

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

(گرایش حالت جامد)

بررسی تاثیر فشار هیدروستاتیکی در مطالعه دیود
لیزرهای فرو سرخ با ساختارهای چاههای کوانتومی

مهدی رفیعی

استاد راهنما:

دکتر حسین عشقی

تابستان ۸۸

تقدیر و تشکر

سپاس خدای یگانه را که همواره از او مدد جسته ام و به یاری لطف و رحمتش به این مرحله نائل شدم و توانستم قدمی هرچند کوچک در راه علم و آگاهی بردارم و این رساله را به نگارش درآورم. با عنایت به اتمام کار بر خود واجب می دانم که از تمامی کسانی که در این راه مرا یاری کردند تشکر و قدردانی نمایم. به ویژه از استاد راهنمای گرامی جناب آقای دکتر حسین عشقی که در کمال صبر و متانت و با صمیمیت کامل به سوالاتم پاسخ دادند و کم کاری و کاستی های مرا تحمل کردند و اگر عنایت و راهنماییهای ایشان نبود اتمام این امر میسر نمی شد. بدیهی است نتایج مثبت و دستاوردهای علمی این رساله حاصل زحمات و معلومات ایشان و هر گونه اشتباه علمی و قصور در کار نتیجه عدم دقت و اطلاعات ناکافی من می باشد.

در آخر از همسر خوبم که در این مدت همواره مرا یاری کرد و با دلگرمی هایش سختی کار را بر من هموار ساخت کمال تشکر و قدردانی را دارم.

تقدیم به **پدرو مادرم** کہ دعای خیرشان ہمیشہ ہمراہ من
و **همسرم** کہ در راه پرفراز و نشیب زندگی مایہ دلگرمی و یاور من
است.

چکیده:

در سالهای اخیر دیود لیزرهای فرسرخ با طول موجهای $1/3$ و $1/5$ میکرونی به دلیل کاربرد در مخابرات و انتقال اطلاعات توسط فیبرهای نوری توجه زیادی را به خود جلب کرده اند. این مطالعات غالباً به منظور دستیابی به قطعات لیزری با بازدهی بالاتر انجام شده است.

جریان آستانه (I_{th}) و حساسیت دمایی (که دمای مشخصه T_0 معرف آن است) دو پارامتر مهم در عملکردی یک لیزر دیودی است. قطعه ای با جریان آستانه و دمای مشخصه پایین به معنی آن است که نسبت جریانهای بازترکیبی تابشی به غیر تابشی بزرگ و تغییرات I_{th} با دما کوچک است. به منظور دستیابی به این مقصود ساختارهای گوناگونی از جمله ساختارهای با چاه (های) کوانتومی با و بدون کرنش در نظر گرفته شده است. استفاده از اعمال فشار هیدروستاتیکی می تواند به عنوان روشی مناسب برای تعیین نسبت سهم جریانهای تابشی به غیر تابشی در جریان الکتریکی آستانه قطعه محسوب شود.

ما در این پایان نامه به کمک مدل‌های نظری فیزیکی به تحلیل داده های گزارش شده مربوط به جریان آستانه لیزرهای تابنده امواج فرسرخ $1/3$ و $1/5$ میکرومتری پرداخته ایم. این قطعات دارای ساختار چاه (های) کوانتومی کرنش دار و بدون کرنش $InGaAsP$ بوده و در دماهای بالا (دمای اتاق) و دماهای پایین ($\sim 100 K$) تحت فشار هیدروستاتیکی (تا $10 kbar$) قرار گرفته اند.

کلمات کلیدی: لیزرهای فرسرخ با چاه(های) کوانتومی، جریان آستانه، فشار هیدروستاتیکی،

جریان بازترکیب اوژه، جریان تابشی، دمای مشخصه

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱.....	فصل اول : مروری بر مقالات
۸.....	فصل دوم : فرآیندهای باز ترکیبی در نیمرساناها.....
۹.....	۱-۲- باز ترکیبهای تابشی.....
۹.....	الف- باز ترکیبهای تابشی ذاتی.....
۹.....	۱-۱-۲- باز ترکیب نوار به نوار.....
۱۰.....	۲-۱-۲- باز ترکیب اکسیتون آزاد.....
۱۱.....	ب- باز ترکیبهای غیر ذاتی.....
۱۱.....	۳-۱-۲- اکسیتونهای جایگزیده.....
۱۱.....	۴-۱-۲- اکسیتونهای مقید.....
۱۲.....	۵-۱-۲- باز ترکیب حامل آزاد-حامل مقید.....
۱۲.....	۲-۲- باز ترکیبات غیر تابشی.....
۱۲.....	۱-۲-۲- باز ترکیب اوژه.....
۱۹.....	۲-۲-۲- باز ترکیب ناشی از ناراستی ها و دررفتگی های بلوری.....

فصل سوم: نظریه عملگری لیزرهای نیمرسانا و تاثیر فشار بر برخی پارامترهای لیزری ۲۱

۱-۳ بر هم کنش اتم و فوتون ۲۲

۱-۱-۳ جذب ۲۲

۲-۱-۳ گسیل خودبخودی ۲۳

۳-۱-۳ گسیل القایی ۲۴

۲-۳ وارونی جمعیت ۲۵

۳-۳ بهره و اتلاف ۲۷

۴-۳ ضریب محدودیت نوری ۲۸

۵-۳ جریان آستانه ۳۰

۶-۳ شرط شفافیت ۳۳

۷-۳ وابستگی دمایی جریان آستانه و دمای مشخصه (T_0) ۳۳

۸-۳ اثرات اعمال فشار بر پارامترهای مختلف قطعه ۳۴

۱-۸-۳ گاف نواری ۳۵

۲-۸-۳ جرم موثر ۳۶

۳-۸-۳ ضریب محدودیت ۳۷

فصل چهارم : ساختارهای مختلف لیزر نیمرسانا ۳۹

۱-۴ ساختار همگون ۴۰

- ۴-۲ ساختار ناهمگون یگانه ۴۱
- ۴-۳ ساختار ناهمگون دو گانه ۴۲
- ۴-۴ ساختار چاه(های) کوانتومی ۴۳
- ۴-۴-۱ ترازهای انرژی در یک چاه کوانتومی ۴۴
- ۴-۴-۲ تابع توزیع و چگالی حالتها ۴۵
- ۴-۵ ساختار چاه(های) کوانتومی کرنش دار ۴۷
- ۴-۶ ساختار چاه های کوانتومی چندگانه ۴۹
- ۴-۷ ساختار سیم و نقطه کوانتومی ۵۰
- فصل پنجم : تحلیل داده های تجربی وابسته به لیزرهای $1/3 \mu m$ و $1/5 \mu m$ با ساختار
- چاه کوانتومی ۵۱
- ۵-۱ بررسی تغییرات چگالی حاملهای آستانه با فشار ۵۲
- ۵-۲ تغییرات جریان آستانه بر حسب فشار هیدروستاتیکی در لیزرهای $1/5$ و $1/3$ میکرونی ۵۳
- ۵-۳ تاثیر دمای عملگری قطعه بر تغییرات جریان آستانه با فشار هیدروستاتیکی در قطعات $1/5$ و $1/3$ میکرونی ۵۷
- ۵-۴ تاثیر کرنش بر سهم مولفه های تابشی و غیر تابشی در جریان آستانه در قطعات با و بدون کرنش ۵۹
- ۵-۵ بررسی کیفی تاثیر تعداد چاه های کوانتومی بر سهم جریان اوژه در جریان آستانه ۶۴

۶-۵ محاسبه تغییرات ضریب اوژه با فشار برای لیزر $1/5 \mu m$ دارای $0.06/\%$ کرنش تراکمی ۶۵

۷-۵ بررسی نوع بازترکیب غالب در قطعات $1/5$ میکرومتری به کمک مشخصه ی L-I ، پایینتر

از جریان آستانه (پارامتر Z) ۶۸

۸-۵ تعیین سهم جریانهای تابشی و غیر تابشی در جریان آستانه به کمک پارامتر Z ۷۰

۹-۵ تعیین دمای مشخصه در لیزرهای $1/5$ میکرونی به کمک فشار هیدروستاتیکی ۷۱

نتیجه گیری ۷۳

ضمیمه ۷۶

مراجع ۸۱

فصل اول:

مروری بر مقالات

لیزرهای فرو سرخ با طول موج های $1/5 \mu m$ و $1/3 \mu m$ در مخابرات از اهمیت ویژه ای برخوردار می باشند. علت این موضوع آن است که کابل‌های نوری به کار گرفته شده در انتقال اطلاعات ، در طول موج $1/55 \mu m$ از کمترین میزان اتلاف^۱ و در طول موج $1/3 \mu m$ از کمترین میزان پراکندگی^۲ برخوردار می باشند [۱]. از ساختارهایی با ترکیبات $InGaAs(P)$ بر روی زیر لایه ی InP می توان در ساخت لیزرهایی که در این طول موج ها تابش می کنند استفاده کرد. با وجود سهولت تهیه این قطعات، لکن جریان آستانه^۳ و حساسیت دمایی آنها بسیار بالا بوده و در شرایط طبیعی از بازدهی پایینی برخوردار هستند [۲].

تا کنون مطالعات زیادی به منظور شناسایی فرآیندهای گوناگون بازترکیبی و کاهش جریان آستانه بر روی این قطعات انجام شده است. استفاده از روشهای مدرن رشد روآراستی مانند رو آراستی پرتو مولکولی^۴ (MBE) و رسوب گذاری بخار شیمیایی ترکیبات آلی فلزی^۵ ($MOCVD$)، ساخت لیزرهایی با ساختارهای ناهمگون امکانپذیر شده است. از آنجا که این ساختارها در مقایسه با لیزرهای همگون از جریان آستانه ی پایینتری برخوردارند، برخی از مشکلات فوق برطرف شده اند. امروزه با بکارگیری ساختارهایی با چاه (های) کوانتومی جریان آستانه به عنوان یکی از پارامترهای مهم عملگری لیزر، باز هم کاهش یافته و این خود به افزایش بازدهی^۶ قطعه منجر گردیده است [۳].

در دهه اخیر، فشار هیدروستاتیکی به عنوان ابزاری مناسب برای مطالعه ی قطعات نیمرسانا مورد استفاده قرار گرفته است. این روش، تکنیکی غیر مخرب بوده و به کمک آن می توان ثابت شبکه بلور و در نتیجه گاف نواری مواد نیمرسانا را به طور پیوسته تغییر داد. بدیهی است این تغییرات بر فرآیندهایی که به گاف نواری ماده مرتبط باشند تأثیر گذاشته و بدین ترتیب می توان فرآیندهای بازترکیبی مرتبط را مطالعه کرد [۴].

¹ Loss

² Dispersion

³ Threshold Current

⁴ Molecular Beam Epitaxy (MBE)

⁵ Metall-Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD)

⁶ Performance

آدامز و همکارانش [۱] با استفاده از روش اعمال فشار به مطالعه انرژی نور لیزر گسیل شده از قطعات لیزری با ساختارهای متفاوت پرداخته اند. نتایج اندازه گیریهای آنها حاکی از تغییرات خطی انرژی لیزر گسیل شده با فشار در تمام ساختارهای مورد بررسی آنها بود. آنها همچنین دریافتند که برای تمام ساختارها ضریب فشار گاف نواری (بخش ۳-۸) در حدود 10 meV/kbar می باشد. آنها همچنین نشان دادند که در یک لیزر با ساختار چاه کوانتومی ایده آل جریان تابشی با مربع گاف نواری متناسب است.

هسمن و آدامز [۵] با مطالعه ی تغییرات جریان آستانه (بخش ۳-۵) و طول عمر حاملها^۱ بر حسب فشار هیدروستاتیکی اعمال شده به یک قطعه ی لیزری با طول موج $1/55$ میکرون $InGaAsP$ با ساختار چاه کوانتومی در دمای اتاق دریافتند که در این دما بازترکیبهای غیر تابشی در این قطعات با طول موج بلند، بازترکیبهای غالب می باشند. آنان جذب داخل نوار ظرفیت^۲ ($IVBA$) و بازترکیب اوزه^۳ را فرآیندهای غالب در این نوع قطعات معرفی کردند. همچنین بر اساس گزارش آنان دمای مشخصه ی^۴ لیزر (T_0) (بخش ۳-۷) با افزایش فشار، افزایش می یابد که به معنی حذف فرآیندهای بازترکیبی غیر تابشی با افزایش فشار و گاف نواری است.

پوگانت و آدامز [۶] تغییرات جریان آستانه با فشار و شدت نور حاصل از گسیل خودبه خودی در پایین تر از شرایط آستانه را برای یک لیزر با ساختار چاههای کوانتومی بدون کرنش اندازه گیری کردند. قطعه ی مورد بررسی توسط آنها دارای ۴ چاه کوانتومی $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ بود که به وسیله ی نواحی سد $In_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.45}P_{0.55}$ از هم جدا شده بودند. آنها به کمک تحلیل همزمان داده های تجربی وابسته به اندازه گیریهای گسیل القایی با فشار و دما ضریب اوزه (C) (بخش ۲-۲-۱) را برای این لیزر به دست آوردند. محاسبات آنها نیز نشان دهنده ی غالب بودن بازترکیبهای غیر تابشی

¹ Carrier life time

² Inter Valance Band Absorbption

³ Auger Recombination

⁴ Characteristic temperature

در این لیزرهای تابنده ی ۱/۵ میکرونی با دمای مشخصه ای در حدود ۵۶ درجه ی کلوین بوده است.

با ساخت قطعات دارای کرنش (بخش ۴-۵)، جریان آستانه ی لیزرها کاهش یافت. تیجس و همکارانش [۷]، چگونگی ساخت این قطعات را مورد مطالعه قرار دادند و تاثیر کرنش بر مشخصه های مختلف لیزرهای ۱/۵ میکرومتر را بررسی کردند. نتایج آنان حاکی از بیشترین کاهش جریان آستانه به ازای ۱٪ کرنش تراکمی^۱ و ۱۱/۶٪ کرنش کششی^۲ برای قطعات لیزری گسیلنده ی ۱/۵ میکرونی بود. آنان همچنین دریافتند که هم در قطعات کپه ای^۳ و هم در قطعات با ساختار چاه های کوانتومی کرنش دار، جریان آستانه با فشار کاهش می یابد و بیشترین کاهش در قطعه ی کپه ای و کمترین کاهش در قطعه ی دارای کرنش کششی مشاهده می شود. علاوه بر این برای افزایش بازدهی قطعه، کرنش تراکمی مفید تر از کرنش کششی است که علت آن تغییر شکل نوار ظرفیت به واسطه ی تغییر شکل چهار وجهی^۴ بلور است که منجر به کاهش جرم موثر حفره های سنگین و در نتیجه کاهش بازترکیب اوژه و جذب داخل نوار ظرفیت می شود. نتایج بررسی های آنها نشان می داد علی رغم کاهش جریان آستانه، دمای مشخصه قطعات کرنش دار تفاوت چندانی با قطعات بدون کرنش ندارد که به علت باقیماندن بازترکیب غیر تابشی اوژه به عنوان فرآیند بازترکیبی غالب در این قطعات است. بر اساس محاسبات، آنها دریافتند که ضریب اوژه (بخش ۲-۲-۱) برای قطعه ی کپه ای برابر $10^{-29} \times 10$ و برای قطعه با کرنش تراکمی برابر $3/5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ می باشد.

رینگ و همکارانش [۸] به بررسی تغییرات جریان آستانه با فشار برای یک لیزر $1/5 \mu\text{m}$ با ساختار چاه های کوانتومی پرداختند. قطعه ی مورد بررسی آنها شامل ۴ چاه کوانتومی $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ با ۱/۸ درصد کرنش تراکمی بود که بوسیله ی سدهای بدون کرنش InGaAsP از هم

¹ Compressively Strain

² Tensile Strain

³ Bulk

⁴ Tetragonal deformation

جدا شده بودند. بر اساس اندازه گیریهای وابسته به فشار هیدروستاتیکی توسط آنها مشخص شد که در دمای اتاق، در قطعات کرنش دار می توان از جذب داخل نوار ظرفیت چشم پوشی کرد و در لیزرهای با طول موج بلند بازترکیب اوژه فرآیند غالب بازترکیبی حاملها است.

بازترکیب غیر تابشی اوژه می تواند به دو صورت $CHSH$ ^۱ و $CHCC$ ^۲ (بخش ۲-۲-۱) در قطعات نوری نیمرسانا رخ دهد. در هر کدام از این موارد ممکن است فرآیند مربوطه به صورت مستقیم یا غیر مستقیم (با کمک یک فونون) انجام شود. هاگ [۹] ماتریس بر هم کنش الکترون-الکترون و فونون-الکترون را برای این فرآیندها به دست آورده و به کمک آنها و با در نظر گرفتن نوارهای انرژی واقعی در ساختارهای چاه کوانتومی، آهنگ بازترکیب غیر تابشی اوژه، R_{Aug} (بخش ۲-۲-۱) را تعیین کرده است. گونل [۱۰] با استفاده از این روابط و با توجه به اندازه گیریهای جریان آستانه بر حسب فشار، به بررسی فرآیند اوژه غالب در یک لیزر چاه کوانتومی کرنش دار کششی ۵۳/۱ میکرونی پرداخت. نتایج بررسی های انجام شده توسط وی حاکی از غالب بودن بازترکیب اوژه $CHSH$ غیر مستقیم در این قطعه بوده است. علاوه بر این او با بکار گیری مدل نظری $k.p$ و با فرض سهمی بودن نوارها نشان داد که تغییرات ضریب محدودیت نوری (بخش ۳-۱۰) همانند جریان تابشی متناسب با مربع تغییرات گاف نواری می باشد.

با مطالعه ی جریان آستانه با فشار هیدروستاتیکی در دماهای پایین (حدود ۱۰۰ درجه کلوین) توسط جین و همکارانش [۱۱] مشخص شده است که بر خلاف نتایج اندازه گیری در دمای اتاق، در دماهای پایین، جریان آستانه با فشار به آهستگی افزایش می یابد. از آنجا که این تغییرات با تغییرات وابسته به جریان تابشی که توسط آدامز بیان شده بود، متناظر می باشد، انتظار می رود که جریان غالب در دماهای پایین که در محدوده ی دمای مشخصه ی قطعه است، جریان تابشی باشد.

^۱ Conduction electron recombines with a Heavy-hole causing a Conduction electron lifted to a higher Conduction band stat ($CHCC$)

^۲ Conduction electron recombines with a Heavy-hole causing a Spin-orbit electron to promoted in to the Heavy-hole band ($CHSH$)

توسط فیلیپس و همکارانش [۱۲] با مطالعه ی تغییرات جریان آستانه با فشار و دما، برای دو لیزر دارای کرنش تراکمی $1/3$ و $1/5$ میکرونی، مشخص شد که در قطعات $1/5$ میکرونی، کاهش جریان آستانه با فشار بیشتر است که حاکی از اهمیت بیشتر فرآیندهای بازترکیبی غیر تابشی در این قطعات نسبت به لیزرهای $1/3$ میکرونی می باشد. آنها به کمک اندازه گیریهای تغییرات جریان آستانه این دو لیزر با دمای عملگری قطعه، سهم جریان اوژه در جریان آستانه را برای قطعه $1/5 \mu m$ در حدود 0.80% و برای قطعه $1/3 \mu m$ در حدود 0.50% تعیین کردند.

سویینی و همکارانش [۱۳] برای تعیین سهم جریان اوژه از جریان آستانه، علاوه بر فشار هیدروستاتیکی روشهای دیگری را نیز مورد استفاده قرار دادند. آنها بوسیله اندازه گیری شدت نور حاصل از گسیل خودبخودی از قطعه در پایین تر از آستانه بر حسب جریان، و تعیین پارامتر Z (بخش ۳-۵ و ۵-۷) نسبت جریان اوژه به جریان آستانه در دمای اتاق و فشار جو را در حدود 0.8 محاسبه کردند که با نتایج بدست آمده از اندازه گیریهای فشار هیدروستاتیکی در توافق بود.

سیلور و همکارانش [۱۴] با بکار گیری فشار هیدروستاتیکی در گستره ی 27 کیلو بار به بررسی بستگی ضریب اوژه به طول موج گسیل لیزر در قطعات مختلف لیزری پرداختند. گزارش آنان حاکی از بستگی قوی ضریب اوژه به گاف نواری برای هر دو فرآیند مستقیم و غیر مستقیم اوژه بود. با مقایسه نتایج نظری و نتایج تجربی برای یک لیزر $1/48$ میکرونی بدون کرنش در این گستره ی فشاری، آنها دریافتند که ضریب اوژه برای این قطعه به حدود یک سوم مقدار اولیه (در فشار جو) می رسد که حاکی از غالب شدن فرآیند اوژه ی $CHSH$ مستقیم در این قطعه است. بر اساس اندازه گیریهای انجام شده آنها در قطعات کرنش دار و بدون کرنش، جریان اوژه به ترتیب 70 تا 90 درصد جریان آستانه را به خود اختصاص داده است.

مازه و همکارانش [۱۵] نیز تغییرات ضریب اوژه با گاف نواری در یک لیزر دارای 0.6 درصد کرنش تراکمی را بررسی کردند و دریافتند که در این قطعه نیز بازترکیب غالب، فرآیند اوژه ی

CHSH مستقیم است. همچنین مشاهده کردند که تغییرات جریان تابشی با فشار کمتر از مدل بیان شده توسط آدامز (متناسب با مربع گاف نواری) می باشد. و برای توجیه رفتار جریان تابشی با فشار باید پارامتر دیگری را نیز در نظر گرفت. آنها با در نظر گرفتن تغییرات خطی اتلاف با فشار، توانستند به نتایج بهتری دست یابند.

در سالهای اخیر با تولید ساختارهای جدید (مثل سیم^۱ و نقطه ی کوانتومی^۲) و وارد کردن نیتروژن در ماده نیم رسانای به کار گرفته شده، بهره ی قطعات لیزری افزایش و جریان آستانه و حساسیت دمایی آن ها کاهش یافته اند [۱۶].

^۱Quantum wire
^۲Quantum Dot

فصل دوم

فرآیندهای مختلف باز ترکیبی در نیمرساناها

۱-۲ باز ترکیبهای تابشی:

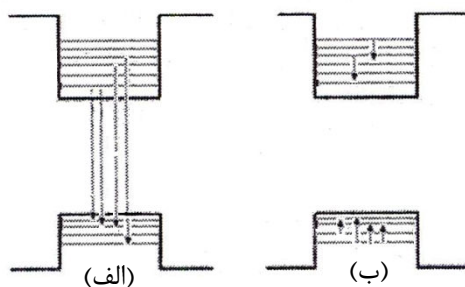
برای وقوع باز ترکیب های تابشی در نیمرساناها لازم است در جمعیت الکترونها ماده وضعیت غیر تعادلی حاصل شود. برای رسیدن به این مقصود، راهکارهای مختلفی وجود دارد، از جمله برانگیختگی الکترونها از طریق تابش فوتونها یا تابش باریکه ای از الکترونها و یا تزریق حاملها توسط یک مولد الکتریکی (باتری). گسیل تابشی بدست آمده به ترتیب فوتولومینسانس، کاتدولومینسانس و الکترومولومینسانس نامیده می شوند. فرآیندهای تابشی در نیمرساناها به دو دسته ذاتی و غیر ذاتی دسته بندی می شوند.

فرآیندهای ذاتی در یک نیمرسانای خالص رخ می دهند و فرآیندهای غیر ذاتی ناشی از حضور ناخالصی ها و یا دیگر ناکاملی ها در نیمرسانا می باشند. در ادامه به اختصار به توضیح مهمترین این فرآیندها می پردازیم.

الف- باز ترکیبهای تابشی ذاتی

۱-۱-۲ باز ترکیب نوار به نوار

این نوع باز ترکیب غالباً در دماهای بالا رخ می دهد و در طی آن یک الکترون در نوار رسانش و یک حفره در نوار ظرفیت با هم باز ترکیب می شوند. لازم است بین گذارهایی که ما بین ترازهای دو نوار ظرفیت و رسانش در یک چاه کوانتومی و گذارهایی که بین زیر ترازهای یک نوار (رسانش یا ظرفیت) به تنهایی اتفاق می افتد تمایز قایل شویم. این تمایز در شکل (۱-۲) نمایش داده شده است.



آهنگ این بازترکیب (R_{sp}) با در نظر گرفتن بقای اندازه حرکت عبارتست از:

$$R_{sp} = B_r np \quad (1-2)$$

که در آن B_r به عنوان ضریب بازترکیب (احتمال گذار) نوار به نوار و n و p تراکمهای الکترونها و حفره ها در نیمرسانا می باشد. این رابطه را می توان برحسب شرایط تعادلی و چگالی حاملهای اضافی به صورت:

$$R_{sp} = B_r (n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) \quad (2-2)$$

نوشت که در آن n_0 و p_0 چگالی الکترونها و حفره ها در حالت تعادل و Δn و Δp چگالی الکترونها و حفره های اضافی می باشند. مقدار ضریب بازترکیب نوار به نوار وابسته به اندازه ی گاف نواری و اینکه آیا نیمرسانا دارای گاف نواری مستقیم و یا غیر مستقیم است می باشد. برای نیمرساناهای گاف مستقیم مقدار این ضریب بین 10^{-11} تا $10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ و برای نیمرساناهای غیر مستقیم بین 10^{-15} تا $10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ است [۱۸].

۲-۱-۲ بازترکیب اکسیتون آزاد^۱

در دماهای پایین و در نیمرساناهای بسیار خالص که اثر پوشش^۲ حاملهای آزاد وجود ندارد الکترون و حفره ای که بواسطه ی برانگیختگی تولید شده اند به علت جاذبه کولنی بینشان می توانند یک حالت مقید ایجاد کنند. این حالت مقید می تواند به عنوان یک ماهیت جدید یا یک شبه ذره در نظر گرفته شود که از لحاظ الکتریکی خنثی بوده و به آن اکسیتون آزاد گفته می شود. انرژی بستگی اکسیتون کمیته کوانتیده است و از رابطه [۱۸]:

$$E_{ex}^l = \frac{-m_r^* q^4}{2(4\pi\epsilon_r \epsilon_0 \hbar)^2} \frac{1}{l^2} \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (3-2)$$

بدست می آید که ϵ_0 و ϵ_r به ترتیب ضریب گذردهی خلاء و ضریب دی الکتریک ماده نیمرسانا، q بار

¹ Free Exciton

² screening

الکتریکی اتم، m_r^* جرم مؤثر کاهش یافته و l عددی صحیح است. این نوع اکسیتونها، اکسیتون وانیر^۱ نامیده می شوند که در آنها فاصله الکترون و حفره در مقایسه با ثابت شبکه بزرگ است و تابع موج الکترون و حفره بر روی نقاط زیادی از شبکه پهن شده است. این اکسیتونها معمولاً در نیمرساناها و موادی که پیوند اتمی آنها قوی است دیده می شوند [۱۹]. انرژی کل اکسیتون (E_{ex}) از اضافه کردن انرژی جنبشی آن به انرژی بستگی اکسیتون بدست می آید:

$$E_{ex} = \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2(m_e^* m_h^*)} - E_{ex}^l \quad (۴-۲)$$

در رابطه بالا جمله اول انرژی جنبشی اکسیتون است. در گذار مستقیم برای پایستگی تکانه باید $k_{ex} \cong 0$. چون الکترون و حفره باید در یک جهت حرکت کنند.

ب- باز ترکیبهای تابشی غیر ذاتی

۳-۱-۲ اکسیتونهای جایگزیده

اکسیتونها می توانند در حالت های جایگزیده ای که معمولاً به علت افت و خیزهای پتانسیل موجود در سطح مشترک ساختارهای ناهمگون وجود دارد به دام بیفتند و جایگزیده شوند. به همین دلیل، این باز ترکیبها را باز ترکیب اکسیتون جایگزیده می نامند. منشأ افت و خیز در پتانسیل در یک ساختار ناهمگون معمولاً ناخالصی ها، در رفتگی ها و افت و خیزهای سطح نمونه می باشند.

۴-۱-۲ اکسیتونهای مقید

وقتی یک اکسیتون توسط یک نیروی کولنی به یک ناخالصی (دهنده یا پذیرنده) مقید می شود، به آن اکسیتون مقید می گویند. انرژی فوتون گسیل شده از باز ترکیب یک اکسیتون مقید به مقدار انرژی که برای جدا کردن اکسیتون از قید ناخالصی لازم است، از انرژی اکسیتون آزاد کمتر

¹wannier

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... . اکسیتون های مقید بسته به نوع ناخالصی ها به گروههای مختلفی تقسیم می شوند. از آن جمله اکسیتون های مقید به پذیرنده ها^۱، دهنده ها^۲ و ناخالصی های ایزو الکترونیک^۳.

۲-۱-۵ باز ترکیب حامل آزاد-حامل مقید

در محدوده ی دماهای پایین که 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 یک دهنده (پذیرنده) می تواند با یک حفره (الکترون) در نوار ظرفیت (رسانش) باز ترکیب شود. به چنین باز ترکیبی، "باز ترکیب حامل آزاد-حامل مقید" گفته می شود. هرگاه چگالی اتمهای ناخالصی افزایش یابد، تابع 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 شود، آنگاه نوار ناخالصی پهن تر شده به طوری که با نزدیکترین لبه نوار (نوار رسانش در مورد بخشنده ها و نوار ظرفیت در مورد پذیرنده ها) همپوشانی کرده و در نتیجه حامل ها رفتاری آزاد گونه خواهند داشت.

۲-۲ باز ترکیبهای غیر تابشی

۲-۲-۱ باز ترکیب اوژه

در یک نیمرسانا یک الکترون (یک حفره) داغ^۴ با انرژی بیشتر از گاف نواری، می تواند سبب

¹ Acceptor

² Donor

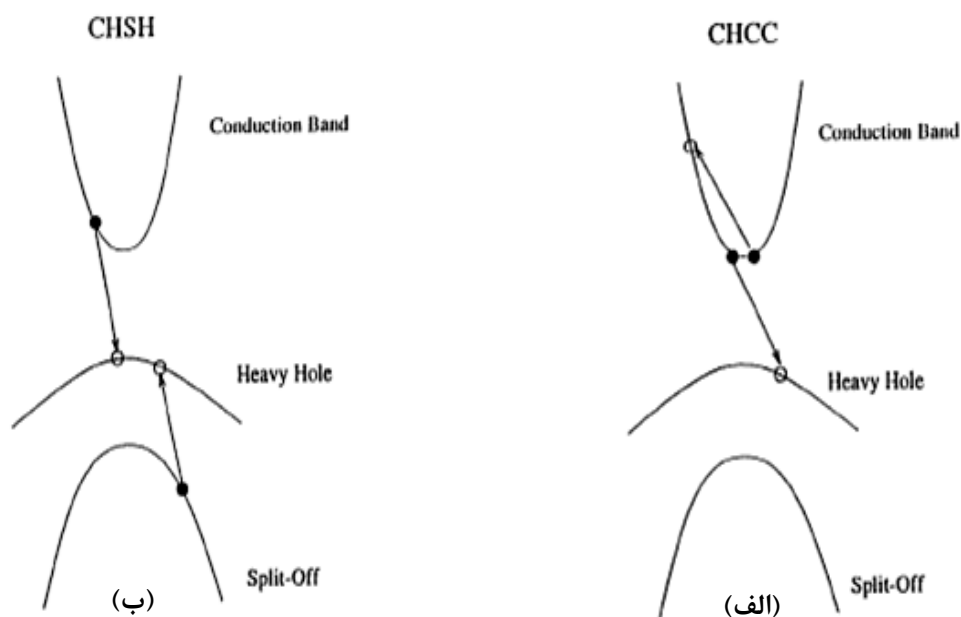
³ Isoelectronic

⁴ Hot electron

تولید دو الکترون و یک حفره (یا دو حفره و یک الکترون) شود. به این پدیده برخورد یونی می گویند. برخورد یونی بوسیله برهم کنش بین ذرات باردار پدید می آید. عکس این فرآیند نیز می تواند در نیمرسانا اتفاق بیفتد به گونه ای که در طی آن یک الکترون و حفره بازترکیب شده و انرژی اضافی به یک الکترون یا حفره داده شود. این فرآیند می تواند هم بصورت مستقیم و هم به همراه یک فونون^۱ انجام شود در ادامه به تشریح این نوع بازترکیبها می پردازیم.

الف - باز ترکیب اوژه مستقیم

شکل (۲-۲) نمایانگر بازترکیبهای اوژه مستقیم است. در شکل (۲-۲-الف) فرآیندی که به اختصار $CHCC$ ^۲ نامیده می شود نمایش داده شده است. حروف منفرد از ابتدای کلماتی گرفته شده اند که نشانگر حالت حاملها در فرآیند اوژه می باشند.



شکل ۲-۲ الف) فرآیند اوژه مستقیم $CHCC$ که در آن انرژی بازترکیب زوج الکترون-حفره صرف برانگیختن یک الکترون در نوار رسانش می شود. و ب) فرآیند اوژه مستقیم $CHSH$ که در آن انرژی بازترکیب باعث برانگیختن یک حفره سنگین در نوار ظرفیت می شود (یا یک الکترون از نوار شکافتگی به یک تراز خالی حفره سنگین می رود) [۱۰].

¹ Phonon assisted

² **C**onduction electron recombines with a **H**heavy-hole causing a **C**onduction electron lifted to a higher **C**onduction band stat (**CHCC**)

در این فرآیند یک زوج الکترون-حفره با هم بازترکیب شده و یک الکترون به تراز انرژی بالاتر گذار پیدا می کند. در شکل (۲-۲-ب) یک فرآیند دیگر که به صورت $CHSH$ ^۱ معرفی می شود نشان داده شده است. در این فرآیند یک الکترون و یک حفره با هم بازترکیب می شوند و با گذار یک الکترون از نوار شکافتگی^۲ به نوار حفره های سنگین، یک حفره داغ در نوار شکافتگی، تولید می شود.

برای محاسبه آهنگ بازترکیب اوژه ابتدا باید آمار اشغال ترازها توسط الکترونها و حفره هایی که در این فرآیند شرکت می کنند را در نظر بگیریم. از آنجا که در این فرآیند سه حامل در ناحیه فعال شرکت می کنند، آهنگ بازترکیب اوژه متناسب با مکعب چگالی حاملها می باشد.

$$R_{Aug} \propto Cn^3 \quad (۵-۲)$$

در این رابطه C ضریب اوژه و وابسته به فرآیند اوژه غالب می باشد. این رابطه، رابطه ای تقریبی بوده و مبتنی بر فرضهای زیر می باشد [۱۰].

۱- نوارهای رسانش و ظرفیت هر دو سهمی شکل هستند

۲- ضریب C به چگالی الکترونها وابسته نیست

۳- پیروی توزیع انرژی حاملها از آمار بولتزمن

۴- یکسان بودن چگالی حفره ها و الکترونها در نوارهای ظرفیت و رسانش

باید در نظر داشت که اعتبار این فرضها مورد سؤال می باشد. زیرا در یک نیمرسانا، نوارها به ویژه نوار ظرفیت از شکل سهمیگون دور هستند و دقت آمار بولتزمن که احتمال اشغال ترازها توسط حاملها را بیان می کند با افزایش چگالی حاملها کاهش می یابد و در این شرایط باید از آمار فرمی-دیراک استفاده کرد. به عبارت دیگر محاسبه دقیق آهنگ بازترکیب اوژه در یک نیمرسانا به دلیل پیچیدگی های موجود در ساختار نواری واقعی ماده، کاری بسیار مشکل است [۱۰].

^۱ Conduction electron recombines with a Hheavy-hole causing a Spin-orbit electron to promoted in to the Hheavy-hole band ($CHSH$)

^۲ Split off band

برای تعیین آهنگ باز ترکیب اوزه باید ضریب C را برای فرآیند های مختلف اوزه بدست آورد.

برای فرآیندهای مستقیم اوزه می توان ضریب C را بصورت زیر بیان کرد [۱۶]:

$$C_d = C_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (۶-۲)$$

که E_a انرژی فعالسازی فرآیند مورد نظر و T دمای مطلق می باشد.

برای فرآیند اوزه مستقیم $CHCC$ انرژی فعالسازی کمینه (E_a) و ضریب C_0 را می توان به

صورت زیر نوشت:

$$E_a(CHCC) = \frac{m_c E_g}{m_c + m_{hh}} \quad (۷-۲)$$

$$C_0(CHCC) = \frac{4\pi e^4 m_c (m_{hh} + m_c) |M_{ee}|^2}{\hbar \epsilon^2 (2m_{hh} + m_c)^2 k_B T} \quad (۸-۲)$$

که در آن m_c و m_{hh} به ترتیب جرم مؤثر حفره های سنگین در نوار ظرفیت و الکترونها در نوار رسانش،

E_g گاف نواری ماده نیمرسانا و $|M_{ee}|$ ماتریس برهم کنش الکترون-الکترون می باشد که برای فرآیند

$CHCC$ به صورت:

$$|M_{ee}|^2 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)^2 \frac{m_0}{m_c} \times \frac{E_p}{3E_g^3} \quad (۹-۲)$$

می باشد [۲۰]. با جایگذاری روابط (۹-۲)، (۸-۲) و (۷-۲) در (۶-۲) می توان آهنگ بازترکیب اوزه

$CHCC$ را بصورت زیر بدست آورد:

$$R_{Aug(CHCC)} \propto \frac{4\pi e^4 m_c (m_{hh} + m_c)}{\hbar \epsilon^2 (2m_{hh} + m_c)^2} \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)^2 \frac{m_0}{m_c} \times \frac{E_p}{3E_g^3} \exp\left(-\frac{m_c E_g}{(m_c + m_{hh})k_B T}\right) \times n^3 \quad (۱۰-۲)$$

با بکارگیری همان مدل برای فرآیند $CHSH$ مستقیم انرژی فعال سازی (E_a) و ضریب C_0 را

می توان بصورت:

$$E_a(CHSH) \propto \frac{m_s (E_g - \Delta)}{2m_{hh} + m_c - m_s} \quad (۱۱-۲)$$

$$C_0(CHSH) = \frac{4\pi e^4}{\hbar \epsilon^2} \left(\frac{m_{hh}}{m_v}\right)^2 \frac{m_s (2m_{hh} + m_c - m_s)}{(2m_{hh} + m_c)^2} |M_{ee}|^2 \quad (۱۲-۲)$$

نوشت که در آن Δ انرژی شکافتگی اسپین^۱، m_s جرم مؤثر حاملها در نوار شکافتگی اسپین و \mathcal{E} ضریب گذردهی ماده نیمرسانا است. برای این بازترکیب ماتریس برهم کنش الکترون- الکترون با رابطه [۲۰]:

$$|M_{ee}|^2 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)^2 \frac{f_{CH}f_{SH}}{E_g + \Delta} \quad (۱۳-۲)$$

تعیین می شود. در این رابطه f_{CH} و f_{SH} قدرتهای نوسانگر^۲ هستند و از روابط زیر حاصل می شوند [۲۱]:

$$f_{CH} = \frac{E_p}{3E_g} \quad (۱۴-۲)$$

$$f_{SH} = \frac{E_p}{3\Delta(E_g + \Delta)} \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m_0} \left(1 + \frac{m_s}{m_0}\right) \quad (۱۵-۲)$$

به طوری که E_p انرژی معادل جزء ماتریسی تکانه است که برای نیمرساناهای مختلف توسط لاواتر [۲۲] تعیین شده است. بنابراین $|M_{ee}|^2$ را می توان بصورت:

$$|M_{ee}|^2 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)^2 \frac{E_p^2}{9E_g\Delta(E_g + \Delta)} \quad (۱۶-۲)$$

نوشت. همانند فرآیند اوژه $CHCC$ آهنگ بازترکیب اوژه مستقیم $CHSH$ را می توان بصورت:

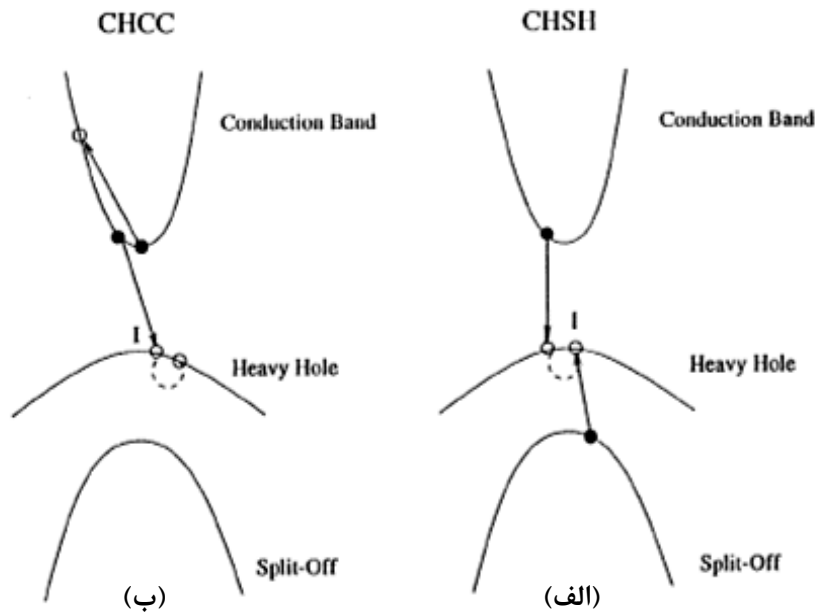
$$R_{Aug(CHSH)} = \frac{4\pi e^4}{\hbar \epsilon^2} \left(\frac{m_{hh}}{m_v}\right) \frac{m_s(2m_{hh} + m_c - m_s)}{(2m_{hh} + m_c)^2} \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right)^2 \frac{E_p^2}{9E_g\Delta(E_g + \Delta)} \exp\left[-\frac{m_s(E_g - \Delta)}{(2m_{hh} + m_c - m_s)k_B T}\right] \times n^3$$

نوشت. در این رابطه $m_v = m_{hh} + m_{lh}$ می باشد که m_{hh} و m_{lh} جرم مؤثر حفره های سبک و سنگین در نوار ظرفیت می باشند. روابط فوق نشانگر آن است که فرآیندهای مستقیم اوژه شدیداً (به صورت نمایی) وابسته به اندازه گاف نواری و جرمهای مؤثر می باشند.

¹Spin- Split-off energy
² Oscillator strengths

ب- باز ترکیب اوژه همراه فونون

بستگی قوی فرآیندهای اوژه مستقیم به ساختار نواری ناشی از تأمین پایداری انرژی و تکانه می باشد، بقای تکانه افزوده شده در فرآیند مستقیم انرژی فعالسازی را بوجود می آورد. چنانچه از معادلات (۷-۲) و (۱۱-۲) پیدا است، انرژی فعالسازی به طور مستقیم وابسته به گاف نواری می باشد.



شکل ۳-۲ الف) فرآیند اوژه همراه با فونون CHSH و ب) فرآیند اوژه همراه با فونون CHCC [۱۰]

در غیاب پایداری تکانه، انرژی فعالسازی هم وجود ندارد. بنابراین بستگی مستقیم به ساختار نواری نیز مشاهده نخواهد شد. در فرآیند اوژه ی همراه فونون (شکل ۳-۲) که پایداری تکانه بوسیله فونون تأمین می شود، انتظار می رود که تأثیر ساختار نواری از اهمیت کمتری در این فرآیندها برخوردار باشد [۱].

آهنگ باز ترکیب اوژه همراه با فونون توسط هاگ بصورت زیر بیان شده است [۲۳]:

(۱۸-۲)

$$R_{aug(CHCC)} = \left(\frac{2\pi e^2}{\epsilon} \right) \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \right) \frac{E_p}{3E_g^3} \frac{\Omega_0}{L_z} \frac{D^2 \omega}{2Mv_s^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} \times \left[\frac{1}{\left(\frac{m_c}{m_{hh}} E_g + \hbar\omega \right)^2} + \frac{\exp(\hbar\omega/k_B T)}{\left(\frac{m_c}{m_{hh}} E_g - \hbar\omega \right)^2} \right] \times n^3$$

که برای فرآیند CHCC

$$\bar{E}_g = E_g \quad \text{و} \quad \bar{\mu} = m_c/m_{hh} \quad (19-2)$$

و برای فرآیند CHSH داریم:

$$\bar{E}_g = E_g - \Delta \quad \text{و} \quad \bar{\mu} = m_s/m_{hh} \quad (20-2)$$

در رابطه (۱۸-۲) مساحت چاه کوانتومی، انرژی مرتبط با حالت های میانی ممنوعه و $\hbar\omega$ انرژی فونون می باشد. علاوه بر جزء ماتریسی برهم کنش الکترون- الکترون که با روابط (۹-۲) و (۲-۲) (۱۳) داده شده اند، جزء ماتریسی برهم کنش الکترون-فونون نیز که در رابطه (۱۸-۲) آورده شده از معادله زیر بدست می آید [۹]:

$$|M_{ep}|^2 = \frac{\Omega_0 D^2 \hbar \omega}{AL_z 2Mv_s^2} \quad (21-2)$$

که در آن D پتانسیل تغییر شکل، v_s سرعت صوت و M مجموع جرمهای اتمهای موجود در یاخته بسیط باحجم Ω_0 می باشد. مشابه با باز ترکیب اوژه مستقیم با جایگذاری روابط (۱۹-۲)، (۲۰-۲) و (۲۱-۲) در رابطه (۱۸-۲) خواهیم داشت:

$$(22-2)$$

$$R_{Aug(CHSH)} = \left(\frac{4\hbar^2 \pi e^2}{18\varepsilon}\right) \left(\frac{m_s}{8m_0^2}\right) \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} \times \frac{E_p^2}{E_g \Delta(E_g + \Delta)} \frac{\Omega_0 D^2 \omega}{L_z Mv_s^2} \left[\frac{1}{\left(\frac{m_s(E_g - \Delta)}{m_{hh}} + \hbar\omega\right)^2} + \frac{\exp(\hbar\omega/k_B T)}{\left(\frac{m_s(E_g - \Delta)}{m_{hh}} - \hbar\omega\right)^2} \right] \times n^3$$

$$(23-2)$$

$$R_{Aug(CHCC)} = \left(\frac{2\pi e^2}{\varepsilon}\right) \left(\frac{\hbar^2}{2m_0}\right) \frac{E_p}{3E_g^3} \frac{\Omega_0 D^2 \omega}{L_z 2Mv_s^2} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} \times \left[\frac{1}{\left(\frac{m_c}{m_{hh}} E_g + \hbar\omega\right)^2} + \frac{\exp(\hbar\omega/k_B T)}{\left(\frac{m_c}{m_{hh}} E_g - \hbar\omega\right)^2} \right] \times n^3$$

۲-۲-۲ باز ترکیب ناشی از ناراستی ها و دررفتگی های بلوری

در نیمرساناهای واقعی، وجود دررفتگی ها و ناراستی ها باعث تشکیل ترازهای انرژی در گاف نواری می شود. وقتی حاملها در نوارهای مجاز در حرکت هستند ممکن است در ترازهای وابسته به دررفتگی ها به دام بیفتند. این باز ترکیبها غالباً غیر تابشی بوده و با گسیل نور همراه نیستند. یک حالت انرژی خالی با سطح مقطع σ_e می تواند الکترونها را به دام اندازد. اگر سرعت گرمایی الکترون برابر v_{th} و n تراکم الکترونها باشد، آهنگ به دام اندازی از رابطه زیر بدست می آید [۱۷]:

$$r_n^c = N_t (1 - f(E_t)) \sigma_e v_{th} n \quad (24-2)$$

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

$$r_n^e = N_t f(E_t) P_n \quad (25-2)$$

به طور مشابه هر گاه الکترونی در پیوند با یک دررفتگی به دام بیفتد، این تله می تواند حفره ای را نیز به دام بیندازد و یا گسیل کند.

$$r_p^c = N_t f(E_t) \sigma_h v_{th} p \quad (26-2)$$

$$r_p^e = N_t (1 - f(E_t)) P_p \quad (27-2)$$

که در آن p تراکم حفره ها، σ_p سطح مقطع یک حالت انرژی خالی حفره ها و P_p آهنگ گسیل حفره ها از هر تله می باشد. با توجه به اینکه تراکم الکترونها در نوار رسانش را می توان به صورت:

$$n = n_i \exp\{(E_F - E_{Fi})/k_B T\} \quad (28-2)$$

نوشت و همچنین احتمال اشغال تراز با انرژی E_t برابر است با:

$$f(E_t) = (1 + \exp\{(E_t - E_F)/k_B T\})^{-1} \quad (29-2)$$

برای آهنگ تغییر چگالی الکترونها و حفره ها می توان نوشت [۱۷]:

$$-dn/dt = r_n^c - r_n^e = -dp/dt = r_p^c - r_p^e \quad (30-2)$$

چنانچه طول عمر بازترکیب را به صورت:

$$\tau_{n,p} = \frac{1}{N} \nu_{th} \sigma_{n,p} \quad (31-2)$$

تعریف کنیم، با استفاده از این روابط و با فرض یکسان بودن تراکم الکترونها و حفره ها و همچنین با

تقریب $\tau_{nr} = \tau_n = \tau_p$ خواهیم داشت:

$$R_{inv} = \frac{-dn}{dt} = \frac{n}{2\tau_{nr}} = An \quad (32-2)$$

در فصل پنجم با به کار گیری روابط مربوط به بازترکیب های تابشی و غیرتابشی که در اینجا

گفته شده است به بررسی فرآیندهای مختلف باز ترکیبی در لیزرهای نیمرسانا خواهیم پرداخت.

فصل سوم:

نظریه عملگری لیزرهای نیمرسانا و تأثیر

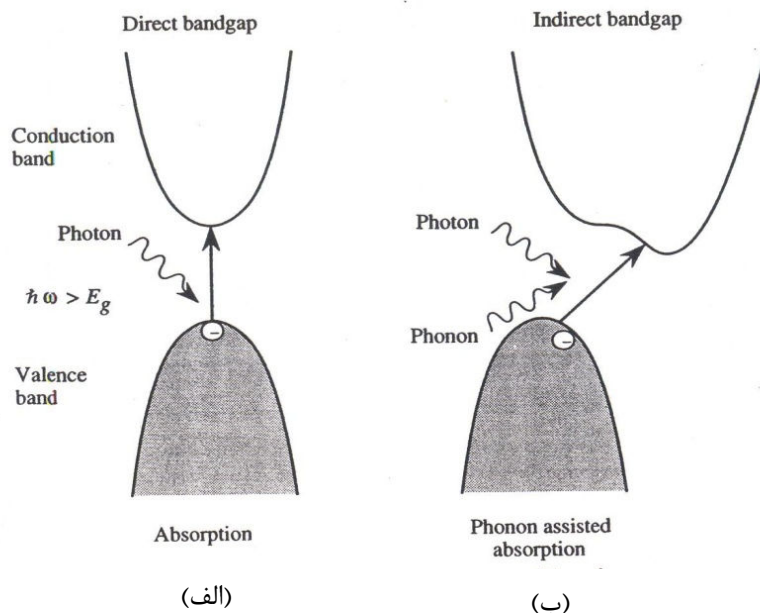
فشار بر برخی پارامترهای لیزری

۱-۳ برهم کنش اتم و فوتون

اساس عملگری لیزرهای نیمرسانا نظیر دیگر قطعات نوری مبتنی بر سه نوع برهم کنش اتم و فوتون می باشد که عبارتند از: جذب، گسیل خودبخودی و گسیل القایی. در ادامه به اختصار به تشریح هر کدام از این موارد می پردازیم.

۱-۱-۳ جذب

در صورتی که الکترونی در یک تراز پایه با انرژی E_1 قرار داشته باشد و تحت تابش نوری با بسامد $\nu = (E_2 - E_1)/h$ قرار گیرد، با احتمال معینی الکترون می تواند با جذب انرژی فوتون فرودی به تراز بالاتر E_2 برود. به این فرآیند جذب گفته می شود (شکل ۱-۳). این رخداد می تواند به صورت مستقیم (در نیمرساناهای با گاف مستقیم) و یا غیر مستقیم و به کمک یک فونون (در نیمرساناهای با گاف غیرمستقیم) انجام شود.



شکل ۱-۳ جذب یک فوتون با انرژی بزرگتر یا مساوی گاف نواری نیمرسانا توسط الکترونی در نوار ظرفیت در (الف) نیمرسانای با گاف مستقیم و (ب) یک نیمرسانا با گاف نواری غیر مستقیم که با همراهی یک فونون انجام می گیرد [۱۷].

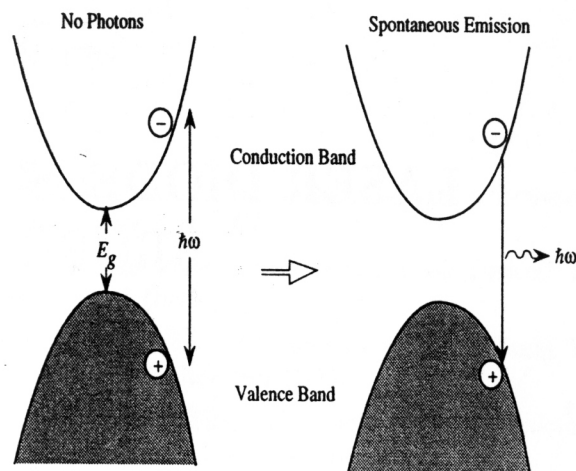
آهنگ جذب (R_{abs}) در یک ماده نیمرسانا با تعداد الکترونها در نوار ظرفیت متناسب بوده و با رابطه زیر بیان می شود [۲۴].

$$R_{abs} = B_{12} \cdot P_1(1 - P_2) \rho(\hbar\omega) = N_1 \varphi(\nu) B_{12} \quad (۱-۳)$$

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

۳-۱-۲ گسیل خود بخودی

در یک نیمرسانا دو تراز با انرژیهای E_1 و E_2 را در نظر می گیریم، (شکل ۳-۲). در صورتی که الکترون در تراز بالاتر E_2 باشد، پس از گذشت زمانی معین به تراز E_1 سقوط می کند. بر اثر این گذار این احتمال وجود دارد که فوتونی با انرژی برابر با تفاضل انرژی این دو تراز ($E_2 - E_1$) گسیل شود. این فرآیند به گسیل خودبخودی موسوم است. این پدیده معمولاً در شرایط پیش از آستانه عملگری لیزری پدیده غالب است [۲۵].



شکل ۳-۲ گسیل خودبخودی که در آن یک الکترون از نوار رسانش به نوار ظرفیت فرود می آید و اختلاف انرژی بین دو نوار به صورت یک فوتون گسیل می شود [۱۷].

آهنگ گسیل خودبخودی^۱ (R_{spo}) به تراکم الکترونها ی موجود در تراز بالایی وابسته بوده و از رابطه زیر بدست می آید [۱۸].

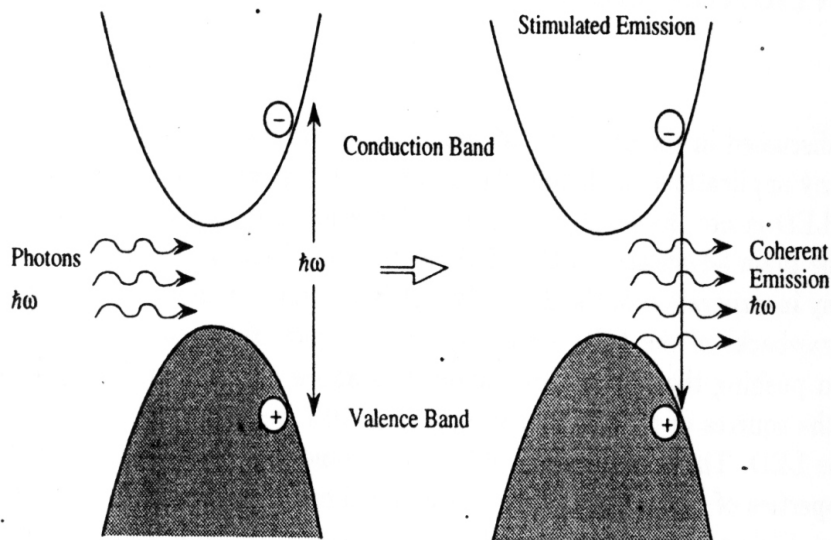
$$R_{spo} = N_2 A_{21} \quad (2-3)$$

که n تراکم الکترونها، p تراکم حفره ها و A_{21} ضریب اینشتین برای گسیل خودبخودی است.

۳-۱-۳ گسیل القایی

در صورتی که الکترونی در ابتدا در تراز بالایی E_2 باشد و فوتونی با بسامد $\nu = \frac{(E_2 - E_1)}{h}$ بر

آن فرود آید، احتمال معینی وجود دارد که این فوتون الکترون برانگیخته را وادار به گذار از تراز E_2 به تراز پایین تر E_1 کند. در اثر گذار، فوتونی با انرژی برابر اختلاف انرژی دو تراز به نور فرودی افزوده می شود. این فرآیند را گسیل القایی می نامند (شکل ۳-۳).



شکل ۳-۳ گسیل القایی که در این فرآیند الکترون موجود در نوار رسانش به وسیله یک فوتون با انرژی برابر با گاف نواری وادار به فرود به نوار ظرفیت شده و یک فوتون هم فاز و هم جهت با فوتون اولیه گسیل می شود [۱۷].

¹ Spontaneous Emission Rate

اساس کار لیزر بر مبنای گسیل القایی می باشد بر خلاف گسیل خودبخودی که رابطه ی جهت‌مندی و فاز معینی بین نور گسیل شده از اتمهای برانگیخته ندارد، در گسیل القایی و نور گسیل شده با نور فرودی هم‌فاز (همدوس) و همجهت بوده و به آن افزوده می شود. علاوه بر این، نور فرودی جهت نور گسیل شده را تعیین می کند (شکل ۳-۳). در قطعات لیزری با اتصال دو پایانه به نیمرسانا، 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 باز ترکیب خودبخودی انجام می دهند. با تقویت فوتونهای منتشر شده از طریق صفحات انتهایی بازتابنده ، این فوتونها در فرآیند باز ترکیب القایی شرکت کرده که نتیجه آن گسیل نور لیزر است. آهنگ گسیل القایی (R_{st}) با رابطه زیر بیان می شود [۱۸]:

$$R_{st} = B_{21} \cdot P_1 \cdot (1 - P_2) \cdot \rho(\hbar\omega) = N_2 \phi(\nu) B_{21} \quad (3-3)$$

که در آن B_{21} ضریب اینشتین برای گذار از نوار رسانش به نوار ظرفیت می باشد.

۲-۳ وارونی جمعیت^۲:

اینشتین نشان داد که هر سه فرآیند جذب، گسیل خودبخودی و گسیل القایی که در یک نیمرسانا اتفاق می افتد به هم مربوط اند. اگر بخواهیم از یک قطعه نیمرسانا نور لیزر گسیل شود، باید آهنگ گسیل القایی بر جذب فوتون و گسیل خودبخودی غالب شود. برای رسیدن به این منظور باید چگالی الکترونی در تراز بالایی از چگالی الکترونی در تراز پایینی بیشتر باشد. نسبت چگالی حاملها در ترازهای ۱ و ۲، (N_1/N_2) را می توان توسط آمار بولتزمن بیان کرد:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_{D1}}{g_{D2}} \frac{\exp\left(\frac{-E_1}{k_B T}\right)}{\exp\left(\frac{-E_2}{k_B T}\right)} = \frac{g_{D1}}{g_{D2}} \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) \quad (4-3)$$

¹ Stimulated Emission Rate

² Population inversion

که در آن g_{D2} و g_{D1} تبهگنی ترازهای انرژی E_2 و E_1 یا به عبارت دیگر تعداد زیر ترازهای با انرژیهای E_2 و E_1 هستند. در شرایط تعادل گرمایی آهنگ گذار حاملها از تراز پایینی به تراز بالایی و بالعکس برابر است.

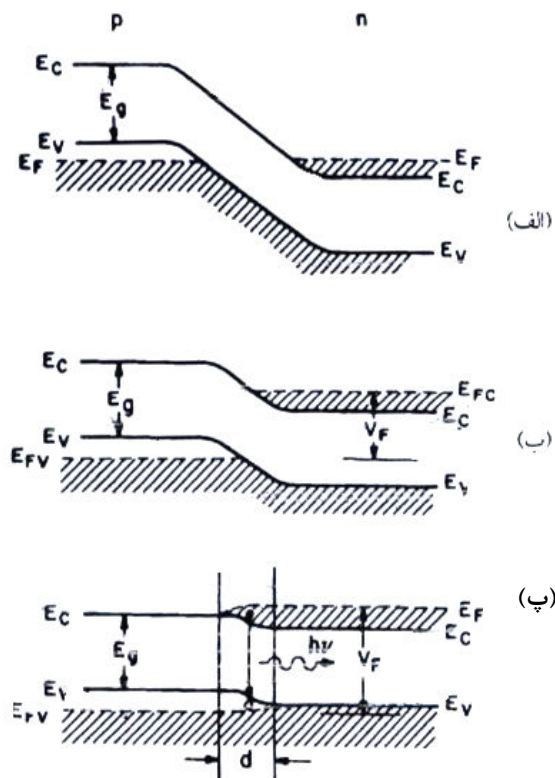
یعنی:

$$R_{abs} = R_{spo} + R_{st} \quad (5-3)$$

یا

$$N_1 \phi(\nu) B_{12} = N_2 A_{21} + N_2 \phi(\nu) B_{21} \quad (6-3)$$

در یک سیستم دو ترازه با انرژیهای یگانه و مجزای E_2 و E_1 مقادیر g_{D2} و g_{D1} را می توان یک در نظر گرفت. در این صورت $B_{12} = B_{21}$ خواهد بود. برای وقوع گسیل القایی، N_2 باید بزرگتر از N_1 باشد از آنجا که در شرایط تعادلی معمولاً $N_2 < N_1$ است، لذا وقوع شرط $N_2 > N_1$ به وارونی جمعیت موسوم است.



شکل ۳-۴ پیوندگاه $p-n$ تبهگن (الف) در حالت تعادل گرمایی (ب) در حالت بایاس مستقیم و (پ) در حالت تزریق بالا [۲۶].

در یک لیزر نیمرسانا در پیوندگاه $p-n$ تبهگن (شکل ۳-۴ الف)، برای دستیابی به وارونی جمعیت لازم است به قطعه ی دیودی بایاس مستقیم اعمال شود (شکل ۳-۴ ب). در این صورت الکترونها از طرف n و حفره ها از طرف p به ناحیه ی گذار تزریق می شوند. چنانچه بایاس اعمال شده به اندازه کافی بزرگ باشد، (شکل ۳-۴ پ) تزریق بالا روی می دهد. به این معنی که تراکمهای بزرگی از الکترونها و حفره ها به ناحیه گذار تزریق می شوند. بدین ترتیب، ناحیه ی d (شکل ۳-۴ پ) شامل تراکم بزرگی از حفره ها و الکترونها در نوارهای ظرفیت و رسانش بوده و شرط وارونی جمعیت حاصل می شود.

۳-۳ اتلاف و بهره^۱

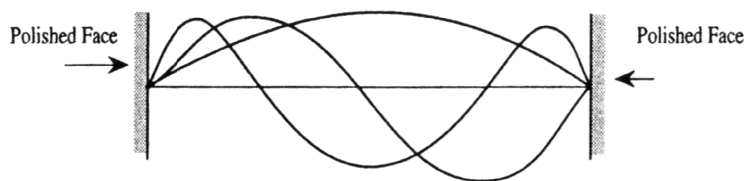
اتلاف: هنگامی که یک موج الکترو مغناطیس به ماده ای تابیده شود، شدت آن در مقطع x در درون ماده را می توان از رابطه زیر بدست آورد:

$$I(x) = I_0 \exp(-ax) \quad (۳-۷)$$

که در آن I_0 شدت پرتو فرودی در سطح نمونه ($x=0$) و a ضریب جذب ماده است که کمیتی مثبت می باشد. این موضوع به معنی آن است که شدت فوتونها به هنگام عبور در درون نیمرسانا، کاهش یافته و تلف می شوند. بدیهی است برای وقوع عمل لیزر بایستی فوتونهای تولید شده در ناحیه فعال بیشتر یا مساوی با فوتونهای جذب شده در این ناحیه باشد که وارونی جمعیت چنین عملی را محقق می سازد. در این شرایط به هنگام تزریق بالا و وارونی جمعیت، ترازهای خالی در لبه نوارهای رسانش و ظرفیت توسط الکترونها و حفره های تزریق شده اشغال شده و الکترونهای نوار ظرفیت نمی توانند با جذب یک فوتون به نوار رسانش منتقل شوند. همچنین فوتونهای تولید شده در ناحیه فعال باید تقویت شده و همدوس شوند. برای رسیدن به این منظور، ناحیه فعال در لیزرهای نیمرسانا باید

¹ Gain

شامل یک کاواک تشدید اپتیکی باشد. در ناحیه فعال چگالی مشخصی از فوتونها با مدهای الکتريکی - مغناطیسی مشخص گسیل می شوند. برای تشدید این مدها، از یک موجبر^۱ که به کمک دو سطح بازتابنده فراهم می شود، استفاده می کنند. شکل (۳-۵) متداولترین آنها را که به کاواک فابری- پرو^۲ موسوم است، نشان می دهد. سطوح بازتابنده در دو انتهای ناحیه فعال سبب می شوند که این ناحیه همانند یک کاواک تشدید اپتیکی عمل کند.



شکل ۳-۵ طرح ساده ای از یک کاواک فابری- پرو که از دو صفحه ی بازتابنده موازی با هم تشکیل شده است [۱۷].

در یک دیود لیزر نیمرسانا، بهره (g) بصورت زیر تعریف می شود:

$$\text{ضریب جذب} - \text{ضریب گسیل} = g \text{ (بهره)} \quad (۳-۸)$$

در آغاز وقوع عمل لیزر بهره (موسوم به بهره ی آستانه^۳ (g_{th})) مساوی صفر است. بهره آستانه از رابطه [۱۸]:

$$g_{th} = \gamma + \frac{1}{2l} \ln \left[\frac{1}{R_1 R_2} \right] \quad (۳-۹)$$

بدست می آید. که در آن γ اتلاف کل (شامل جذب در ناحیه فعال، پراگندگی از دررفتگی ها و ناهمگنی های ماده) و R_1 و R_2 بازتابندگی سطوح انتهایی و l طول کاواک است.

۳-۴ ضریب محدودیت نوری^۴

در لیزرهای نیمرسانا، نور تولید شده در ناحیه فعال باید محدود شود تا گسیل القایی صورت

¹ Wave guide

² Fabry-Perout

³ Threshold Gain

⁴ Optical confinement factor

گیرد، این عمل همانطور که گفته شد توسط سطوح بازتابنده و به خاطر اختلاف ضریب شکست های لایه های مختلف تشکیل دهنده ی قطعه انجام می شود. بر این اساس ضریب محدودیت نوری (Γ) به صورت حاصل نسبت شدت نور در ناحیه فعال به کل شدت نور در داخل و خارج از ناحیه فعال تعریف می شود که هر چه تعداد لایه های پوشاننده بیشتر باشد، محدودیت نوری نیز بیشتر می شود. ضریب محدودیت نوری را می توان از رابطه زیر بدست آورد: [۲۶]

$$\Gamma \approx 1 - \exp(-c\Delta\bar{n}d) \quad (۱۰-۳)$$

که در آن c سرعت نور در خلاء، $\Delta\bar{n}$ اختلاف ضریب شکست لایه ها و d ضخامت ناحیه ی فعال می باشد. در یک لیزر با ساختار چاههای کوانتومی چندگانه، که در این رساله مورد توجه می باشد، ضریب محدودیت نوری را می توان به صورت [۲۷]:

$$\Gamma = \frac{D^2}{2+D^2} \times \frac{N_w d_w}{d} \quad (۱۱-۳)$$

نوشت که در آن d ضخامت ناحیه ی فعال بوده و از رابطه زیر بدست می آید:

$$d = N_w d_w + N_b d_b \quad (۱۲-۳)$$

و D بصورت زیر تعریف می شود:

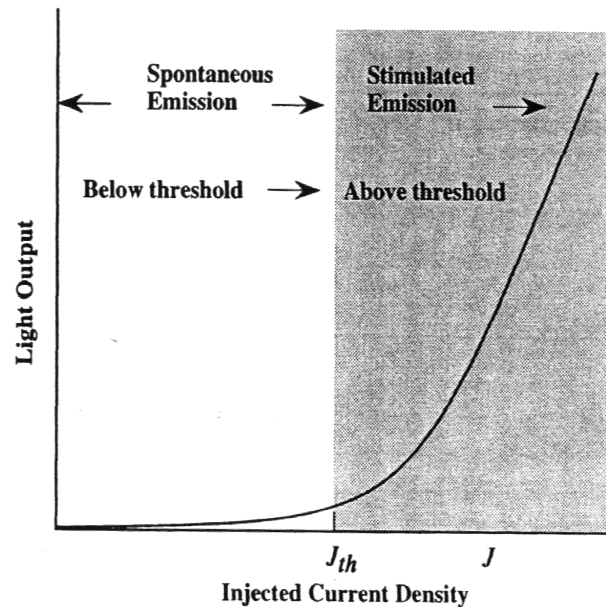
$$D = \frac{2\pi}{\lambda} (\mu_r^2 - \mu_c^2)^{1/2} d \quad (۱۳-۳)$$

در روابط بالا N_b و N_w به ترتیب تعداد چاهها و سدهای کوانتومی، d_w و d_b ضخامت لایه های چاه و سد، λ طول موج نور گسیل شده، μ_c ضریب شکست ناحیه پوشاننده و μ_r ضریب شکست ناحیه فعال است. به طوری که:

$$\mu_r = \frac{N_w d_w \mu_w + N_b d_b \mu_b}{d} \quad (۱۴-۳)$$

۳-۵ جریان آستانه:

یکی از مهمترین پارامترها در عملگری لیزری، چگالی جریان آستانه J_{th} است. این کمیت، کمینه چگالی جریان لازم برای وقوع تابش لیزری است. در چگالی های جریان پایین تر از آستانه، فرآیند غالب در قطعه گسیل خودبخودی بوده که از گستره ی طیفی نسبتاً پهنی برخوردار است. در چگالی های بالاتر از این مقدار، فرآیند غالب گسیل القایی خواهد بود (شکل ۳-۳) و فوتونهای گسیل شده همدوس بوده و گستره ی طیفی آن باریک است.



شکل ۳-۴ نمودار نور گسیل شده از لیزر بر حسب چگالی جریان. همانطور که پیداست، پس از رسیدن به چگالی جریان آستانه نور گسیلی تقویت شده و مقدار آن افزایش می یابد [۱۷].

چنانچه در پایین تر از آستانه نور گسیل شده از قطعه (حاصل از گسیل القایی) را اندازه گیری کنیم با توجه به این که در باز ترکیب های تابشی دو حامل شرکت می کنند می توانیم بنویسیم [۱]:

$$L \propto n^2 \quad (۳-۱۵)$$

که در آن L کل نور حاصل از گسیل خود بخودی^۱ و n ترکم حاملها (با فرض یکسان بودن چگالی حاملها در نوار رسانش و ظرفیت ($n = p$)) می باشد. چنانچه از رابطه بالا n را محاسبه کنیم خواهیم

¹ Integrated spontaneous emission

داشت:

$$n \propto \sqrt{L} \quad (۱۶-۳)$$

بنابر این برای جریان قبل از رسیدن به شرایط آستانه می توان نوشت [۱]:

$$I \propto n^Z \propto L^{Z/2} \quad (۱۷-۳)$$

که با توجه به مقدار Z می توان فرآیند باز ترکیبی غالب در قطعه را مشخص نمود. برای رسیدن به شرایط آستانه عملگری لیزر و وارونی جمعیت، تراکم حاملها بایستی به مقدار آستانه :

$$n_{th} = \frac{d_m}{d} \left[\frac{8\pi\nu_0^2 g_{th} \tau_r \Delta\nu \mu_r^2}{C^2} \right] \quad (۱۸-۳)$$

برسد [۱۸]. در این رابطه d ضخامت ناحیه ی فعال، d_m در ساختارهای ناهمگون ضخامت بین لایه های پوشاننده و در ساختارهای همگون پهنای منطقه ای است که توزیع نور در آن قرار می گیرد، τ_r طول عمر بازترکیب تابشی^۱، $\Delta\nu$ گستره ی بسامد طیف نور حاصل از گسیل خودبخودی و ν_0 بسامد قله ی طیف گسیل خودبخودی است. در لیزرهای با ساختار چاههای کوانتومی می توان نشان داد که مربع تراکم حاملهای آستانه با حاصل ضرب جرمهای موثر در نوار رسانش و ظرفیت متناسب است [۱].
یعنی:

$$n_{th}^2 = n_c p_c = \left[\frac{k_B T}{\pi L_c \hbar^2} \right]^2 (m_c m_h) \quad (۱۹-۳)$$

که در آن L_c عرض چاه کوانتومی، m_c جرم موثر الکترونها در نوار ظرفیت و m_h جرم موثر حفره های سنگین می باشد با توجه به تراکم حاملی آستانه، چگالی جریان آستانه را می توان به صورت :

$$J_{th} = \frac{edn_{th}}{\tau_r} = edR_{sp}(n_{th}) \quad (۲۰-۳)$$

تعریف کرد. که در آن R_{sp} آهنگ گسیل خودبخودی بر واحد حجم بوده و با رابطه (۲-۳) داده می شود. جریان آستانه در یک لیزر نیمرسانا عبارتست از حاصل ضرب مساحت چاه کوانتومی در

¹ Radiative recombination lifetime

چگالی جریان آستانه. در قطعات با طول موج بلند، نشان داده شده که جریان آستانه را می توان مجموع دو جریان تابشی و غیر تابشی در نظر گرفت [۲۸]:

$$I_{th} = I_{rad} + I_{nonrad} \quad (۲۱-۳)$$

که جریان تابشی (I_{rad}) مربوط به باز ترکیبات تابشی و جریان غیر تابشی (I_{nonrad}) مربوط به فرآیندهای باز ترکیبی غیر تابشی می باشند. جریان غیر تابشی را می توان به صورت مجموع جریانهای اوژه (I_{Aug})، نشت (I_{leak}) (حاصل از نشت حاملها به بیرون از ناحیه فعال) و جریان تک مولکولی^۱ (I_{mono}) حاصل از تله ها، در رفتگی ها و ناخالصی ها دانست:

$$I_{nonrad} = I_{Aug} + I_{leak} + I_{mono} \quad (۲۲-۳)$$

با قرار دادن (۲۲-۳) در (۲۱-۳) داریم:

$$I_{th} = I_{rad} + I_{Aug} + I_{leak} + I_{mono} \quad (۲۳-۳)$$

بر اساس روابط (۲۵-۲)، (۱-۲) و (۵-۲) و با توجه به اینکه در جریان تک اتمی یک حامل، در جریان تابشی دو حامل، و در جریان اوژه سه حامل شرکت می کنند، رابطه ی (۲۰-۳) را می توان به صورت:

$$I_{th} = eV(An + Bn^2 + Cn^3) + I_{leak} \quad (۲۴-۳)$$

نوشت [۲۹] که در آن A و B به ترتیب ضرایب باز ترکیب تک مولکولی و تابشی، C ضریب باز ترکیب اوژه (وابسته به فرآیند اوژه ی غالب که از روابط فصل دوم تعیین می شود)، e بار الکترون، V حجم ناحیه فعال و n چگالی حاملهای آستانه می باشند. برای ساختار چاه(های) کوانتومی این ضریب به صورت [۳۰]:

$$B = \frac{4}{3} \pi \alpha' \sqrt{\epsilon} \frac{\hbar}{(m_c + m_{hh}) k_B T} E_0 \left(\frac{P}{\hbar c}\right)^2 \quad (۲۵-۳)$$

تعریف می شود. در این رابطه $\alpha' (= e^2 / \hbar c)$ ثابت ساختار ریز، ϵ ثابت دی الکتریک نیم رسانا، m_c جرم مؤثر الکترونها در نوار رسانش، m_{hh} جرم مؤثر حفره های سنگین، E_0 انرژی گذار تابشی و P

¹ monomolecular

پارامتر کین^۱ می باشد که با رابطه [۳۱]:

$$P^2 = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_c} - \frac{1}{m_0} \right) \frac{E_g (E_g + \Delta)}{E_g + (2\Delta/3)} \quad (26-3)$$

داده می شود. در رابطه ی بالا m_0 جرم الکترون آزاد، Δ انرژی شکافتگی اسپین-مدار و E_g گاف نواری مستقیم ماده در حالت کپه ای است.

۳-۶ شرط شفافیت

در لیزرهای نیمرسانا به ازای تزریق یک چگالی جریان اسمی (n_{nom}) که از نظر بزرگی در حدود بزرگی تراکم حاملی آستانه می باشد، گسیل و جذب نور با هم برابر می شود. در این هنگام، گسیل القایی به عنوان گسیل غالب در قطعه آغاز می شود و چنین به نظر می رسد که تمام فوتونهای گسیل شده از درون محیط عبور می کنند و هیچ فوتونی جذب نمی شود. این مقدار از چگالی حاملهای تزریقی متناظر جریانی است که به جریان شفافیت (J_{tr}) موسوم است.

$$J_{tr} = \frac{e d n_{nom}}{\tau_r} \quad (27-3)$$

رابطه ی بین چگالی جریان شفافیت و چگالی جریان آستانه را می توان با معادله:

$$J_{th} = \frac{\Gamma g_{th} + \gamma}{\gamma} J_{tr} \quad (28-3)$$

بیان کرد.

۳-۷ وابستگی دمایی جریان آستانه و دمای مشخصه (T_0)

در لیزرهای نیمرسانا، دمای قطعه می تواند بر اثر عبور جریان تزریقی در داخل ماده و نیز در محل اتصالات (به دلیل وجود مقاومت الکتریکی) افزایش یابد. با افزایش دما جریان آستانه نیز افزایش

¹ Kane's parameter

یافته و شدت نور خروجی لیزر در یک تزریق ثابت از حاملها کاهش می یابد. این پدیده می تواند سه دلیل عمده داشته باشد.

۱- افزایش دما باعث بالا رفتن ترازهای شبه فرمی^۱ در داخل ناحیه فعال لیزر می شود در نتیجه برای دستیابی به شرط وارونی جمعیت ، به تزریق حاملهای بیشتری نیاز می باشد 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 به بیرون نشت کنند. این افزایش جریان نشت^۲ باعث افزایش جریان آستانه می شود.

۳- فرآیند اوزه با افزایش دما بصورت نمایی افزایش می یابد (رابطه ۲-۶). چون جریان اوزه یک جریان غیر تابشی است، افزایش آن منجر به افزایش جریان آستانه می شود.

با توجه به دلایل بالا می توان وابستگی جریان آستانه به دما را بصورت [۳۲]:

$$I_{th} = I_{th0} \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (۲۹-۳)$$

نوشت که در آن I_{th0} جریان آستانه در دمای صفر کلوین، T دمای عملگری قطعه و T_0 دمای مشخصه لیزر می باشد و برای نیمرساناهای مختلف متفاوت است. T_0 بیانگر حساسیت دمایی قطعه بوده و هر چه مقدار آن بیشتر باشد، جریان آستانه لیزر حساسیت کمتری به دما خواهد داشت.

۳-۸ اثرات اعمال فشار بر پارامترهای مختلف قطعه

از آنجا که در بخشی از تحلیل داده های تجربی که در فصل پنجم آمده است به بررسی وابستگی فشاری طیف گسیلی و نیز جریان آستانه قطعه می پردازیم، لازم است پارامترهای مهمی که در اثر اعمال فشار تحت تاثیر قرار می گیرند را مورد مطالعه قرار دهیم. در ادامه به تشریح تغییرات

¹ Quazi- Fermi levels

² Leakage current

گاف نواری نیمرساناها، جرم موثر حاملها و ضریب محدودیت نوری با فشار هیدروستاتیکی می پردازیم.

۳-۸-۱ گاف نواری

اعمال فشار به یک نیمرسانا، می تواند سبب کاهش فاصله بین اتمی در یک بلور شده و در نتیجه به افزایش گاف نواری منجر شود. به طور کلی، تمام ترازهای انرژی در یک نیمرسانا بر اثر اعمال فشار به آن، جابجا می شوند. این تغییر ترازها را می توان با رابطه زیر بیان کرد [۱۸].

$$\mathcal{E}(P) = \mathcal{E}(0) + \mathcal{E}_l \Delta a \quad (30-3)$$

که تغییرات خطی ترازهای انرژی را با تغییر در ثابت شبکه (Δa) نشان می دهد. این تغییرات تا زمانی اعتبار دارد که این تغییرات کوچک باشند. در این رابطه $\mathcal{E}(P)$ تراز انرژی در فشار P و $\mathcal{E}(0)$ تراز انرژی اولیه (قبل از اعمال فشار) و \mathcal{E}_l ضریب فشار یا پتانسیل تغییر شکل تراز می باشد. بر این اساس می توان تغییر گاف نواری نیمرسانا بر اثر بکار گیری فشار را به صورت [۱۸]:

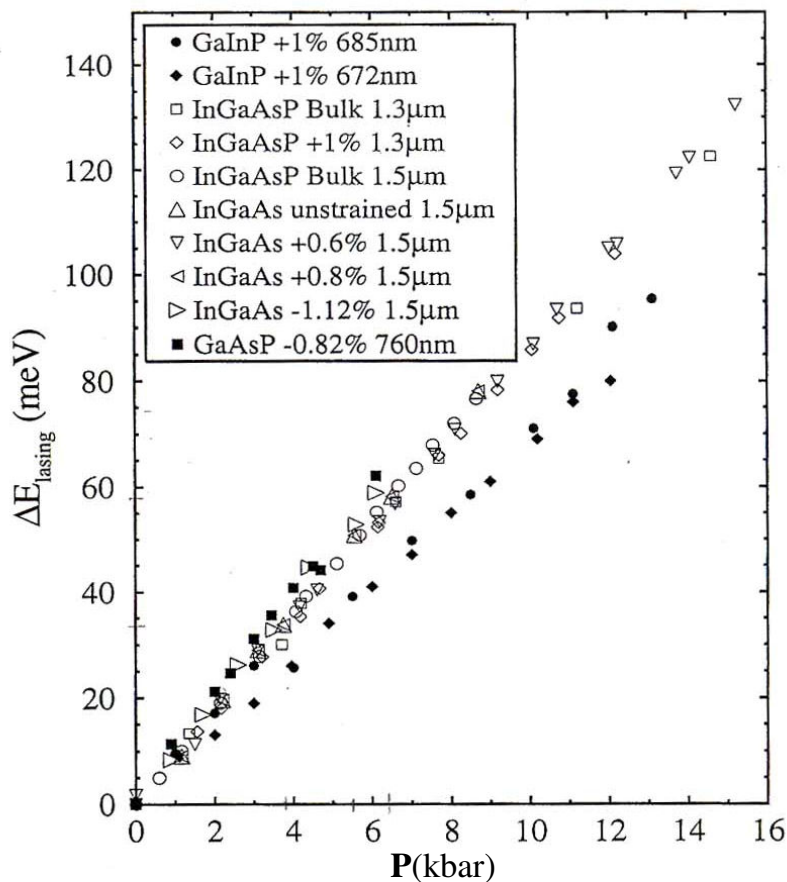
$$\mathcal{E}_g(P) = \mathcal{E}_g(0) \pm (\mathcal{E}_{lc} + \mathcal{E}_{lv}) \Delta a \quad (31-3)$$

نوشت که در آن \mathcal{E}_{lc} و \mathcal{E}_{lv} به ترتیب ضرایب فشار برای نوارهای رسانش و ظرفیت می باشند. دره های مختلف نوار رسانش، ضرایب فشار متفاوتی دارند و در بعضی نیمرساناها ممکن است این ضریب منفی باشد. به عنوان مثال در نوار رسانش $GaAs$ ضرایب فشار برای می نیمم های L ، Γ و X به ترتیب عبارتند از $12/6$ و 1 و $(\mu eV / bar) -1/5$ [۱۸].

با توجه به رابطه ی (۳-۲۸) و بر اساس مدل بستگی قوی با کاهش ثابت شبکه ی نیمرسانا (تحت تاثیر فشار تراکمی) گاف نواری مستقیم نیمرسانا به صورت [۳۳]:

$$E_g(P) = E_g(0) + \alpha P \quad (32-3)$$

افزایش می یابد. در این رابطه ی $E_g(P)$ و $E_g(0)$ به ترتیب گاف نواری مستقیم در فشار P و فشار جو و $\alpha (= dE_g / dP)$ ضریب فشار گاف نواری ماده است.



شکل ۳-۵ تغییر انرژی نور گسیل شده از قطعات لیزری مختلف بر حسب فشار. همانگونه که مشاهده می شود این تغییرات برای لیزرهای با ساختارها و طول موجهای مختلف، بصورت خطی می باشد [۱].

شکل (۳-۵) تغییرات انرژی نور لیزر گسیل شده از یک دیود لیزر نیمرسانا را بر حسب فشار هیدروستاتیکی نشان می دهد. همانگونه که از شکل پیداست برای اکثر نیمرساناها این تغییرات بصورت خطی بوده و ضریب فشار گاف نواری در حدود 10 meV/kbar می باشد [۱۰].

۳-۸-۲ جرم مؤثر

با فرض نوارهای رسانش و ظرفیت سهمی گون نیمرسانا [۳۴] و بر اساس نظریه اختلال $k.p$ گر چه جرم مؤثر حاملها در نوار ظرفیت (شامل حفره های سبک (lh) ، حفره های سنگین (hh) و حفره های اسپین-مدار^۱ (so)) ثابت و مستقل از گاف نواری است [۱۶]، جرم مؤثر حاملها در نوار

^۱ spin-orbit hole

رسانش با گاف نواری نیمرسانا متناسب است. به طوری که تغییرات جرم مؤثر الکترونها در نوار رسانش با تغییر گاف نواری به صورت زیر است [۶].

$$\Delta m_c / m_c = \Delta E_g / E_g \quad (3-33)$$

این رابطه را با توجه به تغییرات گاف نواری با فشار (رابطه ی (۳-۱۹)) می توان به صورت:

$$m_c(P) = m_c \left(1 + \frac{\alpha P}{E_g}\right) \quad (3-34)$$

نوشت. که $m_c(P)$ و m_c به ترتیب جرم مؤثر حاملها در نوار رسانش در فشار P و فشار جو می باشند.

۳-۸-۳ ضریب محدودیت نوری:

همانطور که در بخش (۳-۴) گفته شد، تفاوت در ضریب شکست لایه های مختلف قطعه ی نیمرسانا می تواند بر اثر پدیده ی بازتابش کلی سبب محدودیت نور شده و یک موجبر نوری را فراهم کند. با وارد کردن فشار به قطعه نیمرسانا، فاصله ی بین اتمی در لایه های مختلف کاهش یافته و تراکم آنها افزایش می یابد. همین امر می تواند به افزایش ضریب شکست لایه ها با افزایش فشار منجر شود. هاولی [۳۵] نشان داد که این تغییرات بسیار کوچک بوده و در لیزرهای با کاواک فابری-پرو می توان از آن صرف نظر کرد. بدین ترتیب باید تغییر در محدودیت نوری را نتیجه ی تغییر گاف نواری و طول موج گسیل شده از لیزر دانست.

گونل [۱۰] نشان داد که در یک موجبر ۵ لایه تغییرات ضریب محدودیت نوری را می توان با

رابطه ی:

$$\Gamma \approx C' E_g^2 \quad (3-35)$$

بیان کرده که در آن C' عددی ثابت و مستقل فشار بوده و به ماده لیزری بستگی دارد [۱۸]. از این رابطه می توان دریافت که هر چه انرژی گسیلی لیزر کوچکتر باشد، ضریب محدودیت نوری نیز کاهش می یابد و کسر بزرگتری از نور تولید شده از ناحیه ی فعال خارج می شود. با جایگذاری رابطه (۳-۵)

در (۵-۶) می توان رابطه ی ضریب محدودیت نوری و فشار را به صورت زیر بیان کرد:

$$\Gamma(P) = \Gamma(1 + \alpha P)^2 \quad (۳-۳۶)$$

ما از این اطلاعات نظری در محاسبات و تحلیل داده های خود که در فصل پنجم آمده است

استفاده می کنیم.

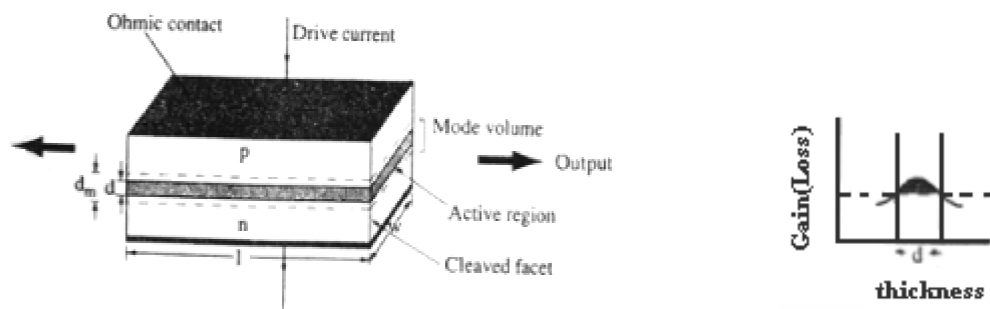
فصل چهارم

ساختارهای مختلف لیزر نیمرسانا

در طی سالهای اخیر، تلاشهای گسترده ای برای بهبود عملکرد لیزرهای نیمرسانا به لحاظ جریان آستانه ی پایین، سرعت پاسخ دهی بالا و حساسیت دمایی پایین همچنین کارایی بیشتر آنها در محیط های طبیعی غیر معمول (رطوبت زیاد، دمای بالا و ...) و نیز ساخت آسانتر، با صرفه تر و با کیفیت بالاتر قطعات لیزری و دستیابی به طول موجهای تک فام مختلف، انجام شده است. در این فصل به اختصار به معرفی انواع ساختارهای لیزر دیودهای نیمرسانا و نیز مزایا و معایب هر کدام از این ساختارها خواهیم پرداخت.

۱-۴ ساختار همگون^۱

این ساختار که ساده ترین ساختار لیزری می باشد از اتصال یک ماده نیمرسانا با دو نوع ناخالصی نوع n و نوع p بوجود می آید. مقاومت الکتریکی در پیوندگاه $p-n$ به قدری زیاد است که حاملها در هنگام بایاس مستقیم قطعه، در این ناحیه با یکدیگر بازترکیب می شوند. در این ساختار ضخامت ناحیه فعال کمتر از مسافت آزاد میانگین^۲ حاملهای تزریقی است [۱۸]. در ورای شرایط آستانه (بخشهای ۳-۴، ۳-۵ و ۳-۶)، نور لیزر از صفحات موازی تخت انتهایی گسیل می گردد. سایر سطوح ناهموار بوده تا تابش لیزری در راستاهایی غیر از راستای اصلی حذف شود. شکل (۱-۴) نشان دهنده این نوع ساختار لیزری است.



شکل ۱-۴ طرحی از یک لیزر با ساختار همگون به همراه نمودار بهره در ناحیه ی

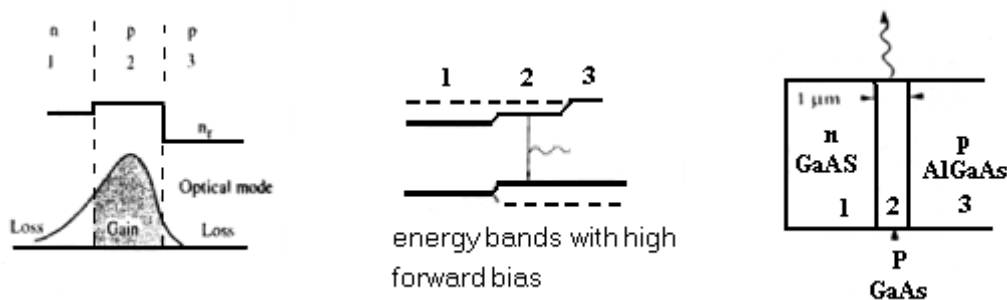
فعال و نواحی مجاور آن [۱۷]

¹ Homostructure
² Mean free path

همانگونه که دیده می شود در این ساختار حاملها می توانند از ناحیه فعال که در آنجا بازترکیب تابشی روی می دهد، عبور کرده و در فرآیند بازترکیب شرکت نکنند. بنابراین محدودیت حاملی این ساختار در دمای اتاق بسیار کم است و در نتیجه این قطعات از جریان آستانه لیزر بالا و بازدهی اپتیکی کوچکی برخوردار بوده و نمی توانند بطور پیوسته به کار گرفته شوند [۱۸].

۲-۴ ساختار ناهمگون یگانه^۱

برای دستیابی به بازدهی بیشتر و جریان آستانه کمتر در لیزرها باید هم حاملها و هم مدهای اپتیکی محدود شوند. این محدودیت می تواند بوسیله یک پیوندگاه ناهمگون حاصل شود که از اتصال دو نیمرسانای نوع n - نوع p متفاوت با ساختار و ثابت شبکه ی نزدیک به هم، تشکیل می شود. شکل (۲-۴) یک لیزر با ساختار ناهمگون یگانه را با لایه های $GaAs$ و $AlGaAs$ نشان می دهد. در اکثر لیزرها ناحیه فعال نیمرسانای نوع p - بوده و نور لیزر از آن گسیل می شود [۱۸].



شکل ۲-۴ ساختار لایه ای، نمودار نوارهای انرژی و نمودار ضریب شکست برای ساختار ناهمگون یگانه $GaAs/AlGaAs$ [۱۸]. این ساختار می تواند سبب محدود شدن حاملها و مدهای اپتیکی شده و بهره ی قطعه را افزایش دهد.

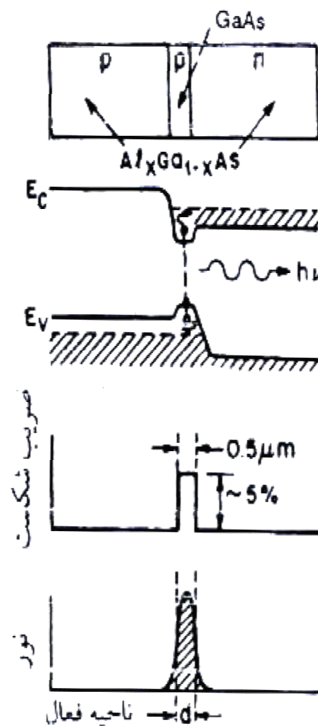
ضخامت ناحیه فعال در این ساختار هم تقریباً برابر ضخامت لایه ی $p-GaAs$ میانی است که در حدود ۰/۱ تا ۰/۳ میکرون است. هر چه این لایه نازکتر باشد، جریان آستانه ی کوچکتري برای شروع عمل لیزر مورد نیاز بوده و بازدهی لیزر افزایش می یابد. وجود لایه با گاف نواری بزرگتر در این

¹ heterostructure

ساختار علاوه بر محدود کردن حاملها، به دلیل دارا بودن ضریب شکست کوچکتر باعث محدود شدن مدهای اپتیکی نیز می شود.

۳-۴ ساختار ناهمگون دوگانه^۱

در این گونه ساختارها، لایه ای از یک نیمرسانای با گاف نواری کوچکتر بین دو لایه از نیمرساناهای دیگر با گاف نواری بزرگتر قرار می گیرد. شکل (۳-۴) طرح ساده ای از این ساختار به همراه ساختار نواری و نمودار ضریب شکست لایه های مختلف را نشان می دهد. در این قطعه، ناحیه فعال که عمل تقویت نور در آنجا رخ می دهد شامل ماده $GaAs$ نوع p می باشد که بین دو نیمرسانای آلیاژی $AlGaAs$ قرار گرفته است.



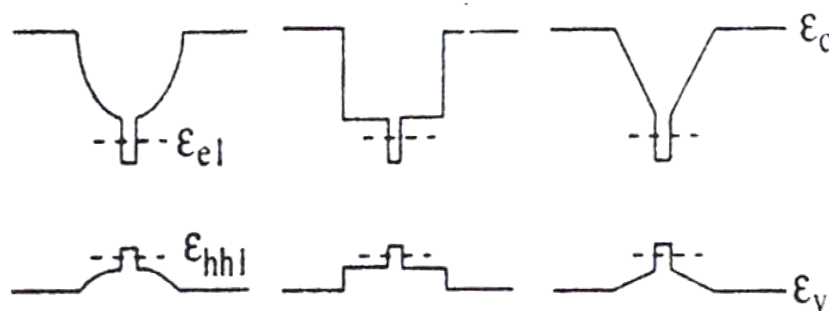
شکل ۳-۴ ساختار لایه ای، نمودار نوارهای انرژی و نمودار ضریب شکست برای ساختار ناهمگون دوگانه. در این ساختار حاملها و مدهای اپتیکی از هر دو سو توسط لایه های $AlGaAs$ محدود می شوند [۲۶].

¹ Double heterostructure

در این نوع ساختار با توجه به تفاوت ضریب شکست دو لایه $AlGaAs$ پوشاننده و ناحیه فعال، به دلیل بازتابش کلی از این لایه ها، نور تولید شده از هر دو سو محدود می شود و همچنین گاف نواری بزرگتر این لایه ها از نشت حاملها از ناحیه فعال به بیرون جلوگیری کرده، اتلاف در کاواک نسبت به دو ساختار قبلی کمتر می باشد بنا براین جریان آستانه در این لیزرها بسیار کمتر از لیزرهای همگون است [۱۸].

۴-۴- ساختار چاه کوانتومی^۱

یکی از مهمترین ویژگیهای رشد لایه های نیمرسانا به روشهای روآراستی MBE و یا $MOCVD$ امکان ساخت لایه های بسیار نازک و با کیفیت بالای بلوری از این مواد با گاف های نواری متفاوت در مجاورت یکدیگر است. چنانچه عرض ناحیه فعال در ساختارناهمگون در حدود ۱۰ نانومتر و یا کمتر باشد، یک چاه کوانتومی تشکیل شده و ترازهای انرژی در آن کوانتیده می شوند.



شکل ۴-۴ طرحی ساده از چاه های کوانتومی با نواحی سد با شکلهای متفاوت [۱۸].

شکل (۴-۴) طرحی ساده از این ساختار را نشان می دهد که در آن لایه ای بسیار نازک از یک نیمرسانا با گاف نواری کوچکتر بین دو نیمرسانای با گافهای نواری بزرگتر رشد داده شده است. معمولاً این ساختار شامل ناحیه ای قیفی شکل است تا حاملها را به درون چاه برسانند [۱۸]. با وجود این که در این ساختار با کاهش ضخامت چاه کوانتومی، همپوشانی بین توابع موج الکترون و حفره کاهش می

^۱ Quantum Well

یابد [۱۷]، به دلیل پایین تر بودن جریان آستانه در این ساختار نسبت به دیگر ساختارها، مورد توجه بسیار می باشند. علت این امر به چگالی حالتها و توزیع حاملها در نوارها در این ساختار مربوط می شود. در بخش بعدی به تشریح این موضوع می پردازیم.

۴-۴-۱ ترازهای انرژی در یک چاه کوانتومی

چون در این ساختار ترازها کوانتیده می شوند، برای تعیین موقعیت ترازهای انرژی از مکانیک کوانتومی استفاده می شود. بر اساس مکانیک کوانتومی معادله شرودینگر برای ذره در چاه پتانسیل مربعی یک بعدی با عمق بی نهایت و عرض L_z یعنی:

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

بصورت زیر است:

$$\frac{d^2\psi(z)}{dx^2} + \frac{2m_e^*}{\hbar^2} E_n \psi(z) = 0 \quad (۱-۴)$$

که در آن m_e^* جرم موثر الکترون است. با در نظر گرفتن شرط مرزی $\psi(z) = 0$ بر روی دیواره های چاه، جوابهای این معادله برای ترازهای انرژی مجاز بصورت زیر می باشد:

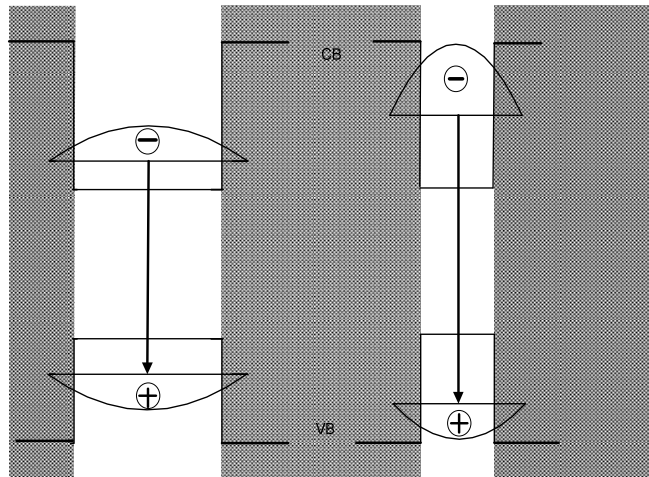
$$E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad \text{و} \quad k = \frac{2\pi n}{L_z} \quad (۲-۴)$$

که در آن n عددی صحیح و مثبت است. برای حفره ها نیز می توان همین روابط را با جایگزینی m_e^* با m_h^* بدست آورد. بدین ترتیب انتظار می رود در صورت بازترکیب الکترونها و حفره ها با یکدیگر انرژی نور لیزر گسیل شده از رابطه:

$$E_{las} = E_{gap} + E_e^1 + E_h^1 \quad (۳-۴)$$

بدست آید. به طوری که E_{gap} انرژی گاف نواری نیمرسانای کپه ای در ناحیه ی فعال و E_e^1 و E_h^1 به ترتیب انرژی حالت پایه الکترون و حفره در نوارهای رسانش و ظرفیت است. چنانچه از رابطه (۲-۴)

پیداست انرژی ترازاها در چاه و در نتیجه انرژی نورگسیل شده بر اثر بازترکیب به ضخامت ناحیه چاه (L_z) وابسته می باشد (شکل (۴-۵)).



شکل ۴-۵ تغییرات موقعیت ترازهای انرژی در نوار رسانش و ظرفیت دو چاه کوانتومی با پهنای چاه های متفاوت [۱۷].

۲-۴-۴ تابع توزیع و چگالی حالتها

در شرایط تعادل گرمایی احتمال اشغال ترازهای مجاز انرژی توسط الکترونها از آمار فرمی-

دیراک:

$$f(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{k_B T}\right) \right]^{-1} \quad (4-4)$$

پیروی می کنند. در این معادله k_B ثابت بولتزمن، T دمای مطلق و E_f انرژی تراز فرمی است. در

صورت معلوم بودن چگالی حالتهای انرژی قابل دسترس در نوارهای رسانش و ظرفیت، تراکم حاملها

از عبارت:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} f(E) \rho(E) dE \quad (5-4)$$

قابل محاسبه است [۳۶]. در این معادله $\rho(E)dE$ نشان دهنده ی چگالی حالتها در بازه انرژی بین E و

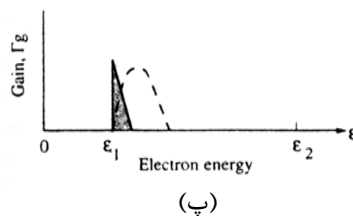
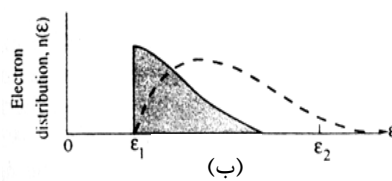
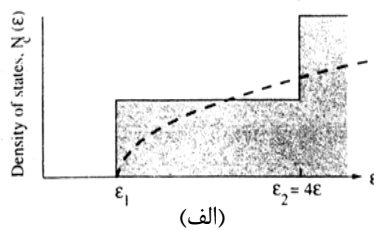
$E + dE$ می باشد. برای یک نیمرسانای کپه ای که حرکت حاملها در هر سه بعد امکان پذیر است چگالی حالتها از رابطه زیر به دست می آید [۳۷].

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} \times (m^*)^{3/2} E^{1/2} \quad (۶-۴)$$

هنگامی که حاملها از یک بعد محدود و در دو بعد آزاد باشند یک چاه کوانتومی داریم. در این شرایط چگالی حالتها توسط رابطه ی زیر قابل محاسبه است [۳۷].

$$\rho(E) = \frac{nm^*}{\pi \hbar^2} \quad (۷-۴)$$

که در این رابطه n عددی صحیح و مثبت می باشد. شکل (۴-۶-الف) چگالی حالتهای در شرایط سه بعدی و دو بعدی (معادلات (۶-۴) و (۷-۴)) را نشان می دهد.



شکل ۴-۶-الف) چگالی حالتها، (ب) توزیع الکترونها و (پ) طیف بهره در یک چاه کوانتومی. خطوط بریده همین مقادیر را برای یک ماده کپه ای نشان می دهند [۱۸].

با توجه به شکل (۴-۶-ب) ملاحظه می شود از آنجا که چگالی ترازهای الکترونها و حفره ها در یک ماده کپه ای بصورت $E^{1/2}$ و در شرایط دو بعدی به صورت E^0 تغییر می کند، توزیع حاملها به گونه ای است که در هر دو حالت با افزایش E کاهش می یابد. چنانچه پیداست در حالت کپه ای توزیع حاملها در ناحیه ی وسیعی از انرژی پخش می شوند، لکن با توجه به ناچیز بودن چگالی حالتها در لبه ی نوارها دستیابی به وارونی جمعیت که امری ضروری برای وقوع عمل لیزر می باشد دشوارتر است [۱۸]. در ساختارهای چاه کوانتومی با توجه به چگالی بالای حالتهای انرژی در لبه نوارها تراکم نسبتاً بزرگی از حاملها در لبه ها ایجاد شده و در نتیجه با تزریق جریان آستانه ی کوچکتری وارونی جمعیت حاصل می گردد.

۴-۵ ساختار چاه(های) کوانتومی کرنش دار:

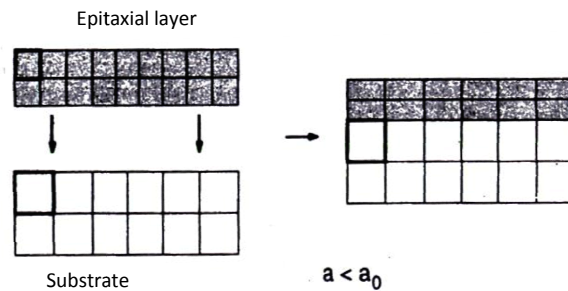
در فرآیند رشد لایه های با ساختار ناهمگون، در صورتی که ثابت های شبکه لایه و زیر لایه کمی باهم اختلاف داشته باشند، در فصل مشترک ثابت شبکه لایه ی روشنایی شده تحت تاثیر نیرویی کشسان [۱۸] قرار گرفته و کرنش حاصل می شود. کرنش ایجاد شده می تواند به صورت کششی یا تراکمی باشد که در ادامه به آن پرداخته ایم. وجود کرنش تاثیر زیادی بر خواص اپتوالکتریکی قطعات حاصل از این لایه ها داشته و می تواند برای افزایش بازدهی قطعه بکار گرفته شود. این موضوع را در بخش (۵-۴) مورد بحث قرار داده ایم.

الف- کرنش کششی:

اگر ثابت شبکه لایه ی بالایی در هنگام رشد از زیر لایه کوچکتر باشد (شکل ۴-۷)، ثابت شبکه لایه بالایی در فصل مشترک دو لایه توسط یک کرنش دو محوره^۱ کشیده می شود تا به ثابت

¹ Biaxial Strain

شبهه زیر لایه برسد. در این حالت کرنش بوجود آمده را کرنش کششی می نامند.



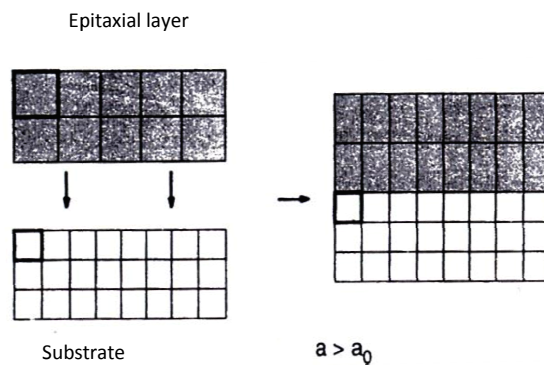
شکل ۷-۴ چگونگی بوجود آمدن کرنش کششی در یک لایه نیمرسانا هنگام رشد بر روی زیر لایه ای با ثابت شبکه ی بزرگتر از ثابت شبکه ی لایه ی روشنایی شده [۱۸].

ب- کرنش تراکمی :

هرگاه ثابت شبکه لایه رشد داده شده از ثابت شبکه ی زیر لایه بزرگتر باشد، لایه بالایی

توسط کرنش دو محوره متراکم می شود تا با ثابت شبکه زیر لایه برابر شود (شکل ۸-۴). این کرنش را

کرنش تراکمی می نامند.



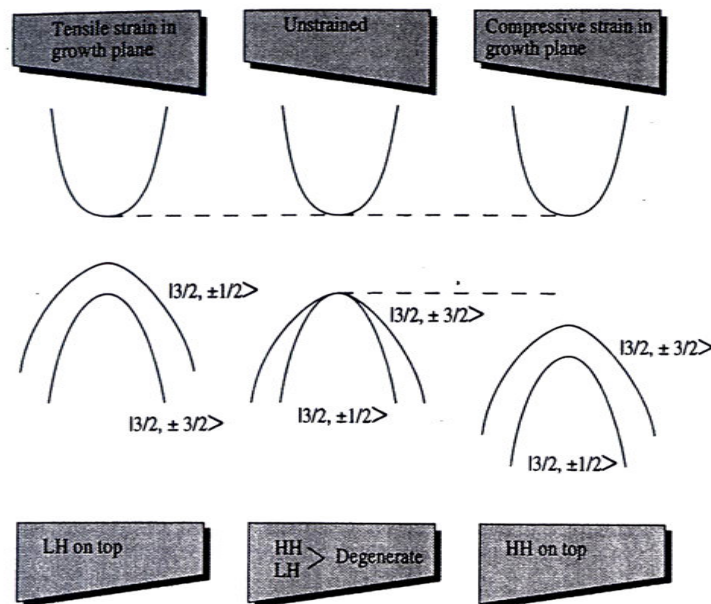
شکل ۸-۴ چگونگی بوجود آمدن کرنش تراکمی در یک لایه نیمرسانا هنگام رشد بر روی زیر لایه [۱۸].

حضور کرنش تاثیرات ناچیزی بر نوار رسانش نیمرسانا دارد. ولی تاثیر آن بر روی نوار ظرفیت

بسیار با اهمیت می باشد [۱۸]. از جمله این تغییرات می توان به از بین رفتن واگنی نوارهای حفره

های سنگین و سبک از یکدیگر و موقعیت قرار گیری این نوارها (در کرنش تراکمی نوار حفره های

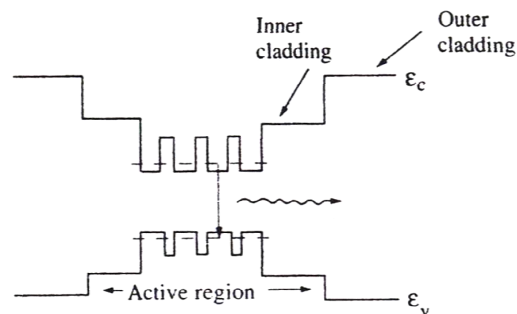
سنگین بالاتر از حفره های سبک و در کرنش کششی نوار حفره های سبک در موضعی بالاتر واقع می شود (شکل ۴-۹). اشاره کرد.



شکل ۴-۹ چگونگی شکافتگی نوار حفره های سبک و سنگین در نوار ظرفیت یک نیم رسانای مستقیم بر اثر کرنش های کششی (تصویر چپ) و تراکمی (تصویر راست) در مقایسه با شرایط بدون کرنش (تصویر وسط) [۱۷].

۶-۴ ساختار چاه های کوانتومی چندگانه

اگر در یک ساختار ناهمگون با چاه کوانتومی عمل رشد لایه ها را تکرار کنیم به گونه ای که ساختار متناوبی از چاه ها و سدها داشته باشیم، حاصل کار یک ساختار با چاه های کوانتومی چندگانه MQW ^۱ خواهد بود. شکل (۴-۱۰) طرح ساده ای از این ساختار را نشان می دهد.



شکل ۴-۱۰ طرح ساده ای از یک ساختار با چاه های کوانتومی چندگانه [۱۸].

^۱ **M**ulti **Q**uantum **W**ell

با رشد چنین ساختارهایی می توان ناحیه ی فعالی با ضخامت و چگالی حاملهای بیشتر فراهم آورد. بررسی این ساختارها و عملگری قطعات لیزری وابسته به آنها در فصل پنجم مورد بررسی قرار گرفته است.

۷-۴ لیزر با ساختار سیم و نقطه کوانتومی

اگر حاملها را در دو بعد محدود کنیم به طوری که فقط در یک بعد آزادی حرکت داشته باشند (مانند حرکت در یک سیم) ساختار بوجود آمده را سیم کوانتومی می نامند. این ساختارها مانند مواد شبه یک بعدی عمل می کنند. برای تولید آنها می توان نوارهای نازک مواد چاه کوانتومی را از طریق روشهای غیر مستقیم تنها در یک بعد رشد داد. در صورتی که بتوان حاملها را از هر سه بعد محدود کرد به طوری که در هیچ بعدی نتوانند حرکت کنند، ساختار بوجود آمده را نقطه کوانتومی می نامند. در این گونه ساختارها به علت محدود شدن حاملها در هر سه بعد، وارونی جمعیت بوسیله چگالی های پایینی از حاملهای تزریقی بدست آمده و جریان آستانه بسیار پایین تر از سایر ساختارها می باشد. در این میان روشهای پیچده رشد در ساخت این قطعات تولید آنها را محدود کرده است.

فصل پنجم:

تحلیل داده های تجربی وابسته به لیزرهای

$1/3 \mu m$ و $1/5 \mu m$ با ساختار چاه کوانتومی

۵-۱ بررسی تغییرات چگالی حاملهای آستانه با فشار

همانگونه که در بخش ۳-۵ گفته شد چگالی حاملهای آستانه، کمترین مقدار چگالی حاملها برای رسیدن به وارونی جمعیت و آغاز عملگری لیزر می باشد که با رابطه ی (۳-۱۸) تعیین می شود. ما در اینجا نخست به مطالعه ی لیزری با طول موج گسیلی $1/54 \mu m$ می پردازیم. این قطعه دارای چهار چاه کوانتومی $In_{0.713}Ga_{0.287}As_{0.867}P_{0.133}$ دارای 0.18% کرنش تراکمی و پهنای ۴۸ آنگستروم است که توسط سدهای ۱۶۰ آنگسترومی $In_{0.742}Ga_{0.258}As_{0.484}P_{0.516}$ از هم جدا شده و توسط لایه های محدود کننده ی InP با ضخامت $0.15 \mu m$ میکرومتر احاطه شده اند [۱۰].

همانگونه که در معادله ی (۳-۱۹) در بخش ۳-۵ اشاره شد، در لیزرهای با ساختار چاههای کوانتومی، مربع تراکم حاملهای آستانه با حاصل ضرب جرمهای موثر در نوار رسانش و ظرفیت متناسب است [۱]. بنا براین با فرض ثابت بودن عرض چاه کوانتومی با اعمال فشار، می توان تغییرات بهنجار شده ی تراکم حاملهای آستانه بر حسب فشار اعمال شده به قطعه را به صورت :

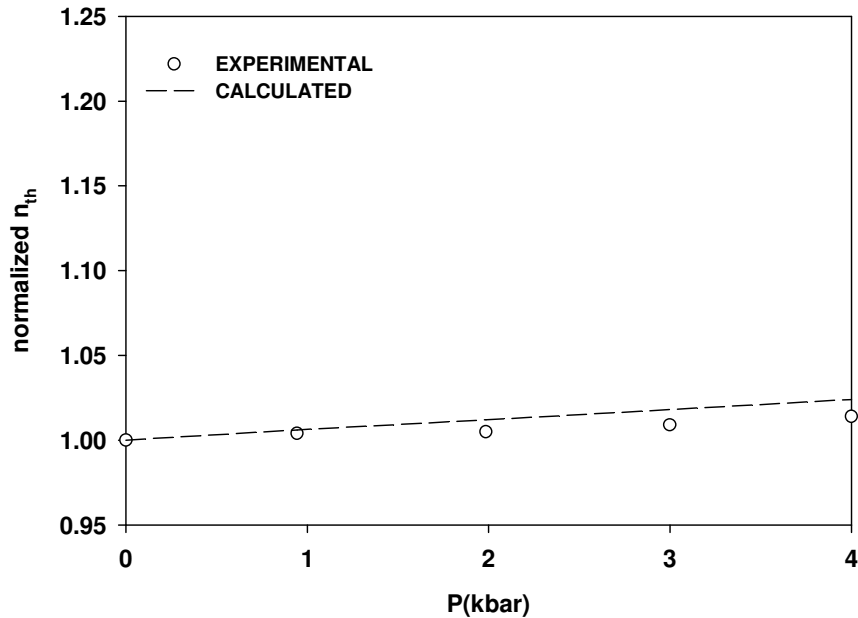
$$\frac{n_{th}(P)}{n_{th}(0)} = \sqrt{\frac{m_c(P)m_h(P)}{m_c(0)m_h(0)}} \quad (۱-۵)$$

نوشت. چنانچه در بخش (۳-۸-۲) گفته شد، جرم موثر حفره ها در نوار ظرفیت را می توان مستقل از فشار در نظر گرفت ولکن جرم موثر الکترونها ی نوار رسانش تابع گاف نواری بوده و تغییرات آن با فشار با رابطه (۳-۳۴) داده می شود با استفاده از این رابطه و جانشانی آن در رابطه ی (۱-۵) خواهیم داشت:

$$\frac{n_{th}(P)}{n_{th}(0)} = \sqrt{1 + \frac{\alpha P}{E_g}} \quad (۲-۵)$$

با توجه به مقادیر گاف نواری مستقیم ($E_g = hc/\lambda$) و ضریب فشار گاف نواری (α) که در دمای اتاق برای این قطعه به ترتیب برابر $80.7 meV$ و $10.27 meV/kbar$ می باشند [۱۰]، می توان تغییرات بهنجار شده ی تراکم حاملهای آستانه با فشار را محاسبه کرد.

نتیجه ی این محاسبات در شکل (۵-۱) به صورت خط چین نمایش داده شده که در توافق نزدیکی با نتایج تجربی که در این شکل با دایره های تو خالی نشان داده شده است می باشد.



شکل ۵-۱ نمودار تغییرات بهنجار شده ی تراکم آستانه الکترونی با فشار برای لیزر $1/5\mu m$ میکرونی. داده های تجربی [۱۰] با دایره های تو خالی و محاسبات ما با خط چین نمایش داده شده اند.

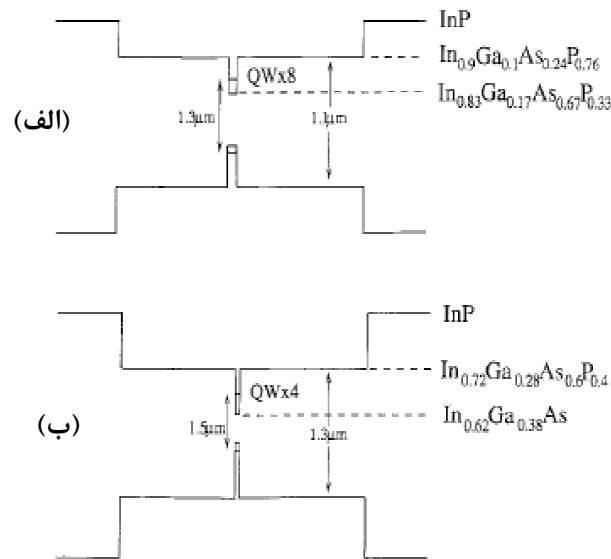
چنانچه پیداست این تغییرات فشاری بسیار ناچیز بوده (حدود $2/4\%$ در بازه ی 4 kbar) و می توان با دقت خوبی تراکم حاملهای آستانه را ثابت در نظر گرفت که در توافق با گزارش سیلور و همکارانش [۱۴] نیز می باشد.

۵-۲ تغییرات جریان آستانه بر حسب فشار هیدروستاتیکی در لیزرهای $1/3\mu m$ و

$1/5\mu m$

در این بخش به بررسی تغییرات جریان آستانه در دمای اتاق برای دو لیزر $1/3\mu m$ و $1/5\mu m$ می پردازیم. قطعه ی $1/5\mu m$ شامل ۴ چاه کوانتومی $In_{0.62}Ga_{0.38}As$ است که دارای 0.16% کرنش تراکمی بوده و بوسیله ی نواحی سد $In_{0.72}Ga_{0.28}As_{0.6}P_{0.4}$ از هم جدا شده اند. قطعه ی $1/3\mu m$

دارای ۸ چاه کوانتومی $In_{0.83}Ga_{0.17}As_{0.67}P_{0.33}$ است که توسط نواحی سد $In_{0.9}Ga_{0.1}As_{0.24}P_{0.76}$ از هم جدا شده اند. هر دو قطعه روی زیر لایه ای از $n-type InP$ و به روش روآراستی فاز بخار ترکیبات آلی فلزی در شرایط فشار بخار پایین (LPMOVPE)^۱ رشد داده شده اند [۱۲]. طرح ساده ای از ساختار این دو لیزر در شکل (۵-۲) نشان داده شده است.

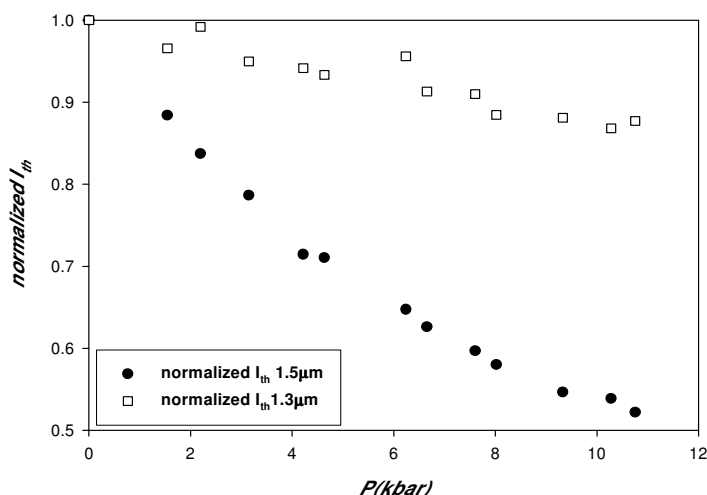


شکل ۵-۲ طرح ساده ای از ساختار نواری الف) لیزر $1.3 \mu m$ و ب) لیزر $1.5 \mu m$ مورد بررسی [۱۲]

با توجه به وابستگی جریان آستانه به ضرایب B و C ، (رابطه ی ۳-۲۴) و ارتباط این ضرایب به گاف نواری مستقیم ماده، به ترتیب روابط (۳-۲۵) و (۲-۱۱) و (۲-۱۲) انتظار می رود وارد کردن فشار به یک لیزر نیمرسانا، جریان آستانه ی آن را تغییر دهد. این تغییرات برای این دو لیزر در دمای اتاق در شکل (۵-۳) نشان داده شده است. با توجه به رابطه ی (۳-۲۳)، جریان آستانه را می توان به صورت مجموع جریانهای تابشی، اوژه، نشتی و جریان تک مولکولی (وابسته به دررفتگی ها و ناراستیها) نوشت. در مورد جریان نشتی چون ضرایب فشار نواحی چاه و سدها در قطعات $InGaAs(P)$ تقریباً با هم برابر بوده و در حدود $10 meV/kbar$ است [۱۰]، جایجایی نواری^۲

^۱ Low-Pressure Metal-Organic Vapor-Phase Epitaxy

^۲ Band offset



شکل (۵-۳) نمودار تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه با فشار برای دو لیزر $1/5 \mu m$ و $1/3 \mu m$ در دمای اتاق [۱۳].

نیمرسانا در اینجا با تغییر فشار تغییری نمی کند، بنابراین می توان جریان نشتی را مستقل از فشار در نظر گرفت. در خصوص جریان تک مولکولی با توجه به کیفیت بالای لایه های روآراستی شده و در شرایط تراکم بالای حاملها که برای رسیدن به شرایط آستانه عملگری لیزر مورد نیاز است، می توان از این جریان چشم پوشی کرد [۳۸]. بنابر این می توان جریان آستانه را فقط به صورت مجموع جریان تابشی و جریان اوژه در نظر گرفت :

$$I_{th} = I_{rad} + I_{Aug} \quad (۴-۵)$$

با توجه به این رابطه تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه با فشار را می توان به صورت :

$$I_{th}(P)/I_{th}(0) = I_{rad}(P)/I_{rad}(0) + I_{Aug}(P)/I_{Aug}(0) \quad (۵-۵)$$

نوشت. در یک قطعه ی ایده آل، (با فرض سهمی بودن نوارهای رسانش و ظرفیت) انتظار می رود که جریان تابشی با افزایش گاف نواری مستقیم به صورت [۱]:

$$I_{rad} = E_g^2 \quad (۶-۵)$$

تغییر کند . بنابراین با توجه به روابط (۵-۵) و (۶-۵) می توان تغییرات بهنجار شده ی جریان تابشی با فشار را به صورت:

$$\frac{I_{rad}(P)}{I_{rad}(0)} = \frac{E_g^2(P)}{E_g^2(0)} = \frac{B(P)n_{th}^2(P)}{B(0)n_{th}^2(0)} \quad (۷-۵)$$

نوشت. با جایگذاری رابطه ی تغییرات گاف نواری با فشار (رابطه ی (۳-۳۲)) در این رابطه، معادله ی فوق به صورت :

$$\frac{I_{rad}(P)}{I_{rad}(0)} = \left(1 + \frac{\alpha P}{E_g(0)}\right)^2 \quad (۸-۵)$$

در می آید. به همین ترتیب برای تغییرات بهنجار شده جریان اوژه با فشار نیز می توانیم بنویسیم:

$$\frac{I_{Aug}(P)}{I_{Aug}(0)} = \frac{C(P)}{C(0)} \times \frac{n_{th}^3(P)}{n_{th}^3(0)} \quad (۹-۵)$$

با جایگذاری رابطه ی (۲-۶) در این معادله خواهیم داشت:

$$\frac{I_{Aug}(P)}{I_{Aug}(0)} = \frac{C_0(P)}{C_0(0)} \times \frac{\exp(-(E_a(p)/k_B T))}{\exp(-(E_a(0)/k_B T))} \times \frac{n_{th}^3(P)}{n_{th}^3(0)} \quad (۱۰-۵)$$

بنا بر روابط بالا، تغییر در جریان آستانه با فشار می تواند هم ناشی از تغییرات تراکم حاملهای آستانه (n_{th}) و هم تغییرگاف نواری نیمرسانا باشد. همانگونه که در بخش ۵-۱ نشان دادیم، در قطعات با چاه (های) کوانتومی چگالی حاملهای آستانه (n_{th}) با فشار تغییر چندانی نمی کند و می توان از تغییرات آن چشم پوشی کرد. بنابراین تغییرات جریان آستانه با فشار، عمدتاً ناشی از تغییرات گاف نواری ماده است. از طرفی با توجه به معادله ی (۵-۸) جریان تابشی با افزایش فشار افزایش می یابد. بنابراین چنانچه مؤلفه ی غالب در جریان آستانه جریان تابشی باشد، بایستی با افزایش فشار و گاف نواری، جریان آستانه نیز افزایش یا فته و دارای شیب مثبت باشد. لکن همانگونه که از شکل (۵-۳) پیداست جریان آستانه در هر دو قطعه با افزایش فشار کاهش یافته است. این موضوع حاکی از غالب بودن جریان اوژه در جریان آستانه ی قطعات مورد نظر می باشد. چون این تغییرات با تغییرات کاهشی وابسته به جریان اوژه با فشار (معادله ی (۵-۱۰)) هماهنگ است.

نکته جالب توجه در این مورد آنست که در قطعه ی $1/5 \mu m$ تغییرات بیشتر جریان آستانه با فشار (در حدود ۵۰٪ در بازه ی 12 kbar) نسبت به قطعه ی $1/3 \mu m$ (در حدود ۱۰٪ در همین بازه ی فشاری) نشان دهنده ی اهمیت بیشتر جریان اوژه در قطعات $1/5 \mu m$ است.

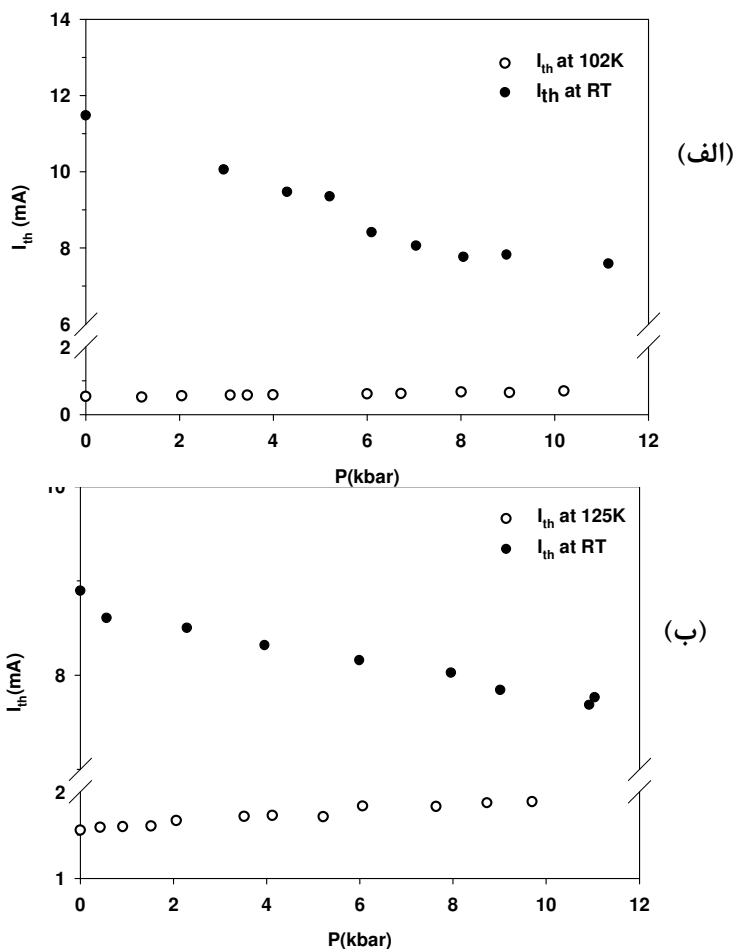
۳-۵ تاثیر دمای عملگری قطعه بر تغییرات جریان آستانه با فشارهیدروستاتیکی در

قطعات ۱/۳ و ۱/۵ میکرومتری

شکل های (۵-۴-الف) و (۵-۴-ب) به ترتیب مقادیر اندازه گیری شده ی جریان آستانه بر

حسب فشار را برای قطعات لیزری $1/5 \mu m$ و $1/3 \mu m$ در دمای اتاق و نیز دماهای پایین (در حدود

$100 K$) نشان می دهند.



شکل ۴-۵ الف: تغییران جریان آستانه با فشار برای لیزر $1/5$ میکرون در دمای اتاق و 102 کلوین و ب: تغییرات

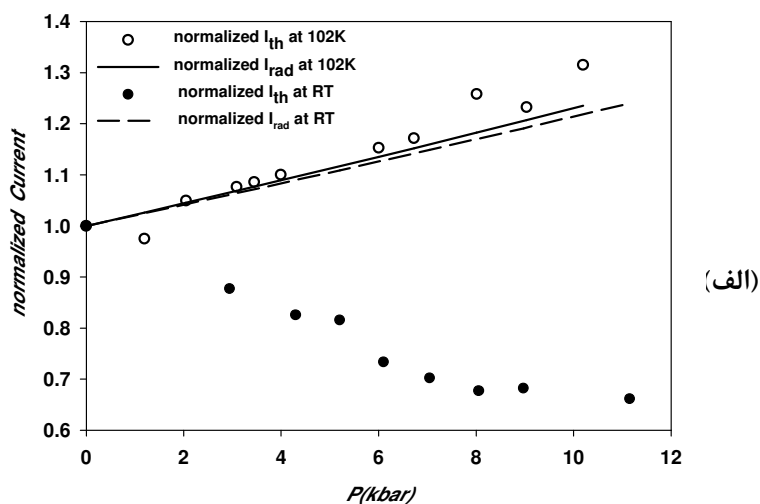
جریان آستانه با فشار برای یک لیزر $1/3$ میکرون در دمای اتاق و 125 کلوین [۱۱]

همانگونه که از داده های تجربی در شکلها پیداست، در هر دو قطعه جریان آستانه در دمای اتاق با

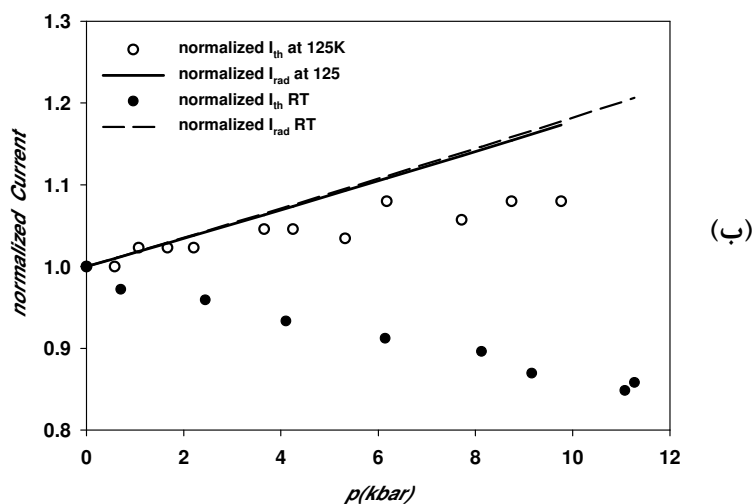
فشار کاهش یافته است در حالی که در دماهای پایین (102 و 125 درجه ی کلوین)، این تغییرات

سیر صعودی دارند. بنابر آنچه در بخش ۲-۵ گفته شد، در دماهای بالا (دمای اتاق)، جریان غالب

در جریان آستانه، جریان اوژه با شیب منفی بر حسب فشار است که در این داده ها نیز مشاهده می شود. اما از آنجا که در دماهای پایین شیب تغییرات مربوط به داده ها مثبت است، با توجه به بحث قبلی (بخش ۵-۲) انتظار می رود در این شرایط جریان غالب در جریان آستانه، جریان تابشی باشد. تغییرات بهنجار شده ی جریان تابشی با فشار برای هر دو قطعه در دمای پایین به صورت خط پر و در دمای اتاق به صورت خط چین در شکلهای (۵-۵) نشان داده شده اند. این خطوط مبتنی بر پیش بینی معادله ی (۵-۸) بوده و با در نظر گرفتن مقادیر ذکر شده در جدول (۵-۱) رسم شده اند.



(الف)



(ب)

شکل ۵-۵ (الف) تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه و جریان تابشی محاسبه شده در دماهای ۱۰۲ کلوین و دمای اتاق برای لیزر ۱/۵ میکرومتر و (ب) تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه و جریان تابشی محاسبه شده در دماهای ۱۲۵ کلوین و دمای اتاق برای لیزر ۱/۳ میکرومتر داده های تجربی به شکل دایره و نتایج محاسبات با خطوط نشان داده شده است.

انطباق نسبتاً خوب داده های تجربی با پیش بینی نظری وابسته به تغییرات بهنجار شده ی جریان تابشی در دماهای پایین حاکی از غالب بودن این مؤلفه در جریان آستانه در قطعات لیزری مورد بحث می باشد.

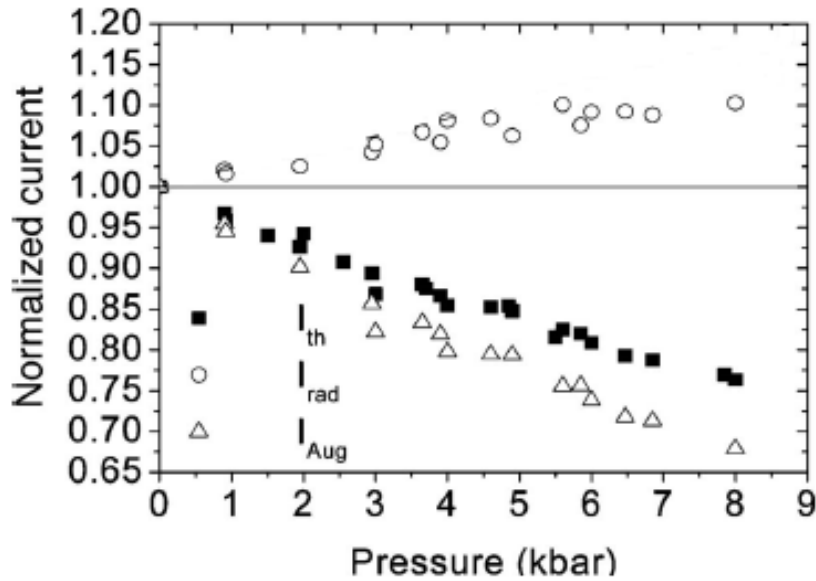
جدول ۱-۵ مقادیر مورد استفاده برای محاسبه ی تغییرات بهنجار شده ی جریان تابشی با فشار در معادله ی (۸-۵) [۱۱].

λ (μm)	دمای اتاق ($meV/kbar$) α	دمای پایین ($meV/kbar$) α
۱/۵	۸/۴	۹
۱/۳	۸/۳	۸/۱

۴-۵ تأثیر کرنش بر سهم مولفه های تابشی و غیر تابشی در جریان آستانه در قطعات با و بدون کرنش

برای مطالعه ی تأثیر کرنش بر روی قطعات ۱/۵ میکرومتری سه قطعه با ساختار چاههای کوانتومی چندگانه را مورد بررسی قرار می دهیم. نمونه ی اول لیزر $1/5 \mu m$ مورد بررسی در بخش ۲-۵ است که دارای 0.06% کرنش تراکمی می باشد. برای محاسبه ی سهم مولفه های تابشی و غیر تابشی در جریان آستانه ابتدا باید تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه با فشار را برای قطعه داشته باشیم. این تغییرات به همراه مقادیر بهنجار شده ی جریانهای تابشی و اوژه توسط مازه و همکارانش [۱۵] اندازه گیری شده و در شکل (۵-۶) نمایش داده شده است [۱۵]. با توجه به مطالب ذکر شده در بخش ۲-۵ می توانیم جریان آستانه را به صورت مجموع جریانهای تابشی و اوژه در نظر بگیریم بدین ترتیب برای جریان آستانه در فشار P می توان نوشت:

$$I_{th}(P) = I_{rad}(P) + I_{Aug}(P) \quad (11-5)$$



شکل ۵-۶ تغییرات بهنجار شده ی جریان های آستانه، تابشی و اوژه با فشار برای قطعه ی دارای $0.06/\%$ کرنش تراکمی [۱۵]

با تقسیم طرفین این رابطه بر جریان آستانه در فشار جو خواهیم داشت:

$$\frac{I_{th}(P)}{I_{th}(0)} = \frac{I_{rad}(P)}{I_{th}(0)} + \frac{I_{Aug}(P)}{I_{th}(0)} \quad (۱۲-۵)$$

چنانچه در این رابطه مقادیر جریانهای تابشی و اوژه در فشار جو را در صورت و مخرج کسرهای طرف راست ضرب کنیم خواهیم داشت:

$$\frac{I_{th}(P)}{I_{th}(0)} = \frac{I_{rad}(0)}{I_{rad}(0)} \frac{I_{rad}(P)}{I_{th}(0)} + \frac{I_{Aug}(0)}{I_{Aug}(0)} \frac{I_{Aug}(P)}{I_{th}(0)} \quad (۱۳-۵)$$

این رابطه را می توانیم به صورت زیر بازنویسی کنیم:

$$\frac{I_{th}(P)}{I_{th}(0)} = \frac{I_{rad}(0)}{I_{th}(0)} \frac{I_{rad}(P)}{I_{rad}(0)} + \frac{I_{Aug}(0)}{I_{th}(0)} \frac{I_{Aug}(P)}{I_{Aug}(0)} \quad (۱۴-۵)$$

در رابطه ی بالا اگر نسبت جریان تابشی به جریان آستانه را با a نمایش دهیم خواهیم داشت:

$$\frac{I_{th}(P)}{I_{th}(0)} = a \frac{I_{rad}(P)}{I_{rad}(0)} + (1-a) \frac{I_{Aug}(P)}{I_{Aug}(0)} \quad (۱۵-۵)$$

از این رابطه پیداست که با داشتن مقادیر بهنجار شده ی جریان آستانه و جریانهای تابشی و اوژه می توانیم سهم هر کدام را در جریان آستانه تعیین کنیم. برای محاسبه ی تغییرات بهنجار شده

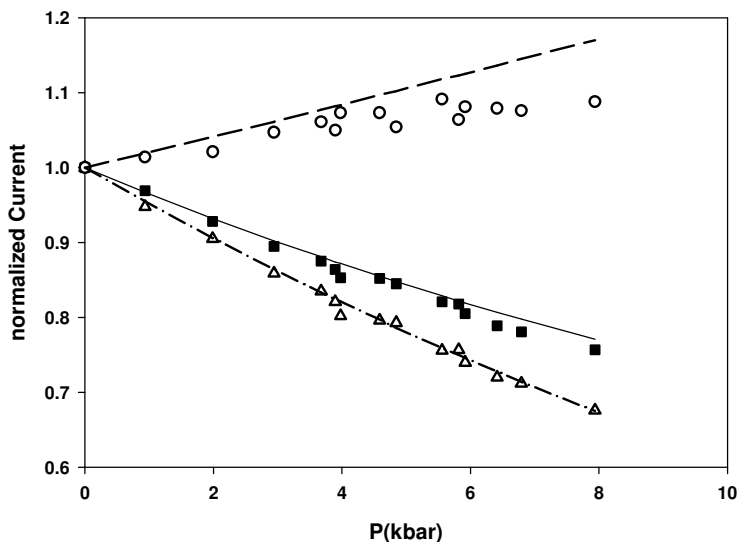
جریانهای تابشی و اوژه از رابطه های (۵-۸) و (۵-۱۰) استفاده می کنیم. با توجه به اینکه در قطعات با طول موج بلند فرآیند اوژه غالب از نوع *CHSH* مستقیم است [۳۹]، برای تغییرات بهنجار شده جریان اوژه خواهیم داشت [۱۱]:

$$\frac{I_{Aug}(P)}{I_{Aug}(0)} = \frac{C_0(P)}{C_0(0)} \times \exp\left(-\gamma \frac{\alpha P}{k_B T}\right) \times \frac{n^3(P)}{n^3(0)} \quad (5-16)$$

که در آن γ و C_0 از رابطه های (۲-۱۱) و (۲-۱۲) تعیین می شود. با توجه به مقادیر ذکر شده در جدول (۵-۲) و با فرض عدم وابستگی ضریب C_0 به فشار [۴] تغییرات بهنجار شده ی جریان اوژه از رابطه ی (۵-۱۶) و تغییرات بهنجار شده ی جریان تابشی با فشار از رابطه ی (۵-۸) برای این قطعه محاسبه شده و در شکل (۵-۷) به همراه نتایج تجربی ارایه شده توسط مازه و همکارانش [۱۵] نشان داده شده است.

جدول ۲-۵ مقادیر پارامترهای مورد استفاده در محاسبات برای قطعه ی با ۰.۶ درصد کرنش تراکمی [۱۵] و [۱۸]

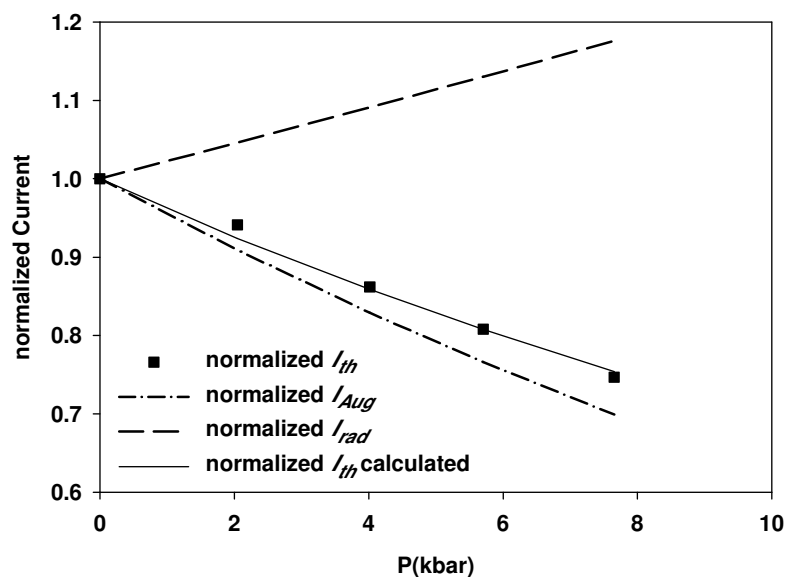
λ (μm)	Δ (mev)	α (mev/kbar)	m_n (m_0)	m_s (m_0)	m_c (m_0)
۱/۵	۳۹۰	۸/۵	۰/۴۵	۰/۱۲۶	۰/۰۴۱



شکل ۵-۷ تغییرات بهنجار شده ی جریان های آستانه، تابشی و اوژه با فشار برای قطعه ی دارای ۰.۶٪ کرنش تراکمی [۱۵]. نتایج محاسبات با خط چین (جریان تابشی) و خط نقطه چین (جریان اوژه) به همراه داده های تجربی نمایش داده شده است.

توافق بسیار خوب محاسبات با نتایج تجربی حاکی از صحت روابط به کار گرفته شده و محاسبات می باشد. با توجه به شکل (۵-۷) و با استفاده از رابطه ی (۵-۱۵) نسبت جریان تابشی به جریان آستانه در فشار جو برای این قطعه ۱۷/۴٪ به دست می آید که توسط سوپینی و همکارانش [۱۲] با توجه به اندازه گیریهای دمایی در حدود ۲۰٪ گزارش شده است. با توجه به توافق نزدیک محاسبات انجام شده با داده های تجربی و روشهای دیگر اندازه گیری، این محاسبات را برای دو نمونه دیگر نیز به کار گرفته ایم.

نمونه ی دوم یک لیزر با ۵ چاه کوانتومی $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ ۶۵ آنگسترومی بدون کرنش است که بوسیله ی نواحی سد $In_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.45}P_{0.55}$ از هم جدا شده اند. ، طول موج گسیل این لیزر ۱/۵۲ میکرون و روی زیرلایه ای از InP رشد داده شده است. جزییات مربوط به روش رشد و قطعه را می توان در [۶] یافت. مقادیر اندازه گیری شده برای تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه و مقادیر محاسبه شده ی تغییرات جریانهای تابشی و اوژه با فشار برای این قطعه در شکل (۵-۸) نمایش داده شده است.



شکل ۵-۸ نمودار تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه ی اندازه گیری شده [۶]. به همراه تغییرات بهنجار شده ی جریانهای تابشی (خط چین)، اوژه (خط نقطه چین) و جریان آستانه (خط پر) محاسبه شده برای قطعه ی بدون کرنش.

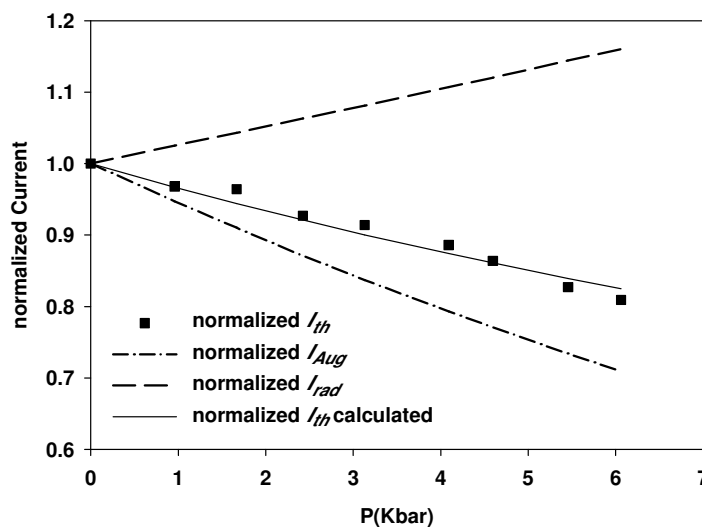
مقادیر پارامترهای مورد استفاده برای این قطعه در جدول (۳-۵) ذکر شده است. نتایج محاسبات ما برای این قطعه نشان می دهد سهم جریان تابشی از جریان آستانه در فشار جو و دمای اتاق برابر ۱۱/۵٪ می باشد. سیلور و همکارانش [۷] برای یک قطعه ی ۱/۴۸ میکرومتری با چاه های کوانتومی بدون کرنش این مقدار را برابر ۱۰٪ گزارش کرده اند.

نمونه ی سوم یک لیزر $1/54 \mu m$ با ۴ چاه کوانتومی $In_{0.713}Ga_{0.287}As_{0.867}P_{0.133}$ دارای ۰/۸٪ کرنش تراکمی و پهنای ۴۸ آنگستروم است که بوسیله ی سدهای ۱۶۰ آنگسترومی $In_{0.742}Ga_{0.258}As_{0.484}P_{0.516}$ از هم جدا شده اند [۱].

جدول ۳-۵ مقادیر پارامترهای مورد استفاده در محاسبات برای نمونه های دوم و سوم

$\lambda (\mu m)$	$\Delta (meV)$	$\alpha (meV/kbar)$	$m_h (m_0)$	$m_s (m_0)$	$m_c (m_0)$	نوع قطعه
۱/۵۴		۱۰/۲۷	۰/۶۵	۰/۱۲۶	۰/۰۴۵	قطعه دارای ۰/۸٪ کرنش [۱۰]
۱/۵۲	۳۹۰	۹/۲۲	۰/۵	۰/۱۲۶	۰/۴۱	قطعه ی بدون کرنش [۶]

مقادیر اندازه گیری شده برای تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه [۱۰] و مقادیر محاسبه شده ی تغییرات جریانهای تابشی و اوژه با فشار برای این قطعه در شکل (۵-۹) نمایش داده شده است.



شکل ۵-۹ نمودار تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه ی اندازه گیری شده [۱۰] به همراه تغییرات بهنجار شده جریانهای تابشی (خط چین)، اوژه (خط نقطه چین) و جریان آستانه (خط پر) محاسبه شده برای قطعه با ۰/۸ درصد کرنش تراکمی.

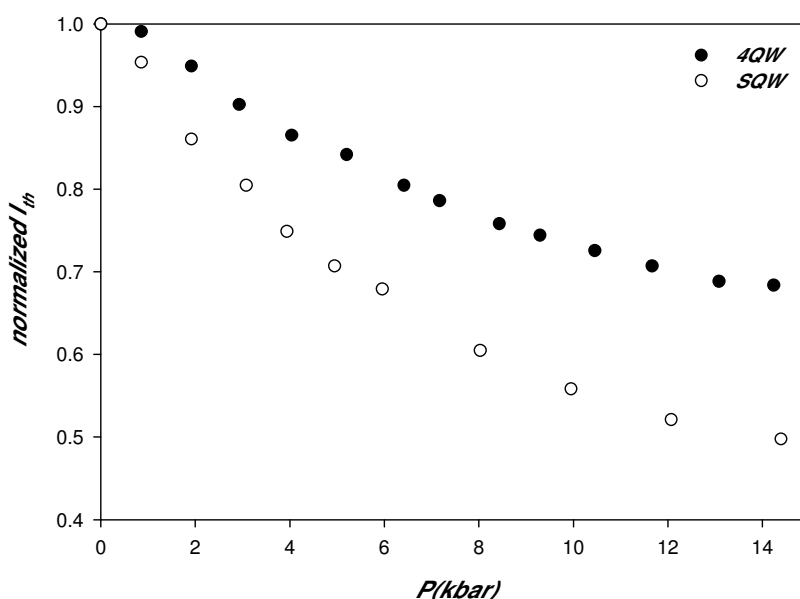
نتایج محاسبات ما برای این قطعه نشان می دهد سهم جریان تابشی از جریان آستانه در فشار جو و دمای اتاق برابر ۲۵/۴٪ می باشد. چنانچه از شکل ها پیداست کاهش جریان اوژه در دو قطعه ی دارای کرنش از قطعه ی بدون کرنش بیشتر است. با توجه به اینکه در نمودارها تغییرات بهنجار شده ی جریان اوژه نمایش داده شده است، تغییر بیشتر به معنای نسبت کمتر جریان اوژه ی اولیه (در فشار جو) می باشد. بنابراین کرنش تراکمی باعث کاهش بازترکیب اوژه در قطعات با طول موج بلند می شود. برای مقایسه مقادیر محاسبه شده برای سهم جریانهای تابشی و اوژه از جریان آستانه برای هر سه قطعه در جدول (۴-۵) نشان داده شده است.

جدول ۴-۵ مقادیر محاسبه و اندازه گیری شده برای سهم جریانهای تابشی و اوژه از جریان آستانه برای هر سه قطعه ی مورد مطالعه

نوع قطعه	I_{rad} / I_{th} (درصد)	I_{Aug} / I_{th} (درصد)
بدون کرنش	۱۱/۵	۸۸/۵
۰/۶ درصد کرنش تراکمی	۱۹/۴	۸۰/۶
۰/۸ درصد کرنش تراکمی	۲۵/۴	۷۴/۶

۵-۵ بررسی کیفی تأثیر تعداد چاههای کوانتومی بر سهم جریان غیر تابشی اوژه در جریان آستانه

هدف ما در این بخش بررسی تأثیر تعداد چاه های کوانتومی بر سهم جریان غیر تابشی اوژه در جریان آستانه در دو لیزر $1/5 \mu m$ که یکی دارای ۴ چاه کوانتومی و دیگری دارای یک چاه کوانتومی می باشد به کمک تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه با فشار است. هر دو قطعه دارای کرنش کششی می باشند و جزییات مربوط به آنها را می توان در [۷] یافت.



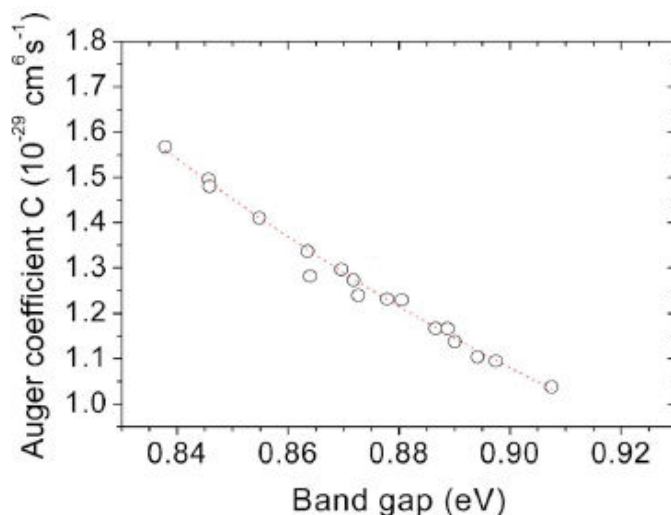
شکل ۵-۱۰ نمودار تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه با فشار برای دو لیزر $1/5 \mu m$ نقاط توپر مربوط به قطعه ی دارای ۴ چاه کوانتومی و نقاط توخالی مربوط به قطعه ی دارای یک چاه کوانتومی است [۴۰].

شکل (۵-۱۰) نمودار تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه با فشار را برای این دو قطعه نشان می دهد. همانگونه که پیداست، کاهش جریان آستانه در قطعه ی با ۴ چاه کوانتومی کمتر از قطعه ی با یک چاه کوانتومی است. بنابر آنچه در بخش ۵-۲ گفته شد، این تغییرات می تواند نشانگر سهم کمتر جریان اوژه از جریان آستانه در قطعه ی با ۴ چاه کوانتومی در مقایسه با قطعه ی با یک چاه کوانتومی باشد.

۵-۶ محاسبه ی تغییرات ضریب اوژه با فشار برای لیزر $1/5 \mu m$ دارای 0.06% کرنش

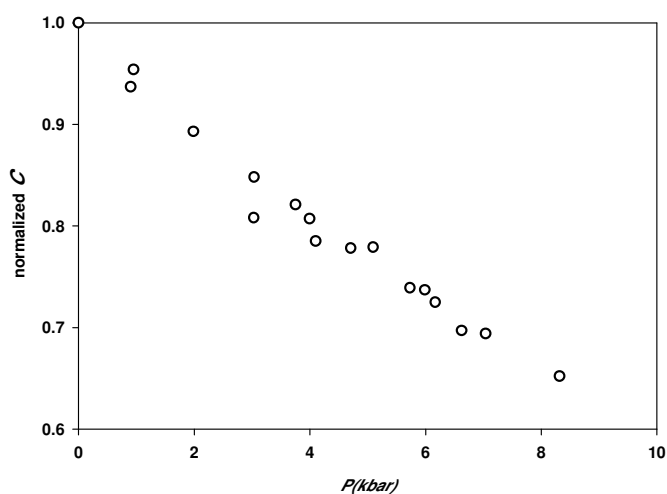
تراکمی

همانگونه که در بخش ۲-۲-۱ در مورد بازترکیب غیر تابشی اوژه بحث شد، بزرگی جریان این بازترکیب به ضریب C (ضریب اوژه) بستگی دارد. برای این منظور به کمک داده های تجربی گزارش شده توسط ماز و همکارانش [۱۵] که تغییرات ضریب اوژه بر حسب گاف نواری در نمونه ی اول مورد بررسی در بخش ۵-۴ را اندازه گیری کرده اند (شکل ۵-۱۱) به این کار مبادرت ورزیده ایم.



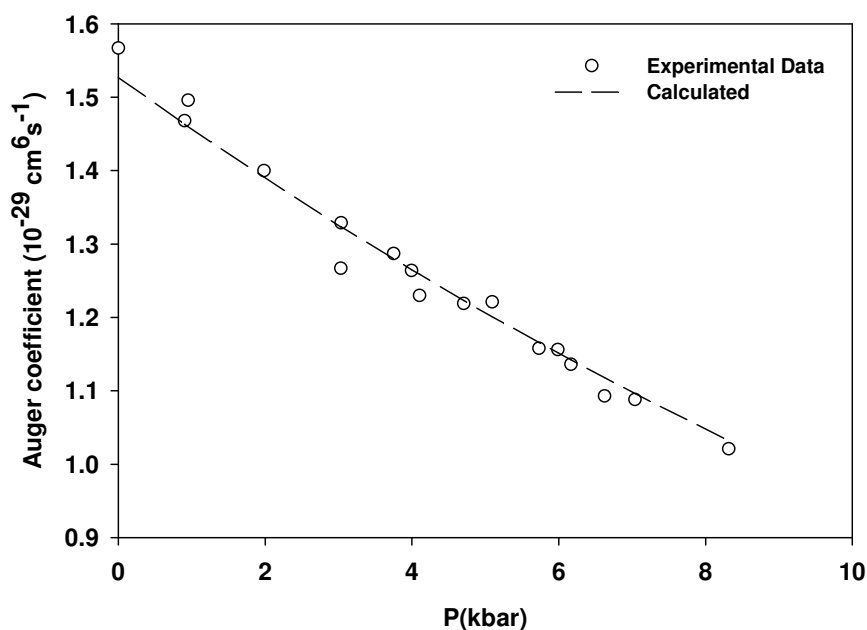
شکل ۵-۱۱ تغییرات ضریب اوزه بر حسب گاف نواری برای لیزر ۱/۵ دارای ۰/۶ درصد کرنش تراکمی [۱۵] (خط رسم شده برای راهنمایی چشم می باشد).

از آن جا که طبق گزارش مازه و همکارانش [۱۵] طول موج گسیل این لیزر در بازه ی ۸ کیلو بار به اندازه ی ۱۱۴ نانومتر کاهش می یابد، ضریب فشارگاف نواری برای این قطعه $۸/۵ \text{ meV/kbar}$ می باشد. با توجه به این مقدار برای محاسبه ی تغییرات ضریب اوزه با گاف نواری برای این قطعه، ابتدا تغییرات بهنجار شده ی داده های تجربی نشان داده شده در این شکل بر حسب فشار را محاسبه کرده ایم. برای انجام این کار گاف نواری مربوط به نخستین داده (حدود ۸۳۰ meV) را به عنوان گاف نواری مبنا $E_g(0)$ در نظر گرفته ایم و سپس به کمک رابطه ی (۳-۳۲) داده های وابسته به محور گاف نواری را به فشار تبدیل کرده ایم. نتیجه این محاسبات در شکل (۵-۱۲) نشان داده شده است.



شکل ۵-۱۲ تغییرات بهنجار شده ی ضریب اوزه با فشار

به منظور توصیف نظری این داده ها، با توجه به رابطه ی (۲-۱۷) و همچنین با در نظر گرفتن تغییرات جرم موثر الکترونها در نوار رسانش بر حسب فشار (رابطه ی (۳-۳۴)) و تغییر گاف نواری با فشار (رابطه ی (۳-۳۲)) این تغییرات بهنجار شده ضریب اوژه با فشار را برای این قطعه محاسبه نموده ایم. با ضرب کردن ضریب C_0 که در محاسبات ما مستقل از فشار فرض شده است در تغییرات بهنجار شده ی ضریب اوژه با فشار می توان تغییرات ضریب اوژه با فشار را محاسبه نمود. این ضریب را به وسیله ی منطبق کردن خطی بر مقادیر اندازه گیری شده ی ضریب اوژه به دست آورده ایم. نتایج محاسبات ما به صورت خط چین به همراه مقادیر تجربی (دایره های تو خالی) در شکل (۵-۱۳) نشان داده شده است.



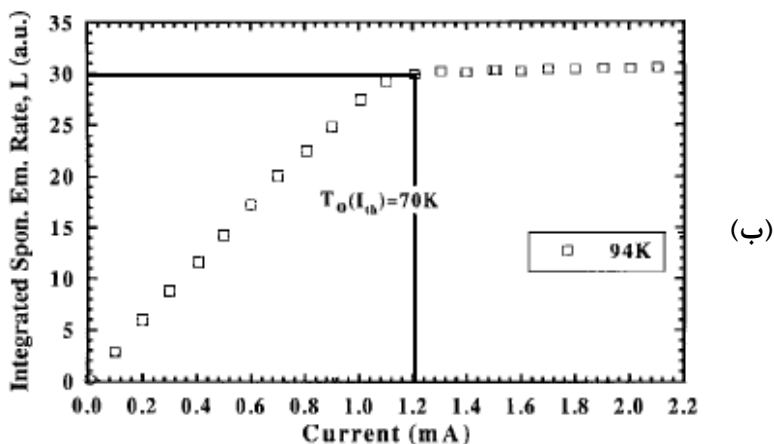
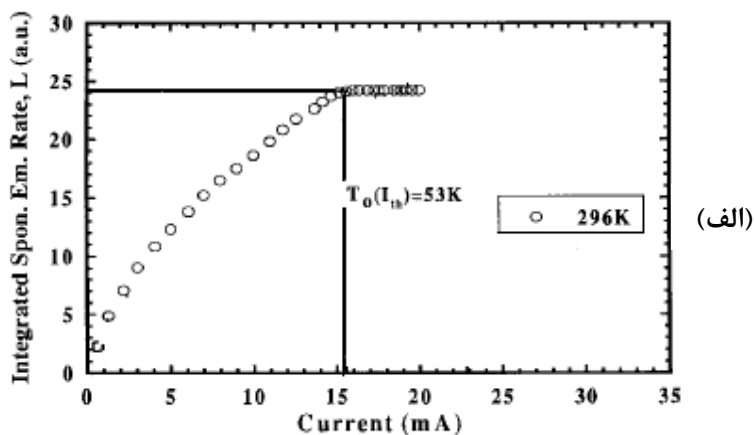
شکل ۵-۱۳ نمودار تغییرات ضریب اوژه با فشار برای لیزر دارای 0.06% کرنش تراکمی داده های تجربی [۱۵] با دایره های تو خالی و نتایج محاسبات با خط چین نمایش داده شده است.

بر اساس محاسبات ما برای این قطعه در فشار جو ضریب اوژه برابر $1.527 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ می باشد که با مقادیر تجربی نشان داده شده در نمودار $1.57 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ در توافق خوبی است.

۷-۵ بررسی نوع باز ترکیب غالب در قطعات ۱/۵ میکرومتری به کمک مشخصه ی

L-I، پایینتر از جریان آستانه (پارامتر Z)

راه دیگر برای اندازه گیری نسبت جریانهای تابشی و اوزه به جریان آستانه، تعیین پارامتر Z می باشد. چنانچه در بخش ۳-۵ گفته شد با اندازه گیری کل نور حاصل از گسیل خودبخودی قطعه (L) بر حسب جریان (I) (قبل از شرایط آستانه) و تعیین مقدار Z (رابطه ی ۳-۱۷) می توان نوع فرآیند باز ترکیبی غالب (تابشی و یا غیر تابشی) در قطعه را مشخص کرد.



شکل ۵-۱۴ نمودار شدت نور حاصل از گسیل خود به خودی بر حسب جریان برای لیزر ۱/۵ میکرونی دارای ۰/۶ درصد کرنش تراکمی (الف) در دمای ۲۹۶ کلین و (ب) در دمای ۹۴ کلین [۱۲].

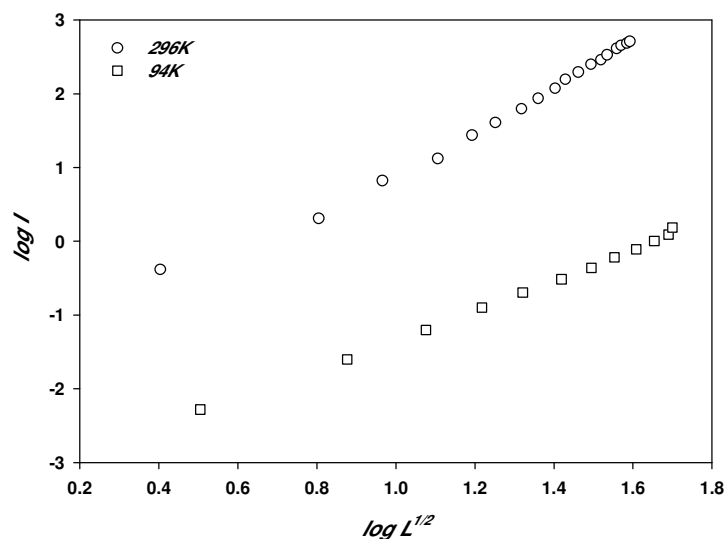
اگر باز ترکیب غالب در قطعه باز ترکیب تک مولکولی باشد، مقدار Z در حدود ۱، برای باز ترکیب تابشی مقدار Z در حدود ۲ و اگر فرآیند غالب، باز ترکیب غیرتابشی اوزه باشد، مقدار Z در حدود ۳ خواهد بود.

نمودار مقادیر اندازه گیری شده ی L بر حسب I برای لیزر $1/5$ میکرونی دارای $0/6$ درصد کرنش تراکمی که مشخصات آن در بخش ۵-۲ گفته شد، در دو دمای متفاوت در شکل‌های (۵-۱۴-الف) و (۵-۱۴-ب) نشان داده شده است.

چنانچه از طرفین رابطه (۳-۱۷) لگاریتم بگیریم داریم:

$$\ln(I) = Z \ln(L^{1/2}) \quad (5-17)$$

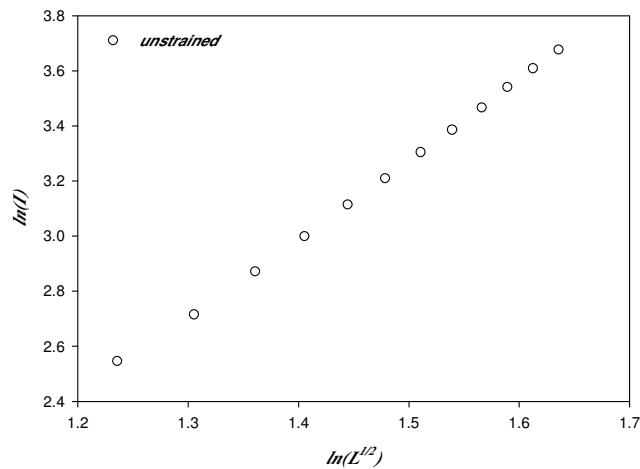
بنابراین با رسم نمودار لگاریتم I بر حسب لگاریتم مجذور L ، شیب خط برابر پارامتر Z خواهد بود. این نمودار با توجه به داده های تجربی تا قبل از رسیدن به شرایط آستانه عملگری لیزر در شکل‌های (۵-۱۴-الف) و (۵-۱۴-ب) برای این قطعه در شکل (۵-۱۵) رسم شده است.



شکل ۵-۱۵ نتیجه محاسبات ما برای تغییرات لگاریتم I بر حسب لگاریتم $L^{1/2}$ برای قطعه ی با $0/6$ درصد کرنش تراکمی در دماهای ۹۴ و ۲۹۶ کلوین.

همانگونه که از شکل پیداست شیب نمودار مربوط به دمای ۲۹۶ کلوین بیشتر از ۹۴ کلوین است. با انجام محاسبات مقدار این شیب برای ۲۹۶ کلوین $2/781$ و برای ۹۴ کلوین $2/02$ به دست می آید که حاکی از غالب بودن جریان اوژه در جریان آستانه در محدوده ی دمای اتاق و غالب بودن جریان تابشی در حدود ۱۰۰ کلوین می باشد که مطابق با نتایج به دست آمده در بخش ۵-۳ است. در شکل (۵-۱۶) تغییرات لگاریتم I بر حسب لگاریتم مجذور L برای یک قطعه ی بدون کرنش (در دمای

اتاق) نشان داده شده است.



شکل ۵-۱۶ نمودار I بر حسب $L^{1/2}$ برای قطعه بدون کرنش در دمای اتاق [۱]

این لیزر شامل ۵ چاه کوانتومی بدون کرنش با عرض ۶۵ آنگستروم است که توسط نواحی سد $InGaAsP$ بدون کرنش با ضخامت ۸۰ آنگستروم از هم جدا شده اند. طول موج گسیل این لیزر $1.48 \mu m$ است [۱۴]. پارامتر Z در دمای اتاق برای این قطعه برابر $2/871$ به دست می آید که نسبت به قطعه ی کرنش دار قبلی بیشتر می باشد که به معنی بزرگتر بودن سهم جریان اوژه در جریان آستانه در قطعه بدون کرنش است که مطابق با نتایج بخش ۵-۴ می باشد.

۵-۸ محاسبه ی سهم جریانهای تابشی و غیر تابشی از جریان آستانه به وسیله ی

پارامتر Z

همانگونه که در بخش ۳-۵ نشان دادیم، جریان را می توان در قطعات مورد مطالعه به صورت

$$I_{th} = eV (An + Bn^2 + Cn^3) + I_{leak}$$

با صرف نظر از جریان نشت و با توجه به گزارش بنک

[۴۱] می توان نوشت:

$$Z \approx \frac{I_{mono}}{I_{tot}} + 2 \frac{I_{rad}}{I_{tot}} + 3 \frac{I_{Aug}}{I_{tot}} \quad (5-18)$$

و در نتیجه داریم:

$$Z \approx 1 + \frac{I_{rad}}{I_{tot}} + 2 \frac{I_{Aug}}{I_{tot}} \quad (19-5)$$

با توجه به مقادیر به دست آمده برای Z در بخش ۵-۷ و به کمک رابطه ی (۱۹-۵) و در نظر گرفتن این موضوع که در قطعات مورد بررسی ما جریان تک مولکولی قابل چشم پوشی است، می توان سهم هر یک از این جریانها در جریان اعمال شده بر قطعه را تعیین کرد. برای این کار همانگونه که در بخش ۴-۵ گفته شد چنانچه نسبت جریان تابشی به جریان کل را برابر a (I_{rad}/I_{tot}) در نظر بگیریم انتظار می رود $I_{aug}/I_{tot} = (1-a)$ باشد. با جایگذاری این مقادیر در رابطه ی (۱۹-۵) و انجام این محاسبه ملاحظه می شود که برای قطعه ی بدون کرنش سهم جریان تابشی برابر ۱۳٪ و برای قطعه کرنش دار برابر ۲۲٪ می باشد. این نتایج به خوبی با نتیجه ی به دست آمده در بخش ۴-۵ (جدول ۵-۴) مطابقت دارد.

۹-۵ تعیین دمای مشخصه در لیزرهای $1/5 \mu m$ به کمک فشار هیدروستاتیکی

همانگونه که در بخش ۳-۷ مطرح شد، دمای مشخصه ی یک لیزر نشاندهنده ی تغییرات جریان آستانه با دما می باشد. روش مرسوم برای تعیین دمای مشخصه ی یک قطعه ی لیزری، اندازه گیری تغییرات جریان آستانه با دما و انطباق معادله ی (۳-۲۹) در مجموعه داده های به دست آمده می باشد. هدف ما در این بخش ارائه ی روش دیگری در تعیین این پارامتر (T_0) با توجه به نتایج حاصل مطالعات جریان آستانه با فشار (بخش ۵-۲) و (۴-۵) می باشد. برای این کار ابتدا از رابطه ی (۳-۲۹) بر حسب دما مشتق می گیریم:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{I_{th}} \frac{dI_{th}}{dT} \quad (20-5)$$

همانگونه که در بخش ۵-۲ مشخص شد، در قطعات $1/5 \mu m$ جریان اوزه بخش عمده ی جریان آستانه

را تشکیل می دهد. چنانچه در این رابطه به جای جریان آستانه رابطه ی مربوط به جریان اوژه $(I_{Aug} = eVCn^3)$ را قرار دهیم خواهیم داشت:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{eVCn_{th}^3} \frac{d}{dT} (eVCn_{th}^3) \quad (21-5)$$

با توجه به اینکه فرآیند اوژه ی غالب در قطعات با طول موج بلند از نوع CHSH مستقیم است با جایگذاری C از رابطه ی (۲-۶) و با فرض عدم وابستگی C_0 به دما [۴] داریم:

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{eVC_0 n_{th}^3 \exp(-E_a/k_B T)} \times eVC_0 \frac{d}{dT} (n_{th}^3 \exp(-E_a/k_B T)) \quad (22-5)$$

از آنجا که در یک قطعه ی ایده آل تراکم حاملهای آستانه با دما متناسب است $(n_{th} \propto T)$ [۱۷] با قراردادن T در این رابطه به جای n_{th} و انجام عمل مشتق گیری به رابطه ی زیر می رسیم:

$$T_0 = \frac{T}{3 + E_a/k_B T} \quad (23-5)$$

که در آن انرژی فعال سازی بازترکیب اوژه ی غالب (E_a) از رابطه ی (۲-۱۱) تعیین می شود. با استفاده از مقادیر جرمهای موثر مشخص شده در جداول (۳-۵) و (۲-۵) انرژی فعالسازی بازترکیب اوژه برای قطعه ی برون کرنش بدر حدود 60 meV و برای قطعه ی با 0.6% درصد کرنش تراکمی در حدود 70 meV می باشد. براین اساس دمای مشخصه (T_0) برای قطعه ی بدون کرنش در دمای اتاق، 57.4 K و برای قطعه ی دارای 0.6% کرنش تراکمی 54 K به دست آمده است. مقادیر اندازه گیری شده به کمک اندازه گیریهای دمایی به وسیله ی پوگانت و همکارش [۶] برای قطعه ی بدون کرنش در دمای اتاق مقدار، 56 K و سوپینی و همکارانش [۱۳] برای قطعه ی دارای 0.6% کرنش تراکمی در دمای 307 K کلون 53 K می باشد که حاکی از سازگار بودن نتایج محاسبات ما و مقادیر تجربی گزارش شده است.

نتیجه گیری:

در این پایان نامه ما به بررسی سه لیزر $1/5$ میکرون پرداختیم. نمونه ی اول لیزری با طول موج گسیلی $1/54 \mu m$ است که دارای چهار چاه کوانتومی $In_{0.713}Ga_{0.287}As_{0.867}P_{0.133}$ با 0.08 کرنش تراکمی و پهنای 48 آنگستروم است که توسط سدهای 160 آنگسترومی $In_{0.742}Ga_{0.258}As_{0.484}P_{0.516}$ از هم جدا شده و توسط لایه های محدود کننده ی InP با ضخامت 0.15 میکرومتر احاطه شده اند. نمونه ی دوم قطعه ای با طول موج گسیل $1/5 \mu m$ شامل 4 چاه کوانتومی $In_{0.62}Ga_{0.38}As$ است که دارای 0.06 کرنش تراکمی بوده و بوسیله ی نواحی سد $In_{0.72}Ga_{0.28}As_{0.6}P_{0.4}$ از هم جدا شده اند. این قطعه روی زیر لایه ای از $n-type InP$ و به روش $LPMOVPE$ رشد داده شده است. و نمونه ی سوم یک لیزر با 5 چاه کوانتومی $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 65 آنگسترومی بدون کرنش است که بوسیله ی نواحی سد $In_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.45}P_{0.55}$ از هم جدا شده اند. ، طول موج گسیل این لیزر $1/52 \mu m$ و روی زیر لایه ای از InP رشد داده شده است.

با توجه به محاسبات انجام شده در بخش ۵-۱ نشان دادیم که در لیزرهای $InGaAs(P)$ با چاه (های) کوانتومی چگالی حاملهای آستانه با فشار تغییر چندانی نمی کند و می توان آن را مستقل از فشار در نظر گرفت. با توجه به این موضوع به بررسی تغییرات بهنجار شده ی جریان آستانه با فشار برای لیزرهای $1/5$ و $1/3$ میکرومتری پرداختیم. مشاهدات تجربی در بخش ۵-۲ و ۵-۳، حاکی از کاهش جریان آستانه با افزایش فشار در دمای اتاق و افزایش جریان آستانه در دماهای پایین (در محدوده ی دمای مشخصه ی قطعه) می باشد. با چشم پوشی از مولفه های تک مولکولی و نشتی در جریان آستانه در این قطعات و با توجه به اینکه با افزایش فشار جریان تابشی افزایش و جریان اوژه کاهش می یابد، دریافتیم باز ترکیب غیر تابشی اوژه فرآیند باز ترکیبی غالب در این قطعات است. همچنین در دماهای پایین با انطباق نظریه ی وابسته به تغییرات بهنجار شده ی جریان تابشی و داده های تجربی معلوم شد در این قطعات در دماهای پایین، فرآیند غالب باز ترکیب تابشی است.

در بخش ۴-۵ به کمک داده های تجربی مربوط به تغییرات جریان آستانه با فشار و با استفاده از معادله ی ۵-۱۵ به بررسی تاثیر کرنش بر سهم مولفه های تابشی و اوژه در جریان آستانه پرداختیم. برای این کار ابتدا به بررسی نظری داده های مربوط به تغییرات جریانهای تابشی و اوژه با فشار برای نمونه ی دوم پرداختیم. نتایج محاسبات ما نشان دادند که انطباق بسیار خوبی با داده های تجربی وجود دارد. با استفاده از این اطلاعات، همین محاسبات برای نمونه های اول و سوم نیز انجام شد. نتایج ما (جدول ۴-۵) حاکی از کاهش سهم جریان اوژه در قطعات کرنش دار در مقایسه با قطعه ی بدون کرنش می باشد.

در بخش ۵-۵ به بررسی سهم مولفه های مختلف جریان آستانه در ساختارهای MQW و SQW پرداختیم و دریافتیم که سهم جریان غیر تابشی اوژه در جریان آستانه در ساختارهای MQW کمتر از SQW است. در ارتباط با تغییرات ضریب اوژه با فشار در بخش ۵-۶ برای نمونه ی دوم ملاحظه شد که نتایج نظری ما (معادله ی ۵-۱۶) با دقت خوبی بر داده های تجربی گزارش شده منطبق اند. در این مورد بر اساس محاسبات ما مقدار ضریب اوژه در دمای اتاق و فشار جو $cm^6 s^{-1}$ ^{-۲۹} $10 \times 1/527$ می باشد. علاوه بر مطالعه ی تغییرات جریان آستانه با فشار (بخش ۵-۲ و ۵-۳)، برای تعیین نوع بازترکیب غالب، می توان از روش دیگری نیز به همین منظور استفاده کرد. این روش می تواند با تعیین پارامتر Z (معادله ی ۵-۱۷) انجام شود. مقادیر محاسبه شده توسط ما برای این پارامتر در دمای اتاق در قطعات دوم و سوم به ترتیب برابر $2/78$ و $2/87$ و در حدود 100 کلوین برای نمونه ی دوم برابر $2/02$ می باشند. این نتایج نشانگر غالب بودن بازترکیب اوژه در دمای اتاق و غالب بودن بازترکیب تابشی در دماهای پایین در این قطعات است. همچنین به کمک این مقادیر در بخش ۵-۸ به تعیین سهم جریانهای تابشی و اوژه در این دو قطعه پرداختیم و برای نمونه های دوم و سوم سهم جریان تابشی را به ترتیب حدود 22% و 13% حدود محاسبه کردیم که مطابق با نتایج به دست آمده در بخش ۴-۵ است.

در بخش ۵-۹ با توجه به غالب بودن بازترکیب اوزه در دمای اتاق در قطعات مورد بررسی اقدام به تعیین نظری دمای مشخصه ی نمونه های دوم و سوم کردیم. نتایج ما برای دمای مشخصه نمونه ی دوم حدود ۵۴ کلوین و برای نمونه ی سوم حدود ۵۷/۴ می باشد که در توافق خوبی با مقادیر تجربی می باشد.

ضمیمه

چگونگی بکارگیری فشار هیدروستاتیکی

فشار هیدروستاتیکی وسیله ای مناسب برای بررسی و مطالعه قطعات نیمرسانا می باشد زیرا بوسیله بکارگیری آن می توان گاف نواری نیمرسانا را بطور پیوسته تغییر داد و فرآیندهای بازترکیبی مختلف در قطعه را مطالعه کرد. همچنین اعمال فشار باعث تخریب قطعه نمی شود و پس از حذف فشار، قطعه دوباره به حالت ابتدایی خود باز می گردد. [۴] در ادامه به تشریح چگونگی بکارگیری فشار و اثرات اعمال فشار بر پارامترهای مختلف قطعه می پردازیم.

۵-۱ نحوه اعمال فشار

برای اعمال فشار به یک قطعه نیمرسانا دو روش رایج وجود دارد [۴۲].

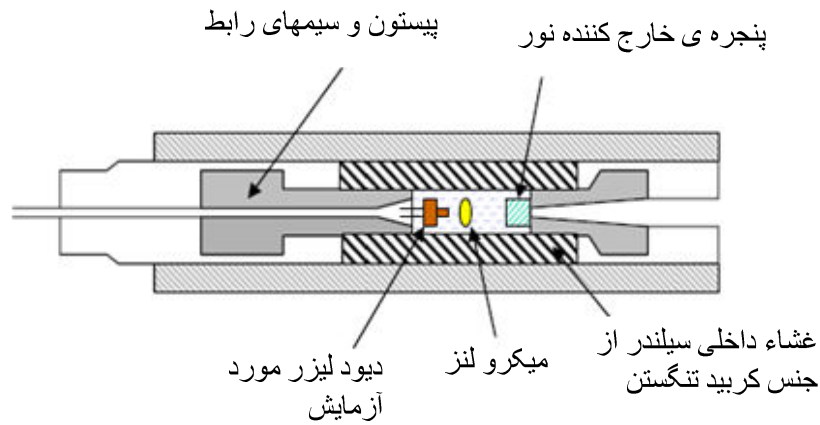
۱- استفاده از سلول فشار پیستون - سیلندر

در این روش قطعه مورد نظر در یک سیلندر حاوی سیالی قرار می گیرد که از نظر الکتریکی نارسانا بوده و نسبت به طول موج گسیل لیزر نیز شفاف است. این سیال می تواند مخلوطی از روغن کرچک و آمیل الکل^۱ با نسبت مساوی، مخلوط پنتان- هگزان^۲ و یا نفت خام باشد [۴۳]. شکل (۱) طرحی از این سیستم را نشان می دهد. در این دستگاه یک پیستون، که از درون آن به منظور اعمال ولتاژ به قطعه، سیمهایی عبور می کنند، به سیال درون سیلندر وارد فشار می کند. این فشار طبق اصل پاسکال عیناً به تمام نقاط سیال محصور وارد می شود. نکته مهم در مورد این دستگاه آن است که مواد به کار رفته در ساخت سیلندر و پیستون بایستی قابلیت تحمل فشارهای بالا را بدون هیچگونه تغییر شکل الاستیکی دارا باشند. برای این منظور موادی همچون آلیاژ بریلیوم-مس (تا بازه ۱۴ کیلو بار) و یا *NiCrAl* (تا بازه ۳۰ کیلو بار) مورد استفاده قرار می گیرند یکی از رایج ترین

¹ Amil alcohol

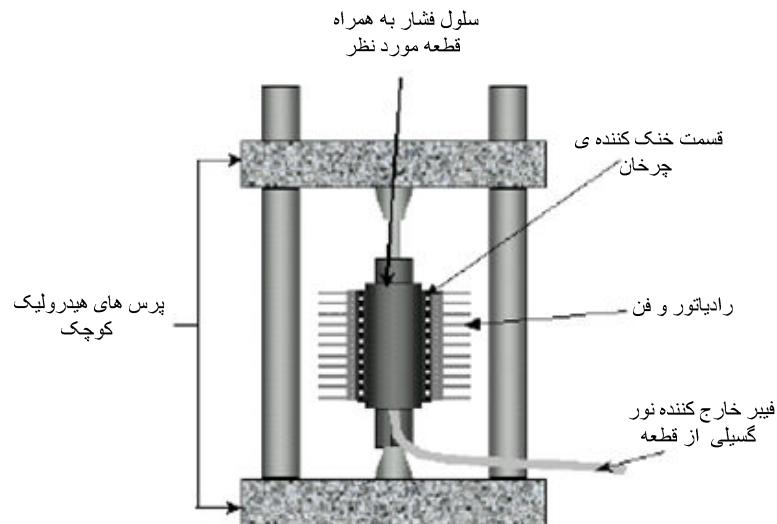
² Pentane-Hexane mixture

مواد در این مورد کربید تنگستن^۱ می باشد که تا بازه فشار ۲۰ کیلو بار و پس از طی ۲۰ چرخه هیچ گونه تغییر شکلی در آن دیده نشده است [۴۲].



شکل ۱ سیلندر مورد استفاده برای اعمال فشار به قطعه و اجزای مختلف آن [۴۲].

برای اعمال فشار به این مجموعه، سیلندر را بین دو پرس هیدرولیکی که می توانند چندین تن بار را تحمل می کنند قرار می دهند (شکل ۲).



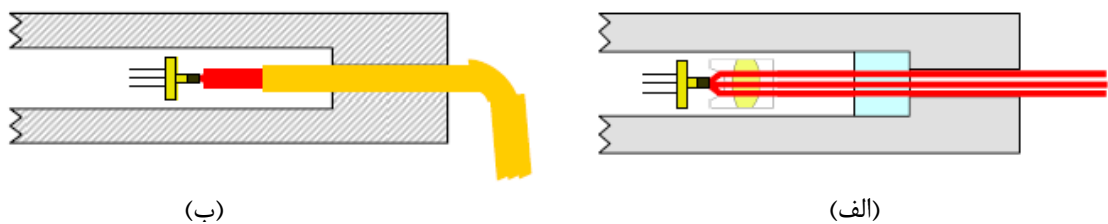
شکل ۲ چگونگی قرار گیری سیلندر فشار حاوی قطعه مورد نظر در دستگاه پرس هیدرولیک [۴۲].

در این دستگاه برای جلوگیری از تغییر دما و تاثیر آن بر پارامترهای موثر عملگری قطعه از خنک

¹ Tungsten carbid

کننده هایی در اطراف سیلندر استفاده می شود. برای خروج نور حاصل از قطعه از داخل سیلندر دو راه وجود دارد که در شکل (۳-الف و ب) نشان داده شده است. در وضعیت (الف) نور از طریق یک میکرو لنز جمع آوری و سپس از مسیر پنجره ای که از جنس *Sapphire* است خارج می شود. در این روش لنز باید از جنسی ساخته شود که نسبت به تغییرات ضریب شکست سیال با فشار، حساس نباشد.

در وضعیت (ب) که روش متداول آزمایشگاهی است، یک فیبر نوری به طور مستقیم به انتهای قطعه متصل شده و نور توسط آن از سیستم خارج می شود. در این روش برای اطمینان از تغییر نکردن مشخصات قطعه، قبل و بعد از ایجاد روزنه در قطعه، پارامترهای مختلف قطعه را اندازه گیری می کنند.

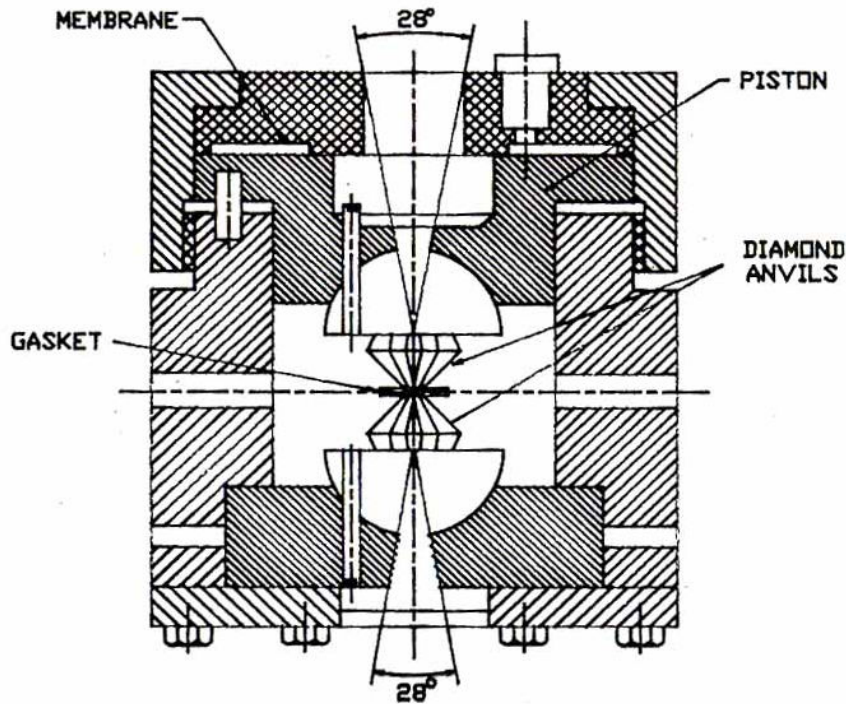


شکل ۳ چگونگی خروج نور از سلول فشار (الف) توسط یک میکرو لنز و پنجره ای ایجاد شده در سلول (ب) توسط اتصال یک فیبر نوری به انتهای قطعه [۴۲].

۲- استفاده از سندان الماس^۱ (DAC)

در این سیستم قطعه مورد نظر روی سندان از جنس الماس قرار گرفته و بوسیله ی پرسهای هیدرولیک فشار لازم به قطعه وارد می شود. شکل (۴) طرح ساده ای از این وسیله را به همراه قسمتهای مختلف آن نشان می دهد. در این دستگاه سنگهای طبیعی یا مصنوعی از جنس برلیان و الماس به عنوان سندان مورد استفاده قرار می گیرند و سنگ مورد نظر تراش داده می شود تا قطر آن به ۵۰۰ تا ۶۰۰ میکرون برسد [۱].

¹ Diamond Anvil Cell



شکل ۴ طرح ساده ای از یک سندان الماس به همراه قسمت‌های مختلف آن [۱].

سنگ الماس بکار گرفته شده بایستی از چهار ویژگی برش، شفافیت، عیار و رنگ سنگ برخوردار باشد. علاوه بر این الماس مورد نظر باید نسبت به نور گسیل شده از قطعه شفاف باشد. مزیت استفاده از سندان الماس نسبت به سلول سیلندر- پیستون، بکارگیری فشارهای بسیار زیاد، در حدود ۵۰۰ کیلو بار و همچنین حجم کاری بالا می باشد. از محدودیت‌های کاری این سیستم، کار در دماهای پایین تر از ۷۷ درجه ی کلوین و میدانهای مغناطیسی بالا است [۱].

- 1- A. R. Adams, J. Allam, *HIGH PRESSURE IN SEMICONDUCTOR PHYSICS II*, Academic Press *NEW YORK* (1998).
- 2- S. J. Sweeney, S. R. Jin, S. Tomic, A. R. Adams, T. Higashi, H. Riechert, and P. J. A. Thijs, *phys. Stst. sol. (b)* **235** 474-479 (2003).
- 3- D. A. Neamen, *Semiconductor Physics and Devices Basic Principles*, RR. Donnelly & sons company(1992).
- 4- S. A. Choluis, A. Andreev, M. Merrick, A. R. Adams and B. N. Mudrin, *Appl Phys Lett*, , **82**(8) 1149(2003).
- 5- K. C. Heasman, A. R. Adams, *IEEE, ELECTRONIC LETTERS* **23**(10) (1987).
- 6- K. R. Poguntke, A. R. Adams, *IEEE, J. QUANTUM ELECTRONICS*, **28**(12) (1992).
- 7- P. J. A. Thijs, Luuk F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, and Teus van dongen, *IEEE, J. QUANTUM ELECTRONICS*, **30**(2) (1994).
- 8- W. S. Ring, A. R. Adams ,P. J. A. Thijs and T. Van Dongen, , *IEEE, ELECTRONIC LETTERS*, **28**(6) (1992).
- 9- A. Haug, *Semicond. Sci. Technol.* **7** (1992).
- 10- B. Gönül, *Semicond. Sci. Technol.* **14** 648-656 (1999).
- 11- S. R. Jin, S. J. Sweeney, C. N. Ahmad, A. R. Adams and B. N. Mudrin, *Appl Phys Lett*, **85** (3), (2004).
- 12- A. F. Phillips, S. J. Sweeney, A. R. Adams, and P. J. A. Thijs, *IEEE, J. SEL. TOP. IN QUANTUM ELECTRONICS*, **5**(3) , (1999).
- 13- S. J. Sweeney, A. F. Phillips, A. R. Adams, E. P. O'Reilly, and P. J. A. Thijs *IEEE, PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, **10**(8) (1998).
- 14- M. Silver, E. P. O'Reilly, and A. R. Adams, *IEEE, J. QUANTUM ELECTRONICS*. **33**(9) (1997).
- 15- N. F. Massé, S. J. Sweeney, and A. R. Adams, *Appl Phys Lett*, **90**, 161113 (2007).
- 16- B. Gönül and M. Oduncuoglu *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 23-32(2004).
- 17- J. Singh, *Semiconductor Optoelectronics Physics and Technology*, Mc Graw-Hill Inc, New York (1999).

- 18- Pallab Bhattacharya, *Semiconductor Optoelectronic Devices* 2nd Edition, Prentice Hall, (1996).
- 19- C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, 6th ed. John Wiley & Sons, New York, Chichester, US (1986).
- 20- A. Haug, J. Phys. C: Solid State Phys. **16** 4159 (1983).
- 21- A. Sugimura, J. Appl. Phys. **51** 4405,(1980).
- 22- P. Lawaetz, Phys. Rev. B. **4** 3460,(1971).
- 23- A. Haug, Electron. Lett. **26** 1415, (1990).
- 24- Courtesy of <http://www.britney Spears.ac/lasers.htm>.
- 25- O. Svelto, *Principles of Lasers*, 2nd edition , Plenum Press, (1982).
- 26- S. M. Sze, *Semiconductor Devices Physics and Technology*, Wily Press(1986).
- 27- M. Dutta, M. A. Stroschio, *Advances in Semiconductor Lasers and Applications to Optoelectronics* WPS. Co. Pte. Ltd. Singapore 912805.
- 28- N. K. Dutta, and R. J. Nelson, J. Appl. Phys. **53** 74 (1982).
- 29- Bo- Ting Liou, Sheng-Horng Yen, Ming- Wei Yao, Mei- Ling Chen, Yen- Kuang Kuo, Shu- Hsuan Chang, *Optoelectronic Devices: Physics, Fabrication, and Application III* , Proceeding of SPIE **6368**, 636814 (2006).
- 30- L. V. Asryan, Quantum Electronics **35**(12) 1117-1120 (2005).
- 31- E. H. Perea, E. E. Mendes, C. G. Fonstad, Appl. Phys. Lett. **36**(12) 978 (1980).
- 32- Y. Yoshida, H. Watanabe, K. Shibata, A. Takemoto and H. Higuchi, IEEE, J of QUANTUM ELECTRONICS, **34**(7) 1257-1262 (1998).
- ۳۳- عشقی حسین، کنفرانس فیزیک ایران زنجان ۱۳۸۷.
- 34- R. I. Taylor, R. A. Abram, M. G. Burt, and C. Smith, Semicond. Sci. Technol. **5** 90-104 (1990).
- 35- M. Hawley, *Phd thesis* University of Surrey (1994).
- 36- B. G. Streetman, *Solid State Electronic Devices*, Cambridge, ISBN:964 454 0166.
- 37- W. T. Silfvast, *Laser Fundamentals*, 2nd Editon, Cambridge (2004).
- 38- O' Gorman, A. F. J. Levi, T. Tanbun-EK, D.K. Coblenz, and R. A. Logan, Appl. Phys. Lett. **60** 1058 (1992).
- 39- S. J. Sweeney, S. R. Jin, S. Tomic, A. R. Adams, T. Higashi, H. Riechert, and P. J. A. Thijs, phys. Stst. sol. (b) **235** 474-479 (2003).

- 40- A. R. Adams, M. Hawely, E. P. O'Reilly, and W. Ring, Japan. J. Appl. Phys. **32** 358 (1993).
- 41- S. R. Bank, High-Performance 1.55micron GaInNAsSB Laser Grown on GaAs, Dissertation submitted to the Electrical Engineering Dept. Stanford University (2006).
- 42- <http://www.Bright.Eu> e News letter sep (2006)
- 43- D. Patel, C. S. Menoni, H. Temkin, C. Tome, R. A. Logan, and D. Coblenz, J. Appl Phys **74**, 737-739 (1993)

Abstract:

In the recent years the infra-red (IR) laser diodes with the wavelength of 1.3 and 1.5 micrometers have found great interest in optical fibers communications. These researches are aimed towards more efficient laser diodes.

Threshold current (I_{th}) and temperature sensitivity (known by the characteristic temperature T_0) are two important parameters in the operation of a laser diodes. A device with a low I_{th} and T_0 is desirable and it means that the radiative to nonradiative recombination current ratio is big and the variation of I_{th} with temperature is small. For these achievements different structure, including strained and unstrained quantum well(s), have been used. Using hydrostatic pressure is a useful method in finding the radiative and nonradiative current ratio in threshold current of the device.

Here in this thesis we have tried to use the physical theoretical model to analyze the reported experimental data for the threshold current of IR laser diodes (emitting at 1.3 and 1.5 micrometer). These samples are contained quantum well(s) of $InGaAs(P)$, with and without strain, which are examined at high (300K) and low temperatures ($\sim 100K$) under hydrostatic pressure (up to 10kbar).

Key words: infra-red (IR) QW laser diodes, Threshold current (I_{th}), hydrostatic pressure, Auger recombination current, radiative current, characteristic temperature (T_0),