$$E_{ph} = E_g + E_e^1 + E_h^1 \quad (4-4)$$

که در آن  $E_g$  گاف نواری ماده ناحیه فعال و  $E_e^1$  و  $E_h^1$  به ترتیب انرژی حالت پایه الکترون در نوار رسانش و حفره در نوار ظرفیت می باشد. با توجه به معادله (۳-۴) موقعیت قرار گیری ترازهای انرژی در یک چاه پتانسیل به پهنای چاه وابسته است. بنابراین می توان انتظار داشت تغییر پهنای چاه کوانتومی بر روی طول موج گسیلی لیزر تاثیر گذار باشد. این موضوع در شکل ۴-۶ نشان داده شده است.



شکل ۴-۶- تغییرات موقعیت ترازهای انرژی در نوار رسانش و ظرفیت چاه کوانتومی با تغییر پهنای چاه.

### تابع توزیع الکترونها و چگالی حالتها

در شرایط تعادل گرمایی الکترونها در نوار رسانش روی محدوده ای از ترازهای انرژی مجاز که از رابطه فرمی - دیراک پیروی می کنند، توزیع می شوند:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_f)/kT}} \quad (5-4)$$

که در آن  $k$  ثابت بولتزمن و  $E_f$  انرژی فرمی است. تراز فرمی به انرژی اطلاق می شود که در آن احتمال اشغال یک حالت انرژی توسط الکترون ها برابر  $\frac{1}{2}$  است. در صورتی که چگالی حالتهای انرژی قابل دسترس در نوارهای رسانش و ظرفیت معلوم باشد، می توان با استفاده از این تابع توزیع تراکم حاملها را محاسبه کرد [۵۹]:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} f(E) \rho(E) dE \quad (6-4)$$

که در آن  $\rho(E)$  چگالی حالتها در محدوده انرژی  $E$  و  $E + dE$  است. در حالت سه بعدی چگالی حالتها از رابطه زیر بدست می آید [۵۸]:

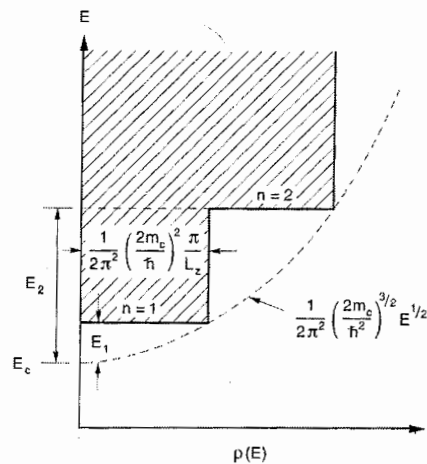
$$\rho(E) = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2} E^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (7-4)$$

در حالت دو بعدی (یک چاه کوانتومی) چگالی حالتها به صورت زیر است [۵۸]:

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right) \left( \frac{\pi}{L_z} \right) \quad (8-4)$$

و برای حالت یک بعدی به صورت  $\rho(E) = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{1/2} E^{-1/2}}{\pi \hbar}$  بدست می آید. بستگی چگالی حالتها

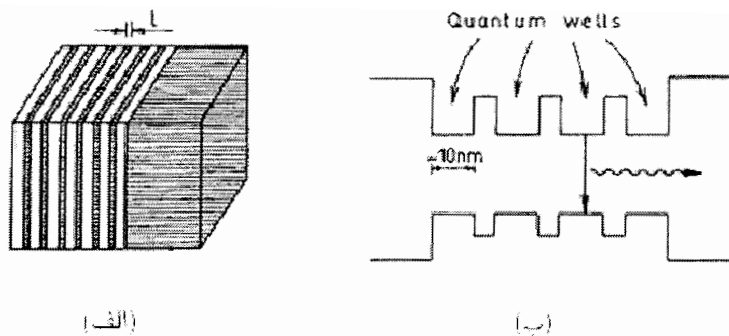
به انرژی برای حرکت حاملها در دو و سه بعد در شکل ۷-۴ نشان داده شده است.



شکل ۷-۴- نمودار خط چین نشانگر تغییرات پیوسته چگالی حالتها در شرایط سه بعدی و نمودار خط پر نشانگر ترازهای انرژی مجاز برای الکترون ها در نوار رسانش و چگالی حالتها وابسته به آن در یک چاه کوانتومی است [۵۸].

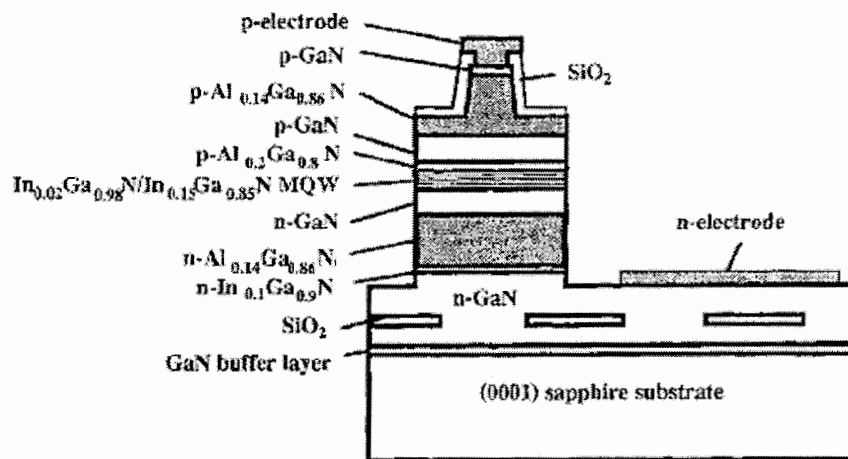
در ساختار شامل یک چاه کوانتومی (SQW)، این امکان وجود دارد که حاملهای آزاد موجود در نوارهای رسانش و ظرفیت مواد نیمرسانای جانبی به درون چاه سرازیر شده و امکان بازترکیب آنها افزایش می یابد.

در صورتی که فرآیند رشد را تکرار کنیم تا ساختار متناوبی از چاه ها و سد ها را داشته باشیم حاصل کار یک ساختار با چاه های کوانتومی چند گانه متناوب (MQW) (شکل ۸-۴) خواهد بود.



شکل ۴-۸- تصویری از یک چاه کوانتومی چندگانه

شکل ۴-۹ ساختار لیزر ساخته شده از آلیاژ InGaN را نشان می دهد [۲۶]. لایه های  $Al_{0.14}Ga_{0.86}N$  نوع p و n به عنوان لایه های پوششی جهت افزایش حبس نوری و لایه  $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$  به عنوان لایه مسدود کننده جهت افزایش حبس حاملی عمل می کند. همچنین GaN buffer باعث کاهش عدم انطباق ثابت شبکه بین لایه Sapphire و لایه InGaN می شود.



شکل ۴-۹- نمایی از لیزر ساخته شده با چاه کوانتومی چند گانه InGaN.

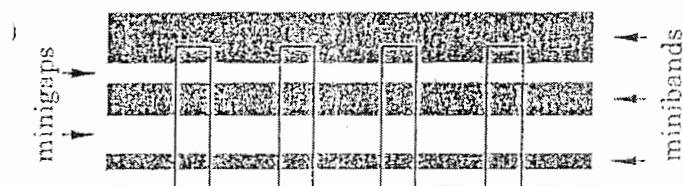
بدین ترتیب برخی از مزایای ساختاری چاه(های) کوانتومی در کاربری لیزری را می توان به شرح ذیل بر شمرد:

- چگالی حاملهای زیادی می توان در این ساختار ها بدست آورد که نتیجه آن افزایش قدرت خروجی لیزر است.

- وارونی تجمع بسیار زودتر و ساده تر انجام شده در نتیجه دارای جریان آستانه پایین هستند.
- کمتر به تغییرات دما حساس هستند.
- در ساختار های چاه کوانتومی چندگانه (MQW) که روی هم قرار داده می شوند ، لایه فعال عریض تری بدست می آید که در نتیجه قدرت خروجی لیزر بیشتر می شود.

#### ۴-۵- لیزرهای با ساختار ابر شبکه ها

یکی دیگر از ساختارهای مهم کوانتومی ابر شبکه ها هستند که در آنها هر دو لایه سد و چاه بسیار نازک اند. در ابر شبکه ها توابع موج الکترونی در چاههای پتانسیل مجاور همپوشی پیدا کرده و به همین دلیل خواص این ساختار با ساختار چاههای کوانتومی چندگانه تفاوت دارد. بر اثر همپوشی توابع موج، ترازهای انرژی در چاه ها با یکدیگر بر هم کنش داشته و پدیده شکافتگی ترازها بروز می کند. این پدیده به تشکیل نوارهایی بسیار نازک منجر می شود که به این نوارها miniband گفته می شود (شکل ۴-۱۰). با توجه به شباهت این مدل و شکل گیری نوارهای انرژی مبتنی بر مدل بستگی قوی در شبکه های مواد بلورین با ثابت شبکه ای با ابعاد آنگستروم، این موضوع به "ابر شبکه" تعبیر شده است. همان گونه که در شکل ۴-۱۰ نیز مشاهده می شود در ترازهای بالاتر، پهنای نوارها افزایش می یابد.



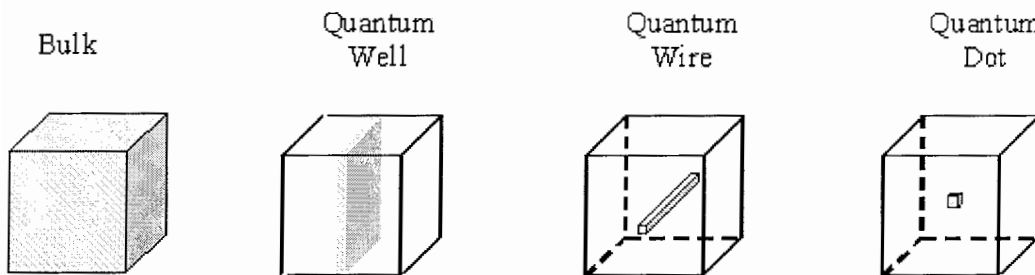
شکل ۴-۱۰ - یک ابر شبکه به همراه ساختار مینی نوارها

#### ۴-۶- لیزرهای با ساختار سیم و نقطه کوانتومی

آثار مشاهده شده در چاه پتانسیل کوانتومی دو بعدی سبب شد که علاقه محققان به نیم رساناهایی با ابعاد نانومتری و با خواص محدودیت کوانتومی نظیر سیمها و نقاط کوانتومی، بیشتر جلب شود (شکل ۴-۱۱). سیمهای کوانتومی (QWires) ساختارهایی هستند که در آنها حرکت حاملها در دو بعد

فضایی محدود شده و فقط در یک بعد آزادی حرکت داشته باشند. در نتیجه سیمهای کوانتومی نظیر مواد شبه یک بعدی عمل می کنند. برای تولید سیمهای کوانتومی می توان نوارهای نازک مواد چاه کوانتومی را از طریق استفاده از روشهای غیر مستقیم در یک بعد محدود کرد.

به نقاط کوانتومی (QD) که در آنها حرکت حاملها (مثلاً جفت الکترون - حفره های ایجاد شده توسط تزریق و یا برانگیختگی لیزری) در هر سه بعد محدود می باشند ساختارهای شبه صفر بعدی می گویند. روشهای مختلفی برای ساخت ساختار نقاط کوانتومی توسط گروههای تحقیقاتی مختلف ابداع شده است [۵۶]. برای مثال ساختار Si/Ge و یا نقاط کوانتومی InAs در زمینه GaAs که به روش MBE رشد داده می شوند.



شکل ۴-۱۱- نمایش طرحواره ای از ماده کیه ای، چاه پتانسیل، سیم کوانتومی و نقطه کوانتومی

چگالی حالتها، در انرژی خاصی که نور لیزر مورد نظر گسیل می شود باید زیاد و در دیگر انرژیها کم باشد تا بدین ترتیب تمامی حاملهای وارد شده به ناحیه فعال، در حالت انرژی گسیلی لیزر قرار بگیرند از این رو در حالت نقطه کوانتومی وارونی جمعیت بوسیله چگالی پایینی از حاملهای تزریقی صورت گرفته و جریان آستانه بسیار پایین تر است.

## فصل پنجم

### تحلیل داده های تجربی

- بررسی مشخصه الکترو لومینسانس بر حسب جریان (  $I - L$  ) در لیزر دیودهای نیتروژندار
  - تاثیر دما بر جریان آستانه
  - تاثیر دما بر جریان لبریز
  - تاثیر لایه مسدود کننده ( Blocking Layer ) بر جریان لبریز قطعه
  - تاثیر مقدار کسر مولی Al در لایه مسدود کننده
  - موقعیت قرار گیری لایه مسدود کننده بر جریان آستانه
  - تاثیر تعداد چاههای کوانتومی و ترکیب بندی ماده آلیاژی بر جریان آستانه لیزر
- بررسی تاثیر تعداد چاه کوانتومی بر آهنگ باز ترکیب تابشی
- بررسی توزیع ناهمگون حفره ها با تعداد چاه های کوانتومی متفاوت
- مشخصه های لیزرهای نیتروژندار با لایه فعال با آلایش ناخالصی



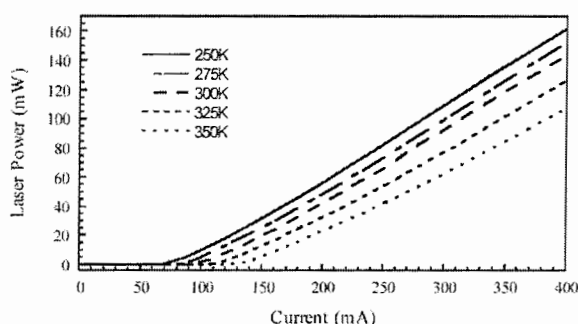
#### ۵-۱- بررسی مشخصه الکترو لومینسانس بر حسب جریان (L-I) در لیزر دیودهای نیتروژندار

گسیل نور در لیزرهای نیمرسانا حاصل بازترکیبهای تابشی الکترون - حفره در ناحیه فعال قطعه است. لکن علاوه بر این فرآیندها، فرآیندهای غیر تابشی نیز اتفاق می افتد و در نتیجه بخشی از حاملهای تزریقی توسط منبع الکتریکی از دست می روند. بدیهی است با کاهش فرایند های غیر تابشی می توان بازده کوانتومی لیزر را افزایش داد. یکی از روشهای مطالعه قطعات لیزری، استفاده از طیف الکترو لومینسانس آن است که با اندازه گیری شدت نور خروجی لیزر بر حسب جریان ورودی انجام می گیرد. چنانچه انتظار می رود با افزایش باز ترکیب های تابشی و کاهش باز ترکیب های غیر تابشی، جریان آستانه لیزر ( $I_{th}$ ) کاهش یابد. در لیزری با  $I_{th}$  بالا، دمای عملگری قطعه بالا بوده و همین به کاهش عمر مفید آن می انجامد. بنابراین در طراحی قطعات لیزری نیمرسانا محققین در صدد کاهش  $I_{th}$  هستند.

در این فصل ما به بررسی عوامل مؤثر بر عملکرد لیزرهای با طول موج کوتاه (در محدوده رنگ آبی) با ساختارهای ناهمگون چاه کوانتومی که با استفاده از نیمرساناهای نیتروژندار بیشتر شده است، می پردازیم. عوامل مختلفی شامل تعداد چاههای کوانتومی، لایه مسدود کننده، آلایش لایه ها و دما بر مشخصه الکترو لومینسانس قطعه و توان نوری خروجی آن مؤثرند. به منظور بررسی این عوامل، ابتدا به مطالعه مشخصه شدت کلی نور الکترو لومینسانس خروجی بر حسب جریان ورودی (L-I) پرداخته و تاثیر این عوامل در مشخصه نور خروجی را بررسی خواهیم کرد.

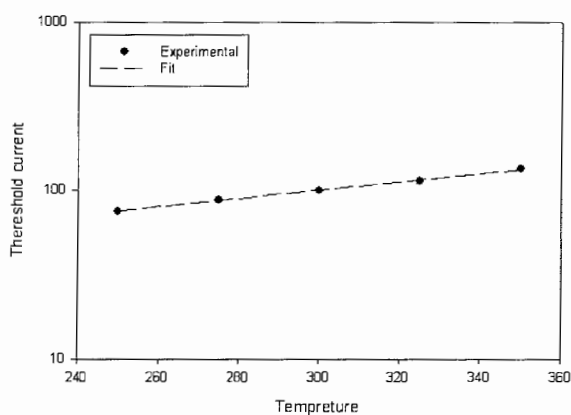
### ۵-۱-۱- تاثیر دما بر جریان آستانه

تغییر دمای قطعه از جمله عواملی است که بر جریان آستانه لیزر تاثیر می گذارد. ما در این بخش تاثیر این کمیت را بر جریان آستانه مربوط به دو ساختار لیزری، مورد مطالعه قرار داده و دلایل آن را بررسی خواهیم کرد. اولین ساختار لیزر مورد مطالعه  $In_{0.18}Ga_{0.82}N/GaN$  شامل یک چاه کوانتومی با ضخامت چاه  $2/5$  nm و سد  $10$  nm است که بین ماده GaN نوع p و n با ضخامت های  $100$  nm و  $200$  nm قرار گرفته است. شکل ۵-۱ منحنی تغییرات توان خروجی این لیزر را بر حسب جریان اعمالی در دماهای مختلف نشان می دهد [۶۳].



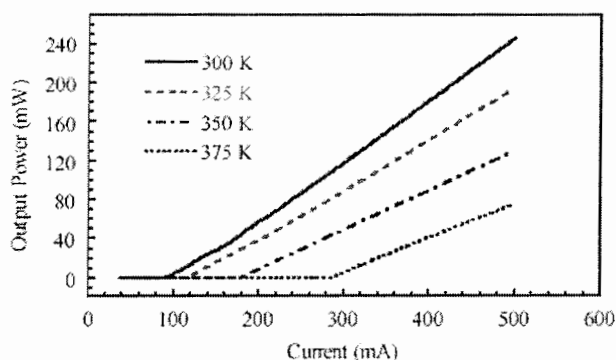
شکل ۵-۱- تغییرات توان خروجی لیزر بر حسب جریان ورودی در ساختار  $In_{0.18}Ga_{0.82}N/GaN$  در دماهای مختلف.

همان طور که مشاهده می شود با افزایش دما، جریان آستانه افزایش یافته است. شکل ۵-۲ تغییرات این کمیت را بر حسب دما نشان می دهد.



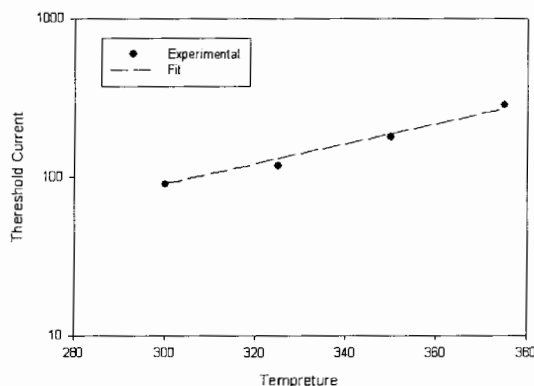
شکل ۵-۲- تغییرات جریان آستانه بر حسب دما، برگرفته از نتایج شکل ۵-۱

با توجه به مطالب ذکر شده در بخش ۳-۶، این تغییرات را می توان در معادله تجربی (۳-۳۰)  $I_{th} = I_0 e^{(T/T_0)}$  منطبق نمود که  $T_0$  به عنوان پارامتر انطباق در نظر گرفته می شود. محاسبات ما بر مبنای روش انطباق کمترین مجموع مربعات<sup>۱</sup> نشان می دهد مقدار این دمای مشخصه برای این ساختار ۱۷۷ K است. به عنوان مقایسه مشخصه L-I قطعه دیگری را با ساختار یک چاه کوانتومی  $GaN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$  با ضخامت چاه و سد به ترتیب ۲ و ۵ نانومتر در شکل ۳-۵ در نظر می گیریم [۶۴].



شکل ۳-۵- نمودار L-I برای ساختار یک چاه کوانتومی  $GaN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$  در دماهای مختلف [۶۴].

تغییرات جریان آستانه بر حسب دمای قطعه برای این ساختار در شکل ۴-۵ آمده است. محاسباتی نظیر نمونه قبلی مقدار  $T_0 = 69 K$  را بدست می دهد.



شکل ۴-۵- نمودار تغییرات جریان آستانه بر حسب دما برای ساختار  $GaN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N$

<sup>۱</sup> Least square fit

با توجه به معادله (۳-۳۰) ملاحظه می شود که هر چه مقدار  $T_0$  بزرگتر باشد، تغییرات جریان آستانه با دما کمتر بوده و در عملگری لیزر تغییرات کمتری پدیدار می شود. برای وابستگی جریان آستانه به دما در یک قطعه لیزری دو عامل می تواند موثر باشد. عامل اول می تواند ناشی از پهن تر شدن توزیع انرژی الکترونها و حفره ها با بالاتر رفتن دما به انرژیهای بالاتر باشد این در واقع به معنی کوچکتر شدن حبس حاملی در ناحیه فعال است (موضوع بخش ۵-۱-۲)، و عامل دوم به حبس نوری و یا ضریب محدودیت نوری ( $\Gamma$ ) مربوط می شود که در ادامه به شرح هر کدام می پردازیم.

در مورد ضریب محدودیت ( $\Gamma$ ) که در بخش ۳-۳ معرفی کردیم، می توان دریافت که این کمیت با اتلاف داخلی لیزر رابطه مستقیم دارد به طوری که با افزایش  $\Gamma$  اتلاف داخلی و به دنبال آن جریان آستانه لیزری بزرگتر شود. برای محاسبه  $\Gamma$  در قطعات لیزری نام برده اخیر از معادله (۳-۱۶) لازم است ضریب شکست متوسط ماده فعال لیزری ( $\mu_r$ ) - معادله ۳-۱۹- را بدانیم. گاف نواری و در پی آن ضریب شکست نیمرسانا (شکل ۵-۵) با تغییرات دما تغییر می یابد. تغییرات دمایی گاف نواری توسط رابطه ۲-۴ داده می شود که در آن  $\alpha$  و  $\beta$  توسط آزمایش بدست آمده [۶۰] و مقدار آن برای سه نیمرسانای GaN، AlN و InN در جدول زیر آورده شده است:

جدول ۵-۱- مقادیر  $\beta$  و  $\alpha$  برای نیمرساناهای GaN، AlN و InN.

	$\alpha$	$\beta$
GaN	$0.1909 \times 10^{-3}$	۸۸۰
AlN	$1.7999 \times 10^{-3}$	۱۴۶۲
InN	$0.245 \times 10^{-3}$	۶۲۴

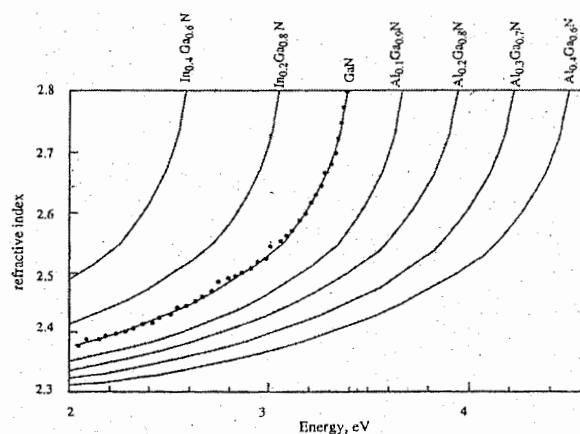
با اطلاع از این پارامترها می توان گاف نواری سه نیمرسانای GaN، AlN و InN را در دماهای ۳۰۰، ۳۲۵ و ۳۵۰ درجه کلونین (که مشخصه آنها در نمودارهای L-I قطعات مورد نظر در شکل‌های ۱-۵ و ۵-۳ نشان داده شده اند) محاسبه کرده و با استفاده از رابطه ۲-۱ گاف نواری آلیاژهای مورد نظر یعنی

جدول ۵-۲ آورده شده است.  $In_{0.18}Ga_{0.82}N$  و  $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$  را در دماهای مذکور به دست آورد. نتایج حاصل بدست آمده در

جدول ۵-۲- گاف نواری نیمرساناهای GaN، AlN، InN و آلیاژهای  $In_{0.18}Ga_{0.82}N$  و  $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$  در دماهای ۳۰۰، ۳۲۵ و ۳۵۰ کلین.

$E_g (eV)$	$T(K)$	۳۰۰	۳۲۵	۳۵۰
GaN		۳/۴۴۰	۳/۴۳۱	۳/۴۲۱
AlN		۶/۲۰	۶/۱۸۶	۶/۱۷
InN		۱/۸۲	۱/۷۶	۱/۷
$In_{0.18}Ga_{0.82}N$		۲/۹۳۸	۲/۹۲۸	۲/۹۲۱
$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$		۳/۷۸۳	۳/۷۷۴	۳/۷۶۱

در محاسبه  $\Gamma(T)$  لازم است  $\mu_r$  (ضریب شکست متوسط لایه فعال) را در دماهای مختلف داشته باشیم. برای تعیین این کمیت طبق معادله ۳-۱۹ به مقادیر ضریب شکست های چاه ( $\mu_c$ ) و سد ( $\mu_b$ ) نیازمندیم. در این مورد از اطلاعات گزارش شده توسط مارکوج [۲۶] که تغییرات ضریب شکست را بر حسب انرژی فوتونها (همان گاف انرژی نیمرسانا) برای چند نمونه از نیمرساناهای نیتروژندار در شکل ۵-۵ ارائه شده است. لازم به ذکر است که ما برای ترکیبات آلیاژی مورد نظر خود از تقریب خطی مابین منحنی ها استفاده کرده ایم.



شکل ۵-۵- ضریب شکست ترکیبات  $\text{InGaN}$  ،  $\text{GaN}$  ،  $\text{AlGaN}$ .

(برای مثال در محاسبه ضریب شکست چاه با ترکیب بندی  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}$  با توجه به بزرگی گاف نواری آن، ضریب شکست را برای  $\text{GaN}$  و  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  از نمودار شکل ۵-۶ یافته و مقدار آن را برای آلیاژ مورد نظر با میانگین گیری به دست می آوریم). نتایج محاسبات ما برای ضریب محدودیت برای دو ساختار لیزری  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$  و  $\text{GaN}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  با یک چاه کوانتومی در دماهای ۳۲۵ ، ۳۰۰ و ۳۵۰ درجه کلوین در جدول ۵-۳ آمده است.

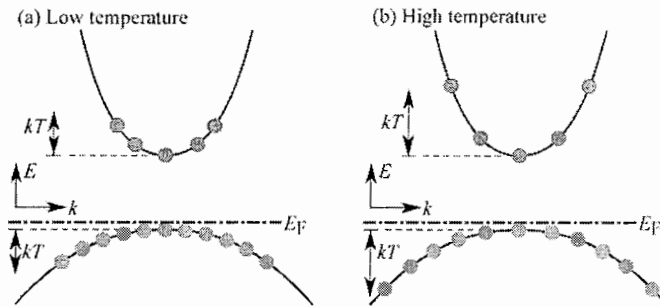
جدول ۵-۳- ضریب محدودیت ( $\Gamma$ ) لیزرهای با ساختار  $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}$  و  $\text{GaN}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  در دماهای مختلف.

	۳۰۰(K)	۳۲۵(K)	۳۵۰(K)
$\Gamma(\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{N}/\text{GaN}) [\times 10^{-3}]$	۳/۴۵۸	۳/۶۲۱	۳/۷۸۵
$\Gamma(\text{GaN}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}) [\times 10^{-3}]$	۲/۸۴۶	۲/۹۱۳	۲/۹۹۵

همانطور که پیداست نتایج ما حاکی از آن است که با افزایش دما ضریب محدودیت افزایش یافته که به افزایش جریان آستانه منجر می گردد که با نتایج تجربی مربوط به این قطعات در شکل‌های ۵-۱ و ۵-۳ هماهنگی دارد.

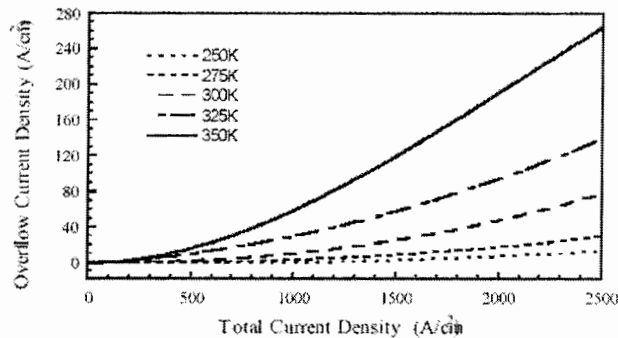
### ۵-۱-۲- تاثیر دما بر جریان لبریز

در این بخش تغییرات جریان لبریز را بر حسب دما مورد بررسی قرار می دهیم. همان گونه که در شکل ۵-۶ (در حالت کپه ای) دیده می شود، تحت تاثیر دما توزیع انرژی الکترونها و حفره ها تغییر می یابد (برای یک سیستم چاه کوانتومی نیز می توان از این ایده به طور مشابه استفاده کرد). توزیع حاملها و پخش آنها در انرژیهای بالاتر در یک ساختار ناهمگون می تواند به خروج آنها از ناحیه فعال منجر شده و مانع از بازترکیب تابشی آنها با یکدیگر شود. حاملهایی که بدین طریق از ناحیه فعال خارج می شوند و خود را به پایانه خروجی می رسانند، منشا جریانی موسوم به جریان لبریز قطعه می شوند که موضوع مورد توجه ما در این بخش است.



شکل ۵-۶- توزیع انرژی حاملها در نوارهای ظرفیت و رسانش [۵]

همانطور که از شکل ۵-۷ پیداست، در ساختار  $In_{0.18}Ga_{0.82}N/GaN$ ، با افزایش دما در بازه ۲۵۰ تا ۳۵۰ کلوین جریان لبریز نیز بمرور افزایش یافته است که نشانگر توزیع انرژی الکترونها در ترازهای کوانتومی بالاتر در چاه کوانتومی می باشد.



شکل ۵-۷- نمودار تغییرات جریان لبریز بر حسب جریان کل در دماهای مختلف [۶۳].

بدین ترتیب به ازای یک جریان تزریقی ثابت، با افزایش دما، احتمال لبریز الکترونها از چاه بیشتر می شود. بدیهی است در این شرایط لازم است جریان ورودی بیشتری اعمال شود تا قطعه به آستانه عملگری لیزری برسد. برای رفع این مشکل در شرایط کپه ای، اتصال p-n می توان با پهن تر کردن ناحیه فعال [۱۹] و در ساختارهای ناهمگون با رشد لایه ای با ارتفاع سد بلندتر (موسوم به لایه مسدود کننده) اقدام نمود.

علاوه بر تاثیر دما در افزایش توزیع انرژی الکترونها و حفره ها بر جریان لبریز، افزایش دما به افزایش آهنگ بازترکیب غیر تابشی اوژه نیز منجر می شود (بخش ۲-۷-۲) که این خود به افزایش جریان آستانه می انجامد.

بدین ترتیب ملاحظه می شود که عواملی همچون توزیع انرژی حاملها و بازترکیبهای غیر تابشی اوژه در بزرگی جریان آستانه مشارکت دارند. از طرفی میزان بستگی دمایی یک قطعه لیزری با پارامتر  $T_0$  قابل بررسی می باشد. بنابراین مقدار  $T_0$  نشانگر اثر کلی عوامل تاثیر گذار بر فرایندهای ناخواسته مذکور می باشد.

### ۵-۱-۳- تاثیر لایه مسدود کننده<sup>۱</sup> بر جریان لبریز قطعه

در دمای عملگری لیزر که غالباً دمای اتاق و یا قدری بالاتر است، با افزایش دما بر اثر پهن شدگی توزیع انرژی الکترونها و حفره ها بخشی از آنها از ناحیه فعال گذشته و در فرایند بازترکیبهای تابشی شرکت نمی کنند. در ساختارهای ناهمگون، که موضوع مورد توجه ما در این رساله می باشد، عوامل مختلفی می توانند در بزرگی این جریان مؤثر باشند، از آن جمله می توان از بزرگی عمق چاه که با بزرگی  $\Delta E_c / \Delta E_v$  (باند آفست) لایه های مجاور در ارتباط است، پهنای چاه، دما، تراکم و جرم مؤثر حاملها نام برد.

یکی از راههای عملی برای ممانعت از گذر حاملها از لایه فعال، استفاده از لایه مسدود کننده است. در لیزرهای نیتروژندار معمولاً از وجود یک لایه AlGaIn که از گاف نواری بزرگتر در مقایسه با InGaIn در لایه فعال برخوردار است استفاده می کنند. حضور این لایه سد پتانسیلی را ایجاد می کند که از

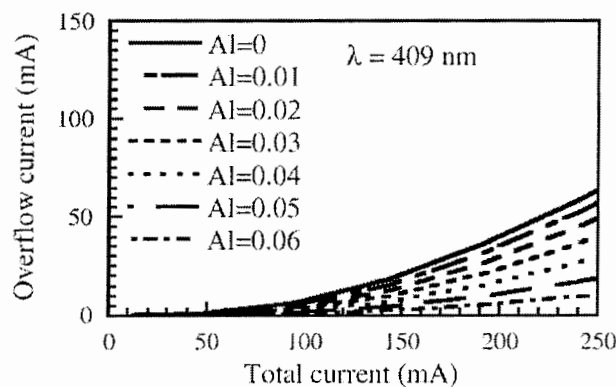
<sup>۱</sup> Blocking layer



پخش الکترونها به لایه مقابل نوع p جلوگیری می کند. در ادامه به بررسی تاثیر ارتفاع سد که با تغییر مقدار کسر مولی Al در لایه  $Al_xGa_{1-x}N$  امکانپذیر است و همچنین موقعیت قرار گیری آن خواهیم پرداخت.

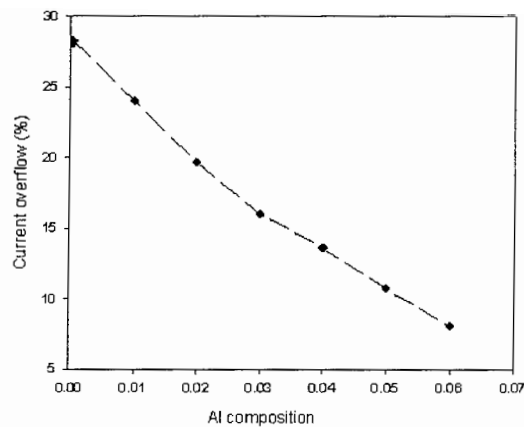
### الف- تاثیر مقدار کسر مولی Al در لایه مسدود کننده بر جریان لبریز

شکل ۵-۸ جریان لبریز الکترونی را بر حسب تابعی از جریان کل در لیزر نا همگون با سه چاه کوانتومی  $In_{0.12}Ga_{0.88}N / In_{0.02}Gn_{0.98}N$  با لایه مسدود کننده  $Al_yGa_{1-y}N$  با مقادیر مختلف کسر مولی Al نشان می دهد [۶۵]. گاف نواری  $Al_yGa_{1-y}N$  با تغییر مقدار y از ۰/۰۱ تا ۰/۰۶، از ۳/۴۴ eV تا ۳/۵۰ eV افزایش می یابد. در این نمونه باند آفست برابر نسبت  $\frac{7}{3}$  می باشد.



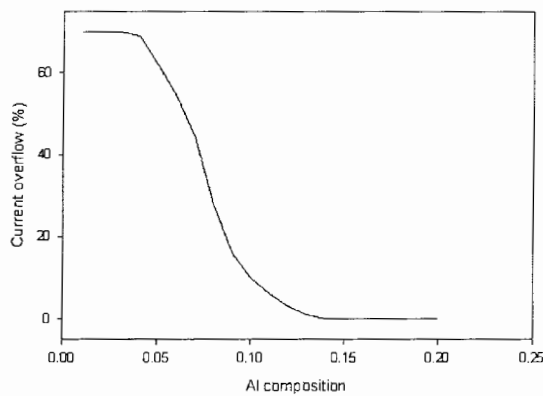
شکل ۵-۸- تغییرات جریان لبریز بر حسب جریان کل به ازای مقادیر مختلف Al در لایه مسدود کننده [۶۵]

به منظور مشاهده تاثیر وجود لایه مسدود کننده و ارتفاع آن در این قطعه، تغییرات جریان لبریز به ازای جریان ورودی ۲۵۰ mA را بر حسب مقادیر y در شکل ۵-۹ رسم کرده ایم. همانگونه که از این شکل پیداست با افزایش y به مقدار ۶ درصد مقدار جریان لبریز از ۲۸ درصد به کمتر از ۸ درصد تنزل یافته است.



شکل ۵-۹- تغییرات جریان لبریز بر حسب مقادیر مختلف کسر مولی Al در لایه مسدود کننده.

برای ساختار نا همگون با یک چاه کوانتومی  $In_{0.1}Ga_{0.9}N/In_{0.02}Gn_{0.98}N$  [۶۶]، که به لحاظ ترکیب لایه ها بسیار شبیه به قطعه قبلی است، در شکل ۵-۱۰ تغییرات درصد جریان لبریز بر حسب میزان Al در لایه مسدود کننده رسم شده است.

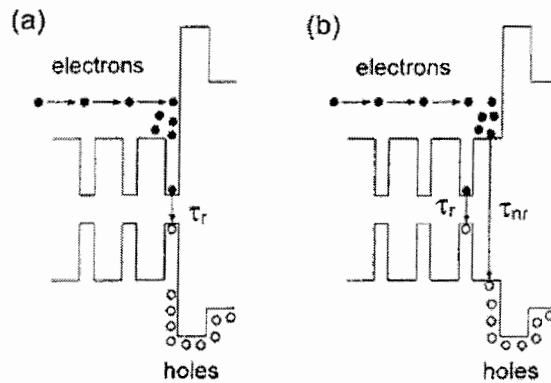


شکل ۵-۱۰- مقادیر مختلف Al در لایه مسدود کننده بر حسب درصد جریان لبریز

همانطور که مشاهده می شود در این قطعه نیز با افزایش مقدار Al (به ویژه در بازه ۵ تا ۱۰ درصد) جریان لبریز به سرعت کم شده و به ازای مقادیر بیشتر از ۱۴٪ جریان لبریز تقریباً به صفر می رسد.

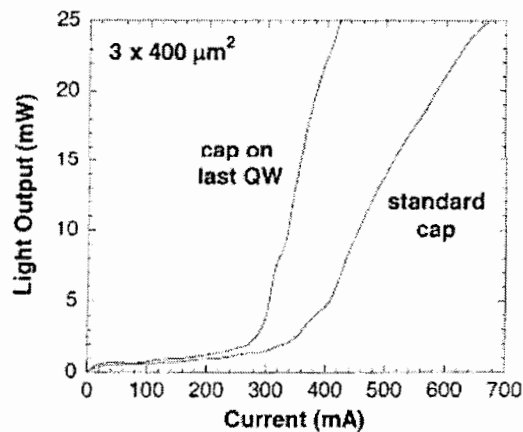
### ب - موقعیت قرار گیری لایه مسدود کننده بر جریان آستانه

در طراحی لیزرهای نا همگون، موقعیت قرار گیری لایه مسدود کننده می تواند در یکی از دو حالت نشان داده شده در شکل ۱۱-۵ باشد.



شکل ۱۱-۵- محل قرار گرفتن لایه مسدود کننده (الف) پس از آخرین چاه کوانتومی، (ب) پس از لایه سد [۶۷].

در شکل ۱۱-۵ الف لایه مسدود کننده در مجاورت لایه چاه و در شکل ۱۱-۵ ب در مجاورت سد قرار دارد. وقتی لایه مسدود کننده بر روی آخرین چاه قرار بگیرد (a) حاملهای بیشتری محدود شده و در نتیجه طول عمر بازترکیب تابشی بسیار کوچکتر از طول عمر بازترکیب های غیر تابشی است. بنابراین اکثر حاملهای ورودی بازترکیب تابشی انجام داده که نتیجه آن کاهش جریان آستانه و افزایش بازده لیزر است.



شکل ۱۲-۵ - مشخصه L-I برای لیزر با لایه پوششی  $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$  [۶۷].

تاثیر محل رشد لایه مزبور در نمودار L-I مربوط به این قطعه در شکل ۵-۱۲ مشاهده می شود. همان طور که پیداست جریان آستانه در وضعیت (الف) در مقایسه با وضعیت (ب) از مقدار کمتری برخوردار است. این امر می تواند حاکی از آن باشد که در وضعیت اول الکترونها پس از رسیدن به آخرین چاه و برخورد به دیواره پتانسیل مربوط به لایه سد، در داخل چاه باقی مانده و به محض تزریق حفره ها به داخل چاه کوانتومی با یکدیگر بازترکیب تابشی انجام می دهند، لکن در وضعیت دوم برخی از الکترونها که از درون آخرین چاه بیرون می روند می توانند با حفره های تزریقی در ناحیه سد بازترکیب داشته باشند. وجود این فرایند می تواند به نیاز جریان ورودی بیشتر برای آغاز به کار لیزر، که وابسته به فوتونهای تولیدی در ناحیه چاه است و تشدید کاواک به ازای طول موج مربوط به آن تنظیم شده است، منجر شود.

#### ۵-۱-۴- تاثیر تعداد چاههای کوانتومی و ترکیب بندی آلیاژی بر جریان آستانه لیزر

افزایش تعداد چاه کوانتومی در ناحیه فعال لیزر می تواند بر افزایش حبس حاملی حاملها، محدودیت نوری و بهره داخلی لیزر تاثیر گذاشته و به کاهش جریان آستانه لیزر بیانجامد. ما در این بخش تاثیر تعداد چاه های کوانتومی در ناحیه فعال بر جریان آستانه را برای ساختارهای لیزری  $In_xGa_{1-x}N / In_yGa_{1-y}N$  (تغییرات x مربوط به لایه چاه و تغییرات y مربوط به لایه سد است) که در شکل ۵-۱۳ نشان داده شده است [۶۵]، بررسی کرده و نشان خواهیم داد که تغییرات جریان آستانه ( $I_{th}$ ) با تغییرات محدودیت نوری و پدیده حبس حاملها در ارتباط می باشد.

p-contact

GaN (0.1 $\mu\text{m}$ , $p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )
$\text{Al}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{N}$ (0.4 $\mu\text{m}$ , $p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )
GaN (0.05 $\mu\text{m}$ , $p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )
$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ (20 nm, $p = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )
Undoped Active Region InGaN / InGaN QW layers
GaN (0.1 $\mu\text{m}$ , $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )
$\text{Al}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{N}$ (0.4 $\mu\text{m}$ , $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )
$\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ (0.1 $\mu\text{m}$ , $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )
GaN (3.0 $\mu\text{m}$ , $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )

n-contact

شکل ۵-۱۳- ساختار لیزر با چاه های کوانتومی چند گانه بدون آلیش در ناحیه فعال به همراه لایه های پوششی  $\text{Al}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{N}$  و لایه مسدود کننده  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  [۶۵].

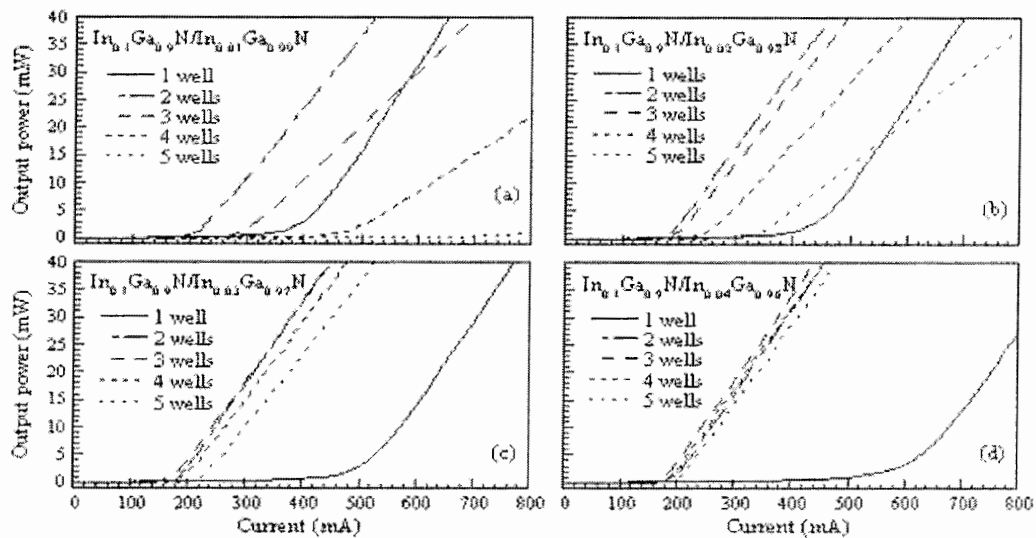
در نمونه های مختلف مورد بررسی ما x در نیمرسانای آلیازی چاه مقادیر ۰/۱ ، ۰/۱۵ و ۰/۲ را داشته و تعداد چاه های کوانتومی در هر نمونه مابین یک الی پنج تغییر می کند. در این نمونه ها ضخامت چاه ۱/۵ nm و ضخامت سد ۳ nm و لایه مسدود کننده  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  به ضخامت ۲۰ nm بر روی ناحیه فعال رشد داده شده است.

#### الف) لیزر با ساختار $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N} / \text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$

اولین ساختار مورد مطالعه  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N} / \text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$  با مقادیر متفاوت y از ۰/۰۱ تا ۰/۰۴ در سد می باشد. در این بخش نخست به بررسی تاثیر تغییرات ارتفاع دیواره چاه در توان خروجی ساختار لیزر به ازای یک و دو چاه کوانتومی پرداخته، سپس تاثیر تغییرات تعداد چاههای کوانتومی را در مقدار جریان آستانه این نمونه مورد مطالعه قرا خواهیم داد.

در شکل ۵-۱۴ نمودار توان خروجی لیزر بر حسب جریان آستانه به ازای مقادیر مختلف  $y$  در سد

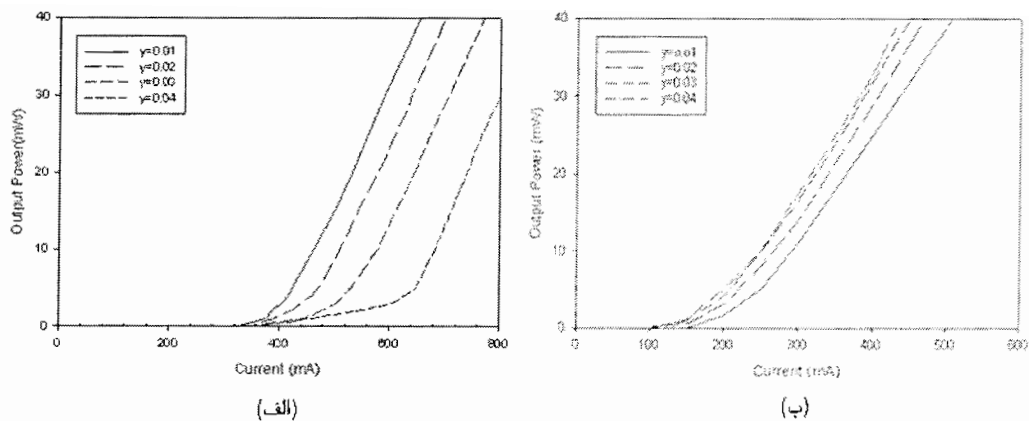
$In_yGa_{1-y}N$  نشان داده شده است.



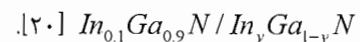
شکل ۵-۱۴- نمودار توان خروجی لیزر بر حسب جریان تزریقی به ازای تعداد چاه های مختلف در ساختار

$In_{0.1}Ga_{0.9}N/In_yGa_{1-y}N$  [۲۰].

با توجه به معادله (۲-۲) و انجام یک محاسبه ساده می توان دریافت که گاف نواری  $In_{0.1}Ga_{0.9}N$  برابر  $3/0.3$  eV و گاف نواری سد  $In_yGa_{1-y}N$  برای مقادیر  $y$  از  $0/0.1$  تا  $0/0.4$  از  $3/3.79$  eV تا  $3/2.60$  eV تغییر می کند. بدین ترتیب با افزایش مقدار  $y$ ، اختلاف گاف نواری سد و چاه کاهش یافته، یا به عبارت دیگر عمق چاه کمتر می شود. برای مشاهده چگونگی تغییرات جریان آستانه بر حسب عمق چاه در شکل ۵-۱۵ نمودار شدت خروجی لیزر بر حسب جریان اعمالی برای یک چاه کوانتومی به ازای مقادیر مختلف  $y$  در سد رسم شده است. همان طور که ملاحظه می شود تغییرات  $I_{th}$  به ازای یک چاه کوانتومی در ساختارهای یاد شده در محدوده ی  $400$  الی  $640$  میلی آمپر می باشد.



شکل ۵-۱۵- منحنی I-L برای یک (الف) و دو (ب) چاه کوانتومی به ازای مقادیر مختلف In در سد، در ساختار



با توجه به این داده ها می توان دریافت که با کاهش عمق چاه، جریان آستانه افزایش پیدا کرده است. این مشاهدات را می توان با ارائه دو دلیل مبتنی بر (i) حبس حاملها و (ii) حبس نوری توضیح داد.

(i) همان طور که می دانیم، با کاهش عمق چاه ترازهای انرژی مجاز الکترونی به انرژی لبه سد نزدیکتر شده و سبب می شود الکترونها محدودیت حضوری کمتری در داخل چاه داشته و با سهولت بیشتری از درون چاه به بیرون لبریز شوند. این اثر می تواند به افزایش جریان آستانه بیانجامد.

(ii) همان گونه که در بخش ۳-۳ به بحث راجع به حبس نوری که با ضریب ( $\Gamma$ ) مشخص می شود پرداختیم، مقدار کمی آن را می توان از معادلات ۳-۱۶ تا ۳-۱۹ بدست آورد:

برای محاسبه ضریب شکست چاه با ترکیب بندی  $In_{0.1}Ga_{0.9}N$  با توجه به بزرگی گاف نواری آن، ضریب شکست را برای  $GaN$  و  $In_{0.2}Ga_{0.8}N$  از نمودار شکل ۵-۶ یافته و مقدار میانگین این دو را برای آلیاژ به کار رفته در چاه در نظر می گیریم. در این مورد مقدار  $2/65$  بدست می آید. برای تعیین  $\mu_b$  به ازای سایر مقادیر  $y$  در دیگر نمونه ها دیگر نیز به همین روش عمل کرده ایم. مقادیر به دست آمده در ردیف

دوم جدول ۴-۵ آمده است. با قرار دادن مقدار  $\lambda = 0.41 \mu m$  متنظر با انرژی  $3.03 eV$  و  $\mu_c = 2/41$  [۲۵]، مقدار  $\Gamma$  برای این ساختار به ازای مقادیر مختلف  $y$  برای یک و دو چاه کوانتومی بترتیب در ردیفهای سوم و چهارم همین جدول برآورد کرده ایم:

جدول ۴-۵- مقادیر ضریب محدودیت برای یک و دو چاه کوانتومی  $In_{0.1}Ga_{0.9}N / In_yGa_{1-y}N$  با مقادیر متفاوت  $y$

تعداد چاه	$y$	%۱	%۲	%۳	%۴
-	$\mu_b$	۲/۵۵	۲/۵۶	۲/۵۷	۲/۵۸
یک	$\Gamma \times 10^{-4}$	۷/۲	۷/۵	۷/۸	۸/۱
دو	$\Gamma \times 10^{-3}$	۳	۳	۳	۳

همان طور که در مورد ساختار با یک چاه کوانتومی مشاهده می شود با افزایش مقدار  $y$  در سد، ضریب محدودیت نوری ( $\Gamma$ ) افزایش یافته است. حال با توجه به رابطه مربوط به اتلاف داخلی برای لیزر (معادله ۳-۱۲) می توان آنرا بصورت زیر نوشت:

$$\alpha_r = \Gamma(\alpha_{al} - \alpha_c) - \alpha_c$$

که در آن  $\alpha_{al}$  و  $\alpha_c$  بترتیب اتلاف در ناحیه فعال و لایه مسدود کننده است. ملاحظه می شود که با افزایش  $\Gamma$ ، اتلاف داخلی قطعه ( $\alpha_r$ ) نیز افزایش یافته و در نتیجه به جریان آستانه بالاتری برای دستیابی به شرط بهره آستانه و شروع عمل لیزر نیاز داریم.

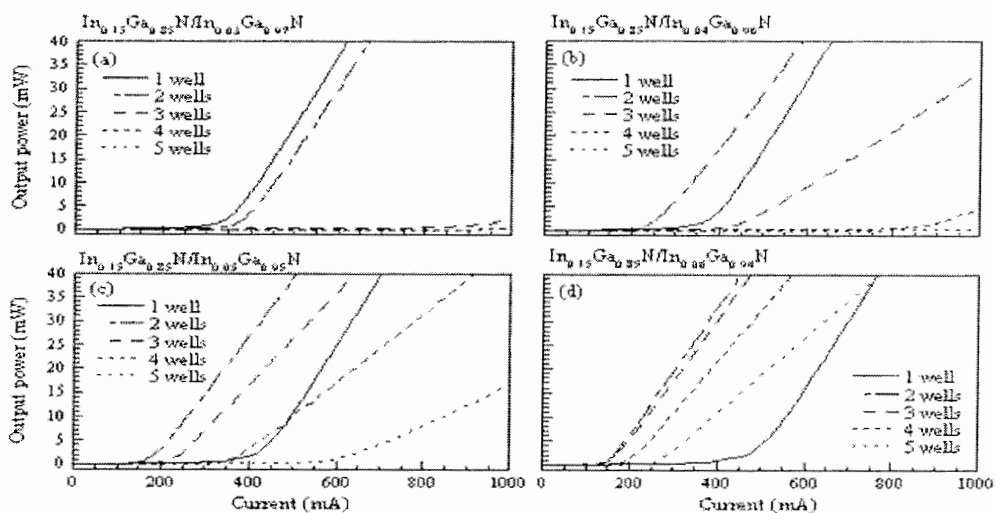


همین شیوه را برای ساختارهای با دو چاه کوانتومی به کار گرفتیم. نتیجه محاسبات برای  $\Gamma$  در حالت های مختلف در جدول ۵-۱ آمده است که همگی مقدار  $0.003$  را دارا هستند. این موضوع هماهنگی بسیار خوبی با نتایج تجربی  $I$ - $L$  در شکل ۵-۱۴ (ب) در ارتباط با مقدار نسبتاً یکسان جریان آستانه آنها در ساختارهای گوناگون دارد.

برای بررسی تاثیر افزایش تعداد چاههای کوانتومی در مقدار  $I_{th}$  در نمونه a شکل ۵-۱۳ ضریب محدودیت نوری را محاسبه کرده ایم. محاسبات ما مقدار  $\Gamma$  را به ازای تعداد متغیر چاهها از دو تا پنج مقادیر  $0.003$ ،  $0.006$ ،  $0.011$  و  $0.017$  به دست می دهد که در توافق خوبی با نتایج تجربی وابسته به بزرگی جریان آستانه در این نمونه های چند چاهی می باشد.

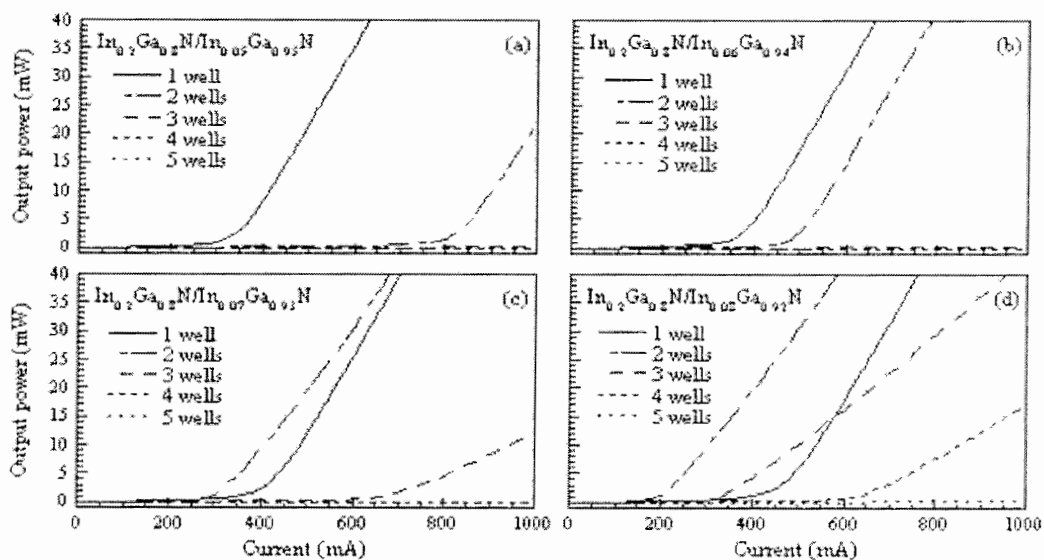
#### (ب) لیزرهای با ساختارهای $In_{0.15}Ga_{0.85}N / In_yGa_{1-y}N$ و $In_{0.2}Ga_{0.8}N / In_yGa_{1-y}N$

در این بخش به بررسی خود در ساختارهای لیزری مشابه با ساختار (الف)- بخش قبلی- می پردازیم که در آنها ترکیب آلیاژی ناحیه چاه به ازای کسر مولی In،  $0.15$  و  $0.2$  می باشد. شکل های ۵-۱۶ و ۵-۱۷ تغییرات توان خروجی بر حسب جریان ورودی را در این قطعات نشان می دهد. در شکل ۵-۱۶ تغییرات  $\gamma$  در ترکیب لایه سد بین  $0.03$  تا  $0.06$ ، و در شکل ۵-۱۷ بین  $0.05$  تا  $0.08$  می باشد.



شکل ۵-۱۶- نمودار شدت خروجی لیزر بر حسب جریان تزریقی به ازای تعداد متفاوت چاه و مقادیر مختلف  $y$  برای

$$\text{ساختار } [20] In_{0.15}Ga_{0.85}N / In_yGa_{1-y}N$$

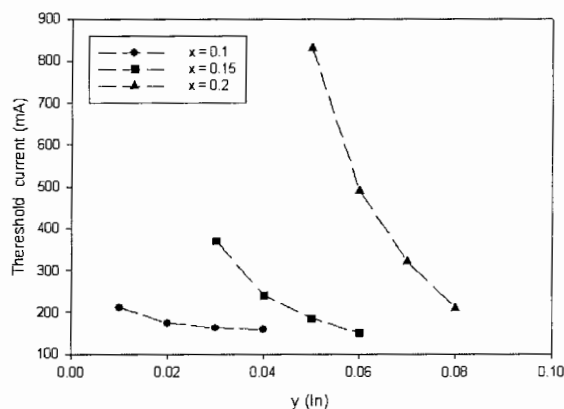


شکل ۵-۱۷- نمودار شدت خروجی لیزر بر حسب جریان تزریقی به ازای تعداد مختلف چاه و مقادیر مختلف  $y$  در

$$\text{ساختار } [20] In_{0.2}Ga_{0.8}N / In_yGa_{1-y}N$$

رفتار عمومی قابل مشاهده در این نتایج حاکی از آن است که: (I) در قطعات چند چاهی، با افزایش تعداد چاهها، جریان آستانه افزایش یافته است. (II) سیستمهای با دو چاه کوانتومی، کمترین جریان آستانه را دارا هستند. (III) سیستمهای تک چاهی رفتاری غیر عادی دارند. مقالات متعددی [۶۵، ۶۶ و ۶۸] به رفتار سیستمهای تک چاهی و دو چاهی پرداخته اند. نتایج تجربی آنها حاکی از آن است که برای دستیابی به طول موجهای ۳۹۰ تا ۴۲۰ نانومتری، سیستمهای دو چاهی و برای طول موجهای بلندتر از ۴۳۵ نانومتری، سیستمهای تک چاهی بالاترین بازدهی را دارا هستند.

از آنجایی که در اکثر داده های تجربی نمونه های تحت بررسی، ساختار با دو چاه کوانتومی از کمترین  $I_{th}$  برخوردار است، تغییرات  $I_{th}$  بر حسب  $y$  را برای دو چاه کوانتومی مستخرج از این داده ها در شکل ۱۸-۵ رسم کرده ایم.



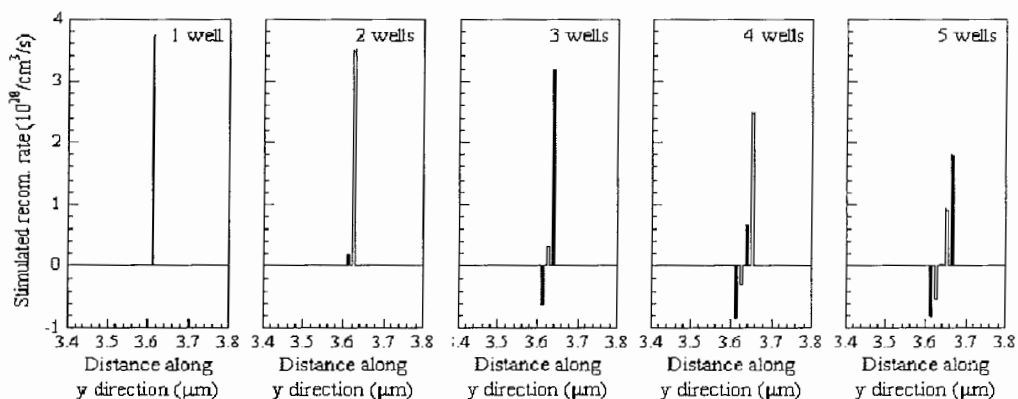
شکل ۱۸-۵- نمودار تغییرات جریان آستانه بر حسب  $y$ ، در نمونه های با دو چاه کوانتومی.

نکته جالب توجه آنکه قطعه با ترکیب بندی  $x = 0.1$  (درچاه ها) و به ازای مقادیر مختلف  $y$  (در سدها) همواره کوچکترین مقدار جریان آستانه را دارا بوده و تغییرات آن بر حسب  $y$  بسیار کند و آرام است. با توجه به این خصوصیت انتظار می رود این ترکیب بندی برای کاربری لیزری، در مقایسه با دو مورد دیگر، مناسبتر باشد. همان طور که از شکل پیداست در هر قطعه رفتار کلی به ازای یک  $x$  ثابت، با

افزایش  $y$  ( کاهش ارتفاع چاه) جریان آستانه کاهش یافته است. همچنین به ازای یک  $y$  ثابت ( ترکیب آلیاژی سد ثابت)، با کاهش  $x$  (کاهش عمق چاه) جریان آستانه مجدداً کاهش یافته است. در این موارد، علت کاهش جریان آستانه با کاهش ارتفاع چاه می تواند ناشی از کمتر شدن تعداد ترازهای مجاز انرژی در داخل چاه کوانتومی باشد و در نتیجه احتمال وقوع بازترکیبهای غیر تابشی اوژه کاهش یافته در عوض بازترکیبهای تابشی افزایش یابد. بدیهی است در بازترکیبهای غیرتابشی اوژه انتظار می رود هر قدر تعداد ترازهای انرژی بالاتر بیشتر باشد، وقوع این فرایند محتملتر گردد.

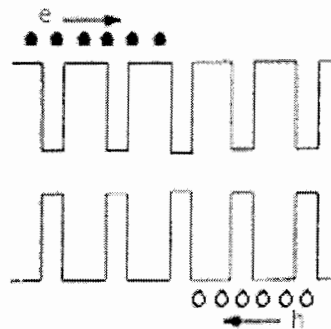
### ۲-۵ بررسی تاثیر تعداد چاه کوانتومی بر آهنگ بازترکیب تابشی

در بخش قبلی دیدیم که در سیستمهای بررسی شده در غالب موارد با افزایش تعداد چاه های کوانتومی جریان آستانه افزایش می یابد. اما در بیشتر موارد دو چاه کوانتومی دارای کمترین جریان آستانه بود. در این بخش با بررسی بیشتر در مورد حبس حاملی، این پدیده را مورد مطالعه قرار می دهیم. با تغییر تعداد چاه کوانتومی، آهنگ بازترکیب تابشی در چاههای مختلف متفاوت است. هر قدر که آهنگ بازترکیب تابشی بیشتر باشد به معنای کاهش بازترکیب غیر تابشی و افزایش بازده لیزر است. شکل ۱۹-۵ طرح شبیه سازی شده آهنگ بازترکیب تابشی برانگیخته را برای ساختار  $In_{0.1}Ga_{0.9}N / In_{0.04}Ga_{0.96}N$  (شکل ۱۳-۵) با تعداد چاه های کوانتومی مختلف نشان می دهد.



شکل ۱۹-۵- آهنگ بازترکیب برانگیخته برای تعداد چاه های مختلف [۲۰].

همانطور که از این شکل پیداست، بیشترین آهنگ بازترکیب به ازای ساختار با دو چاه کوانتومی اتفاق می افتد و آهنگ بازترکیب برانگیخته در طرف  $n$  چاه کوانتومی (سمت چپ) در ساختار با تعداد چاه کوانتومی بیشتر از سه، منفی می شود (آهنگ بازترکیب برانگیخته منفی به معنی جذب فوتونهای تولید شده می باشد) علت این موضوع را می توان بکمک شکل ۵-۲۰ توضیح داد که با اعمال جریان، الکترونها از سمت چپ و حفره ها از سمت راست به داخل چاههای کوانتومی سرازیر می شوند. به علت تحرک بیشتر الکترونها (نسبت به حفره ها) احتمال رسیدن حفره ها به نخستین چاه در سمت چپ بسیار کم بوده و بازترکیبهای محتملتر در نخستین چاه سمت راست به وقوع می پیوندد.



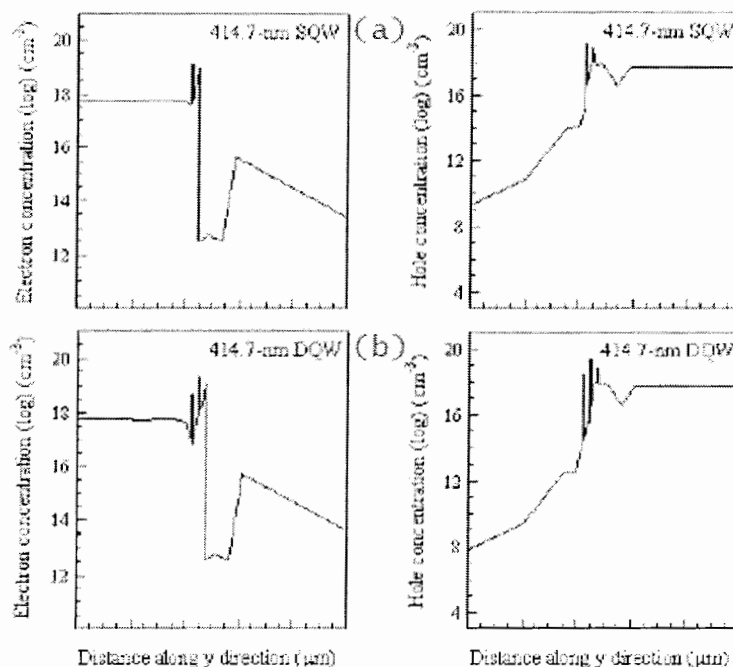
شکل ۵-۲۰- طرح شماتیک چاههای کوانتومی در حالت تزریق حاملها.

به همین دلیل با توجه به شکل ۵-۱۹ آهنگ بازترکیبهای برانگیخته در چاههای مختلف با هم یکسان نیستند. این پدیده ی متفاوت بودن تراکم حفره ها در چاه ها را توزیع ناهمگون حفره ها می نامند. در بخش بعد به بررسی این اثر در همین ساختار در شرایط یک و دو چاهی می پردازیم.

### ۵-۳- بررسی توزیع ناهمگون حفره ها با تعداد چاه های کوانتومی متفاوت

با توجه به بحث کیفی قبلی انتظار می رود که تراکم حفره ها در چاههای مختلف، توزیع ناهمسانی داشته باشند. با توجه به تراکم حاملها در لایه های مربوط به این قطعه (شکل ۵-۱۲) تراکم حفره ها

تقریباً نصف تراکم الکترونهاست. لذا با توجه به جرم موثر کوچکتر و در نتیجه تحرک بیشتر الکترونها، تفاوت تراکم الکترونی در چاههای پشت سرهم تفاوت چندانی با یکدیگر نخواهند داشت ولی تفاوت تراکم حفره ها در چاه ها به مراتب بارزتر است. این موضوع با توجه به تصاویر شبیه سازی شده قطعه ای با یک و دو چاه کوانتومی در شکل ۲۱-۵ قابل مشاهده است.

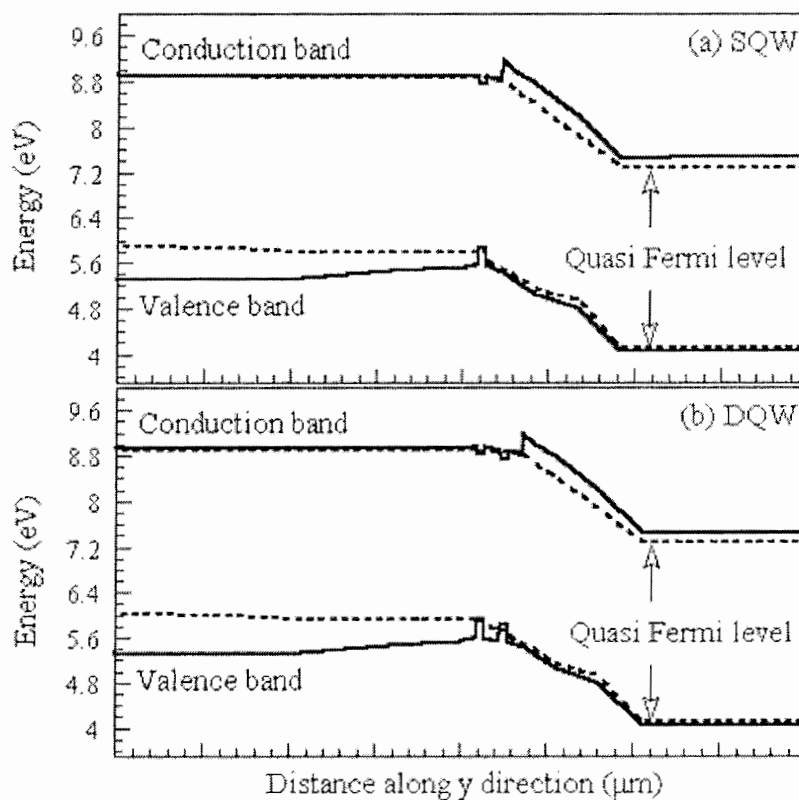


شکل ۲۱-۵- توزیع شبیه سازی شده تراکم الکترون ها و حفره ها برای ساختاری با یک و دو چاه کوانتومی [۴۵].

یک محاسبه ساده به کمک این شکلها می تواند بزرگی احتمال وقوع فرایند بازترکیب تابشی را که متناسب با حاصلضرب n.p است ( معادله ۲-۳) در این دو مورد به ما نشان می دهد: برای ساختار با یک چاه کوانتومی (شکل ۲۱-۵ (a)) مقدار تراکم حاملها در حدود  $(10^{28/5} \text{ cm}^{-3})^2$  به دست می آید. برای ساختار با دو چاه کوانتومی، با توجه به شکل ۲۱-۵ (b) این حاصلضرب برای چاه سمت چپ برابر  $(10^{27/8} \text{ cm}^{-3})^2$  و برای چاه سمت راست در حدود  $(10^{28/8} \text{ cm}^{-3})^2$  به دست می آید. بدین ترتیب می توان دریافت که در ساختار با دو چاه کوانتومی، تراکم حاملهای حبس شده در

ناحیه فعال بیشتر از ساختاری با یک چاه کوانتومی بوده همین پدیده سبب کاهش جریان آستانه عملگری لیزر می گردد.

این پدیده ( حبس حاملی ) را می توان به کمک نمودار نوارهای انرژی نیز مشاهده کرد. شکل ۵-۲۲ ساختار نواری چاه کوانتومی  $In_{0.1}Ga_{0.9}N$  را برای ساختارهای تک و دو چاهی نشان می دهد.



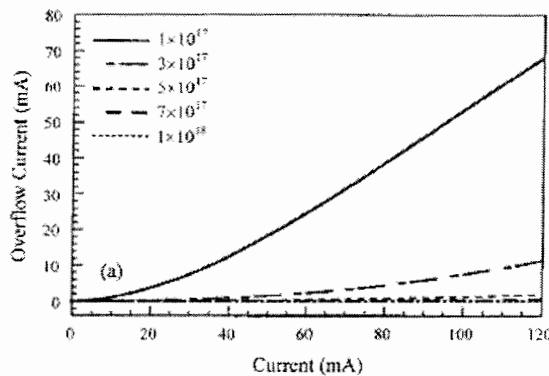
شکل ۵-۲۲- ساختار نواری چاه کوانتومی  $In_{0.1}Ga_{0.9}N$  برای ساختار لیزری با یک (a) و دو (b) چاه کوانتومی [۴۶].

همانطور که از شکل (a) پیداست، برای یک چاه کوانتومی (SQW)، تراز شبه فرمی در نوار رسانش در قسمت بالایی چاه و تراز شبه فرمی در نوار ظرفیت در نزدیکی لبه نوار واقع است. در ساختار با دو چاه کوانتومی (DQW) موقعیت تراز شبه فرمی در چاه های نوار رسانش تقریباً در یک تراز بوده، لکن برای چاههای مربوط به نوار ظرفیت تراز شبه فرمی در چاه سمت راست شامل انرژیهای بالاتر و در چاه

سمت چپ شامل انرژیهای پایینتر می شود. بنابراین انتظار می رود تجمع حفره ها در چاه سمت راست بیش از تراکم آنها در چاه سمت چپ باشد که بحث ما در بخش قبلی نیز مؤید همین گفته می باشد.

#### ۵-۴- مشخصه های لیزرهای نیتروژندار با آرایش ناخالصی

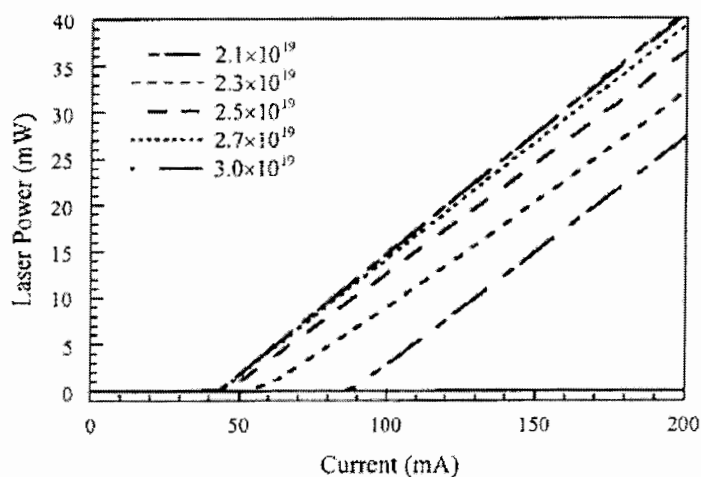
هدف اصلی در آلابیدن نیمرساناها با ناخالصی تغییر در چگالی حامل های آزاد به صورت کنترل شده می باشد. در واقع با این کار می توان بسیاری از خواص فیزیکی از جمله رسانندگی الکتریکی ماده مورد مطالعه را کنترل کرد. بنابر گزارش یوان و همکارانش [۴۵]، آرایش لایه سد با ناخالصی نوع p در ساختار ناهمگون با یک چاه کوانتومی  $In_{0.2}Ga_{0.8}N / In_{0.02}Ga_{0.98}N$  به کاهش جریان آستانه منجر شده است. شکل زیر که تغییرات جریان لبریز بر حسب جریان را برای این ساختار نشان می دهد، در نظر می گیریم:



شکل ۵-۲۳- نمودار تغییرات جریان لبریز بر حسب جریان برای مقادیر مختلف تراکم ناخالصی نوع p در سد.

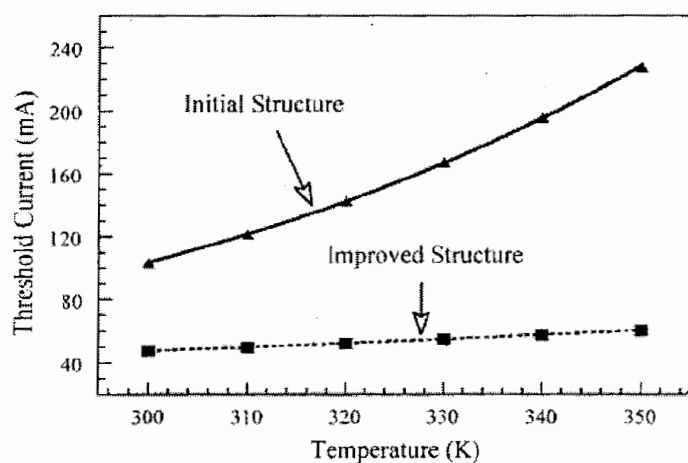
همان طور که پیداست با افزایش ناخالصی ناحیه سد، جریان لبریز کاهش می یابد، به طوری که به ازای تراکم ناخالصی بیشتر از  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  جریان لبریز تقریباً به صفر می رسد. از آنجا که افزایش ناخالصی نوع p به افزایش باند آفست بین لایه مسدود کننده و ناحیه فعال منجر می شود [۴۵] سبب کاهش جریان لبریز و در نتیجه کاهش جریان آستانه می شود. این مطلب در شکل ۵-۲۴ نیز دیده می شود. در این شکل نمودار I-I برای مقادیر مختلف تراکم ناخالصی در سد آورده شده است.





شکل ۵-۲۴- نمودار L-I را برای لیزر مورد مطالعه در تراکم های متفاوت ناخالصی نوع p در سد [۴۵].

همان طور که ملاحظه می شود با افزایش ناخالصی، جریان آستانه قطعه کاهش یافته است. همچنین وارد کردن ناخالصی می تواند بر بزرگی جریان آستانه بر حسب دما نیز تاثیر بگذارد. این موضوع در شکل ۵-۲۵ برای ساختار یک چاه کوانتومی  $In_{0.2}Ga_{0.8}N / In_{0.02}Ga_{0.98}N$  نشان داده شده است.



شکل ۵-۲۵- نمودار جریان آستانه بر حسب تغییرات دما برای دو ساختار با ناخالصی (بهبود یافته) و بدون ناخالصی (اولیه) [۴۵].

همان طور که مشاهده می شود مقدار  $T_0$  با افزایش ناخالصی نوع p از  $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  به  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  از  $63/4 \text{ K}$  به  $208/6 \text{ K}$  افزایش یافته است. این افزایش با توجه به مطالب ذکر شده در بخش ۱-۱-۵ باعث بهبود عملکرد لیزر می شود.

## نتیجه گیری

همانطور که قبلاً نیز بیان شد هدف اصلی، طراحی لیزر با کمترین جریان آستانه می باشد. این مقصود طبق گزارشات معتبر غالباً به ساختارهای با یک یا چند چاه کوانتومی مربوط می شود. با توجه به نمودارهای توان خروجی لیزر بر حسب جریان ورودی آنها در دماهای مختلف برای ساختارهای مطالعه شده، مشاهده می شود که با افزایش دما جریان آستانه با شیبهای متفاوت افزایش می یابد که توسط دمای مشخصه  $T_0$  معرفی می گردد به طوری که بزرگی این کمیت به عواملی همچون حبس نوری و حبس حاملی که در بهره آستانه قطعه موثرند، بستگی دارد.

در مورد حبس نوری با توجه به محاسبات به عمل آمده ملاحظه شد که افزایش دما به کاهش گاف نواری و همچنین کاهش ضریب شکست نیمرسانا منجر می شود. این تغییرات سبب افت ضریب محدودیت نوری ( $\Gamma$ ) در ناحیه فعال قطعه لیزری می گردد که به افزایش جریان آستانه می انجامد.

در مورد حبس حاملی دریافتیم که افزایش دما سبب پخش شدن حاملها به انرژی های بالاتر و در نتیجه افزایش جریان لبریز شده که باعث افزایش جریان آستانه لیزر می شود. در این مورد برای کاهش جریان لبریز در لیزرهای نیتروژندار غالباً از لایه مسدود کننده AlGaIn استفاده می گردد. حضور این لایه سد پتانسیلی را ایجاد می کند که از پخش الکترونها به لایه های مقابل از نوع p جلوگیری می کند. همچنین دریافتیم که مکان قرار گیری لایه مسدود کننده در ساختار لیزری بر بزرگی جریان آستانه تاثیر گذار است، به طوری که وقتی لایه مسدود کننده بر روی آخرین چاه قرار گیرد جریان آستانه بسیار کمتر از حالتی است که این لایه بر روی آخرین سد قرار گیرد.

علاوه بر وجود لایه مسدود کننده، عوامل دیگری همچون ارتفاع سد و چاه های کوانتومی همچنین تعداد آنها می توانند در حبس حاملی موثر باشند. در ساختارهای با ترکیبات InGaIn، تغییر کسر مولی In می تواند باعث تغییر در گاف نواری این آلیاژ در سد و چاه کوانتومی شود. طول موج لیزر مورد نظر به این ترکیب بندی آلیاژی وابسته است.

نتایج محاسبات ما (جدول ۵-۱) نشان می دهند که ضریب محدودیت نوری در ساختار به ازای یک چاه کوانتومی با افزایش کسر مولی In در سد افزایش یافته، که نتیجه آن افزایش اتلاف داخلی قطعه و در نتیجه افزایش جریان آستانه است. در همین ساختار به ازای دو چاه کوانتومی با مقادیر مختلف کسر

مولی In در سد به یک مقدار تقریباً ثابت برای  $\Gamma$  می رسیم که نشانگر مستقل بودن این کمیت از ترکیب بندی سد می باشد. همچنین ملاحظه شد که کمترین جریان آستانه به ازای دو چاه کوانتومی بدست می آید.

نکته جالب توجه در این ساختار آنکه مقدار  $\Gamma$  به ازای تعداد متفاوت چاه های کوانتومی با افزایش تعداد چاه از ۲ تا ۵ از مقدار ۰/۰۰۳ تا ۰/۰۱۷ افزایش می یابد. این افزایش با کمتر شدن بزرگی جریان آستانه که در داده های تجربی مشاهده شده است توافق دارد.

نهایتاً دریافتیم که افزایش ناخالصی نوع p در لایه مسدود کننده راه حل دیگری به منظور کاهش جریان آستانه لیزر می باشد، که در واقع سبب کاهش جریان لبریز در قطعه می گردد. علاوه بر این وجود این لایه مسدود کننده آلائیده به افزایش دمای مشخصه  $T_0$  قطعه که ویژگی درخواستی ما از یک لیزر ایده آل است، کمک می کند.

- [28] W. C. Johnson, J. P. Parsons, M. C. Crew, J. Phys. Chem. **36**, 2651 (1932).
- [29] R. Juza, H. Hahn and Z. Anorg. Allg. Chem. **244** 133 (1940).
- [30] H. Grimmeiss and Z. H- Koelmans, Nature (London) **14a**, 246 (1959).
- [31] H. P. Maruska, and J. J. Tietje, Appl. Phys. Lett. **15**, 327 (1969).
- [32] S.C.Akasaki, M. Willander, J. Narayan, R.Van. Overstraeten, J. Appl. Phys. ReV. **87**, No 3, 965 (2000).
- [33] W. M. Yim, E. J. Stofko, P. J. Zanzucchi, J. I. Pankove and S. Gilbert, J. Appl. Phys. **44**, 292 (1973).
- [34] G. Jungk, H. Neumann, and H. Raidt, Phys. Statuse Solid A, **49**, 629 (1978).
- [35] M. Matloubian and M. Gershenson, J. Electron. Mater. **14**, 633 (1985).
- [36] K. Itoh, H. Amano, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, Jpn. J. Appl. Phys. **30**, 1604 (1991).
- [37] K. Hayashi, K. Itoh, N. Sawaki and I. Akasaki, Solid State Commun. **77**, 115 (1991).
- [38] I. Akasaki and H. Amano, Inst. Phys. Conf. Ser. **142** 7 (1996).
- [39] S. Yoshida, S. Misawa, and S. Gonda, J. Appl. Phys. **53**, 6844 (1982).
- [40] M. A. Kahn, J. M. Van Hove, J. N. Kuniza, D. T. Olson, Appl. Phys. Lett. **58**, 2408 (1991).
- [41] S. Nakamura, T. Mukai. J. Vac. Sci. Technol. A **13**. 6844 (1995).
- [42] T. Matsuoka, *In Properties of Group II Nitrides*, ed. By J. H. Edgar, IEE EMIS No.11 (Inspec. London 1994) pp 231 238
- [43] N. Yoshimoto, T. Matsuoka, A. Katsui, Appl. Phys. Lett. **59**, 2251 (1991).
- [44] S. Nakamura, T. Mukai, Jpn. J. Appl. Phys. **31**, L1457 (1992).
- [45] J. Y. Yuan, Y. K. Kuang, J. Appl. Phys. **93**, No. 9 (2003).
- [46] Y. Chang, Y. k. Kua, H. C. Chay, S. Wang, OPT 2003, F54.
- [47] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 6<sup>th</sup> ed., John Wiley & Sons. New York, Chichester, US (1986).
- [48] H. Mathieu, P. Lefebvre and P. Christol, Phys. Rev. B **46**. 4092 (1992).
- [49] M. Lampert. Phys. Rev. Lett. **1**. 450 (1958)
- [50] A. C. Ferreira, *Optical and Transport Studies of Highly Acceptor Doped GaAs/AlGaAs Quantum Wells*, Linkoping University- IFM, (1996).
- [51] J. Singh. *Semiconductor Optoelectronics*. Mc Grow – Hill. Inc New York NY 10020.
- [52] D. A. Neamen, *Semiconductor Physics and devices Basic Principles*. RR. Donnelley & Sons company (1992).
- [53] S. Nakamura. S. Pearton. D. Fasol. *The Blue Laser Diode*. the complete story. 2 nd ed. Springer Press.
- [54] courtesy of <http://www.britneyspears.ac/lasers.htm>
- [55] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Second Edition . Plenum Press. 1982.

- [۵۶] مقدمه ای بر نورشناخت نیمه رساناها، ناصر پیغمبریان، استفان کوچ، آندره میزیروویچ، ترجمه دکتر حمید رضا مهاجری مقدم، دکتر حبیب تجلی، چاپ اول، انتشارات آستان قدس رضوی، (۱۳۸۰)
- [57] J. H. Davies, *The Physics of low – Dimensional Semiconductors*, Cambridge Press, (1998) pp. 86.
- [58] W. T. Silfvast, *Laser Fundamentals*, 2nd Edition, Cambridge (2004).
- [59] B. G. Streetman, *Solid state electronic devices*, Cambridge ISBN: 964 454 0166.
- [60] N. F. Mott, Proc. Royal Soc. A 167 384 (1938).
- [61] T. Nagatomo, T. Kuboyama, H. Minamino, O. Omoto, Jpn. J. Appl. Phys. **28** L1334 (1989).
- [62] N. Holonyak, S. F. Bevacqua, Appl. Phys. Lett. Vol. **1**, 82 (1962).
- [63] Y. kuang, J. Y. Chuang ho, MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. **32**, (1998).
- [64] K. Osamura, S. Naka, Y. Murakami, Preparation and Optical properties of InGaN , J. Appl. Phys. **46**, 3432, 1975.
- [65] Yen Kuang Kuo, Bo-Ting Liou, Mei-Liny Chen, Sheng-Horny Yen, OPT Commu **23**( 2004) 395-402
- [66] Yen-Kuang. Kuo, Yi-An. Chang, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. **40**, No. 5, May 2004.
- [67] M. Hensen, J. Piprek, P. M. Pattison, J. S. Speck, S. Nakamura, S. P. DenBarras Appl. Phys. Lett vol. **81**, No 22 (2002).

## ***Abstract:***

Due to the wide range of the direct energy gap of the III-nitride semiconductors (0.7 – 6.2 eV) from IR to UV in electromagnetic spectrum, these materials has found a great attention in optoelectronic devices, such as blue / UV light emitting diodes (LEDs) and laser diodes (LDs). As it is expected in order to optimize the device efficiency and structure, it is necessary to study and understand the physical properties of radiative and nonradiative processes.

In this thesis we have studied the radiative and nonradiative processes in single and multi quantum well (MQW) laser structures. Most reported papers are based on structures with *InGaN*, as the material in the active region. In these structures an *AlGaN* as blocking layer (for carrier confinement) and two *AlGaN* layers - with less *Al* mole fraction – as cladding layer (for optical confinement) has been used. Our study of the radiative and nonradiative possesses in the reported data are based on the electroluminescence output of the devices.

Threshold current is one of the most important parameters in laser operation. The less this parameter leads to a higher efficiency and lifetime device. The results of experimental data show that the threshold current increases with temperature. This can be related to the rise of the electron overflow current (a reduction of carrier confinement) and nonradiative Auger recombination, also a reduction in the optical confinement. Using the blocking layer, low-dimension systems (quantum wells) and cladding layers can overcome these problems.